

ПРЕЦИЗИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ДНК В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

С.А. Родионов¹⁾, Ю.С. Шатрова^{1,2)}, А.Н. Панин²⁾, Е.А. Собакинская²⁾,
В.Л. Вакс^{1,2)}

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт физики микроструктур РАН

Одной из важных особенностей терагерцового (ТГц) диапазона частот для биологических исследований является то, что именно здесь лежат частоты колебаний, представляющих собой коллективные движения больших групп атомов, образующих молекулу. Примером таких движений являются колебания водородных связей, принадлежащих различным парам азотистых оснований, входящих в состав ДНК. Поэтому применение ТГц спектроскопии может дать возможность не только для идентификации биомолекул и определения их конформационного состояния, но и для генетического анализа. Однако использование ТГц спектроскопии для решения указанных задач налагает жесткие требования на характеристики прибора, который должен обеспечивать спектральное разрешение (не хуже десятков МГц) и высокую чувствительность. Существующие на сегодняшний день ТГц спектрометры на основе квазиоптических методов (с использованием фемтосекундных лазеров, фотосмесителей) не позволяют проводить анализ с необходимой точностью и чувствительностью. Поэтому целью данной работы стало: во-первых, создание установки и методики прецизионного измерения спектров сложных молекул и, во-вторых, изучение спектра ДНК с использованием разработанного метода.

Для обеспечения необходимой точности в работе была создана установка с использованием синтезаторов частоты на основе ЛОВ (в диапазоне 300÷360 ГГц), что позволило добиться высокой стабильности сигнала и спектрального разрешения порядка 100 кГц. В качестве образцов для измерений были использованы пленки ДНК на полиэтиленовой подложке и растворы ДНК с дистиллированной водой.

Исследования проводились с помощью двух стандартных спектроскопических методик: измерение сигнала, прошедшего через пленки ДНК (на подложке) и регистрация изменений характеристик высокودобротного резонатора при помещении туда растворов ДНК (внутрирезонаторная ТГц спектроскопия). Блок-схема установки показана на

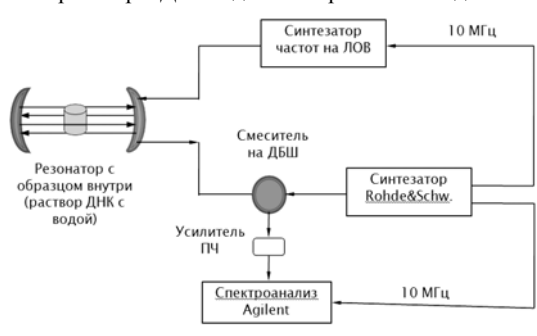


Рис. 1

рис.1.

Первым этапом работы стала запись спектра ДНК во всем рабочем диапазоне ЛОВ с шагом 3 ГГц. На рис. 2 представлена зависимость интенсивности поглощения от частоты зондирующего сигнала в диапазоне 300÷375 ГГц. Прямоугольником выделена одна из спектральных областей, характеризующаяся выраженным поглощением. Далее, спектральные области, характеризующиеся наиболее сильным поглощением, были просканированы с шагом 200 МГц. Пример подробной записи такой области (в районе 360 ГГц), где хорошо видна тонкая структура спектра, показан на рис. 3.

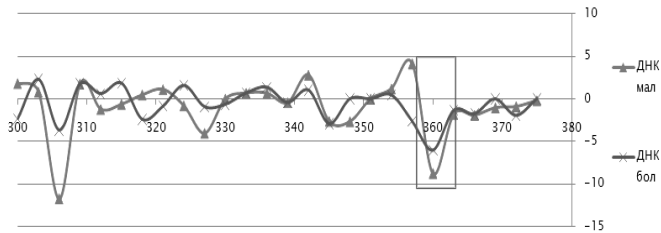


Рис. 2

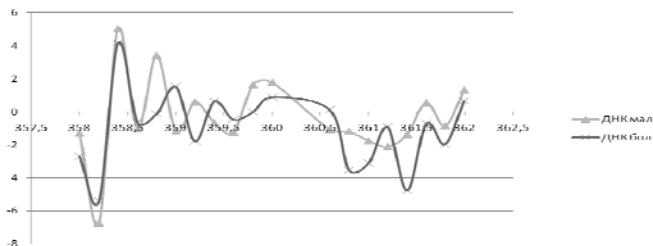


Рис. 3

Наиболее интенсивные линии поглощения по результатам всех измерений представлены в таблице.

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования № 11.G34.31.0066

«Биомедицинские технологии, медицинское приборостроение и акустическая диагностика (MedLab)», ведущий ученый – академик РАН О.В. Руденко.

Табл.

Частоты, ГГц		
304,6	306,8	307,4
311	312,4	313,8
345,2	347,2	348,6
358,2	361,4	

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ ПРИ РАДИАЦИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Е.А. Тарасова, Д.С. Демидова, С.В. Оболенский, А.Ю. Чурин

Нижегородский госуниверситет

В полупроводниковых структурах современных мощных СВЧ полевых транзисторов (HEMT) в последние годы используют слои с двумерным электронным газом. Поведение указанных приборов при воздействии фактора γ изучено недостаточно и нуждается в детальном анализе.

В работе моделировался транзистор с InAlAs/GaInAs каналом толщиной 15 нм, и затвором длиной 100 нм, что соответствовало предельной частоте усиления 250 ГГц. Для численного расчета электрических параметров транзистора в двумерном квазигидродинамическом приближении необходимо решать систему уравнений, состоящую из: уравнения Пуассона, Шредингера, непрерывности, теплопроводности, баланса энергии и импульса носителей заряда, а также выражения для плотности тока и потока энергии электронов. При моделировании транзисторов в условиях квантового облучения в системе уравнений учитываются аналогичные соотношения для дырок. Зависимости дрейфовой скорости, эффективной массы, времен релаксации энергии и импульса электронов от их энергии и температуры кристаллической решетки определялись путем расчета по методу Монте-Карло [1].

Результаты расчетов показали, что кратковременная ионизация HEMT может приводить к увеличению тока стока транзистора в 35 раз, что вызывает локальный разогрев канала прибора дополнительно на 120°C . В связи с тем, что температура канала мощного HEMT в открытом состоянии может составлять 170°C , то в момент облучения температура может кратковременно (~ 1 мс) повышаться до 290°C . Сопоставление чувствительности GaAlAs/GaInAs и InAlAs/GaInAs транзисторов к воздействию излучения показало, что амплитуда ионизационных токов и величина разогрева канала отличаются не более чем на 20%. Таким образом, можно приближенно считать, что характерные изменения параметров транзисторов из-за нагрева будут качественно и отчасти количественно подобны. Зависимость скорости электронов от продольной координаты в канале транзистора имеет характерный экстремум, который объясняется эффектом всплеска скорости [1]. При облучении транзисторов, из-за разогрева электронного газа и увеличения частоты рассеяния амплитуда всплеска снижается, так что в максимуме скорость уменьшается с $9 \cdot 10^7$ см/с без облучения до $2 \cdot 10^7$ см/с в момент воздействия.

- [1] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия /Пер. с англ. – М.: Мир, 1991, 632 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУР С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ ПРИ РАДИАЦИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Е.А. Тарасова, Е.В. Волкова, С.В. Оболенский, А.Ю. Чурин

Нижегородский госуниверситет

Радиационное облучение генерирует в полупроводнике дефекты, которые влияют на ток транзистора, что приводит к изменению температуры канала и должно учитываться при определении его чувствительности к уровню радиационного воздействия. В современных терагерцевых транзисторах длина канала сравнима с длиной релаксации импульса электронов, а толщина – порядка длины волны электрона, т.е. имеют место баллистические и квантовые эффекты в слое двумерного электронного газа. В связи с этим актуальным является исследование параметров гетеронаноструктур с двумерным электронным газом при радиационном облучении.

Экспериментальная часть работы состояла в определении вольтамперной и вольтфарадной характеристик специальных тестовых диодов Шоттки большой площади и транзисторов Шоттки КВЧ диапазона частот. Для измерений использовались приборы Е7-20 и Л2-56. Применялось компьютерное управление приборами, позволяющее провести статистическое усреднение измерений. Последнее, в совокупности со специальной математической обработкой, позволило получать гладкие профили концентрации и подвижности даже для транзисторов с фемтофарадными емкостями затворов. Найденный с помощью аналитической обработки вольтфарадной характеристики приближенный профиль легирования и подвижности, с учетом данных изготовителей GaAlAs/GaInAs структуры, использовался в качестве исходных параметров при моделировании. Вычислялись вольтамперная и вольтфарадная характеристики тестовых элементов и НЕМТ (мощных транзисторов с высокой подвижностью электронов в канале: high electron mobility transistor). Невязка вычисленных и измеренных характеристик минимизировалась путем варьирования профиля легирования. Подобранный профиль считался соответствующим профилю в образцах. Радиационное воздействие рассчитывалось с помощью введения зависимостей концентрации легирующей примеси и подвижности электронов от флюенса облучения. Указанная методика использовалась для анализа вольтамперной и вольтфарадной характеристик тестовых диодов Шоттки и НЕМТ. Рассчитаны пороговые значения флюенса, при которых изменения параметров структур проявляются на указанных характеристиках. Показано, что изменения вольтфарадной и вольтамперной характеристик происходят с разными скоростями.

- [2] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия /Пер. с англ. – М.: Мир, 1991, 632 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНСПОРТА ЭЛЕКТРОНОВ В НАНОСТРУКТУРНОМ ДИОДЕ ШОТКИ В МОМЕНТ ФОРМИРОВАНИЯ КЛАСТЕРА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

Е.В. Волкова, С.В. Оболенский

Нижегородский госуниверситет

Известно, что при воздействии быстрых частиц в результате каскадных смещений атомов происходит ионизация полупроводника, и формируются стабильные кластеры радиационных дефектов (КРД) [1], которые являются препятствием для движения электронов. В современных приборах нанoeлектроники размеры активных областей составляют несколько десятков нанометров, что сравнимо с размерами кластеров дефектов. В таких условиях радиационная стойкость прибора фактически будет определяться вероятностью возникновения единичного кластера в активной области прибора, что существенно отличается от классических полупроводниковых приборов. Образование КРД происходит в течение $10^{-13} \dots 10^{-12}$ с и приводит к сильному локальному разогреву вещества внутри каскада: температура достигает нескольких тысяч градусов, а давление – десятка тысяч бар [1]. Указанные процессы изучены недостаточно, что не позволяет точно предсказывать поведение приборов терагерцового диапазона частот в момент попадания в них быстрой частицы.

В работе проводилось моделирование динамики формирования кластера дефектов в структуре современных КВЧ диодов с размерами активных областей ~ 50 нм. Расчет процесса формирования КРД проводился с использованием известной программы TRIM. Транспорт электронов моделировался методом Монте-Карло с учетом ионизованных электронов и разогрева полупроводниковой структуры. Показано, что характерное время ухода ионизованных электронов из активной области составляет менее 10^{-12} с, что обуславливает частичное временное разделение тока ионизации и тока прибора, определяемого рассеянием на точечных радиационных дефектах и области пространственного заряда (ОПЗ) КРД в целом. В предположении, что формирование ОПЗ КРД происходит за время $\sim 10^{-11} \dots 10^{-10}$ с показано, что ток диода спадает до минимума, а затем в течении $\sim 10^{-6} \dots 10^{-3}$ с увеличивается по мере отжига первичных точечных радиационных дефектов.

- [1] Вавилов В.С., Ухин Н.А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. – М.: Атомиздат, 1969, 311 с.

СОЗДАНИЕ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КВАНТОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК ДЛЯ ПРИЕЦИЗИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ТГЦ ДИАПАЗОНА

В.А. Анфертьев, В.Л. Вакс

Нижегородский госуниверситет

В нестационарной спектроскопии [1] для эффективного взаимодействия излучения и вещества используются фазово-манипулированные сигналы и сигналы с

линейной частотной модуляцией (ЛЧМ). В связи с этим нужно изучить возможности использования квантовых полупроводниковых сверхрешеток (КПСР) в качестве умножителя частоты сложных сигналов. В работе изучен отклик третьей гармоники КПСР на сложные входные сигналы, такие как сигналы с фазовой манипуляцией и ЛЧМ сигналы, которые используются в нестационарной газовой спектроскопии и в спектрометрах со свипированием частоты.

Воздействие излучения на КПСР характеризовалось следующими параметрами: $\omega\tau$ – безразмерный параметр частоты (где ω – частота внешнего воздействия, τ – время релаксации внутри нижней минизоны, d – период КПСР, n – концентрация легирующей примеси), $\Omega_c\tau$ – безразмерный параметр, характеризующий статическое поле (Ω_c – постоянная составляющая блоховской частоты), $\Omega\tau$ – безразмерный параметр, характеризующий амплитуду переменного сигнала (Ω – мгновенная блоховская частота). Моделирование проводилось для типичных параметров КПСР и излучателя $\omega\tau = 0,1$ ($2\pi f_0 = \omega$), $\Omega\tau = 1,5$ ($\Omega_c\tau = 0$ для отсутствия четных гармоник и наиболее эффективной генерации нечетных).

Для фазоманипулированного колебания фаза несущего колебания $\varphi(t)$ менялась от 0 до π с частотой f_{mod} по закону $\varphi(t) = (\pi * \tanh(3 \sin 2\pi f_{\text{mod}} t) + 1) / 2$, что соответствует «закругленному» меандру. Причем $\tau f_{\text{mod}} = 10^{-4}$, а время переключения фазы составляло порядка 200 периодов несущего колебания.

Показано, что в случае с фазоманипулированным сигналом КПСР работает как идеальный умножитель, не приводя к искажениям, а величина третьей гармоники тока того же порядка, что и для гармонического сигнала (рис. 1). Таким образом, для нестационарного газового спектрометра целесообразно применять сигнал с фазовой манипуляцией в умножителе на КПСР.

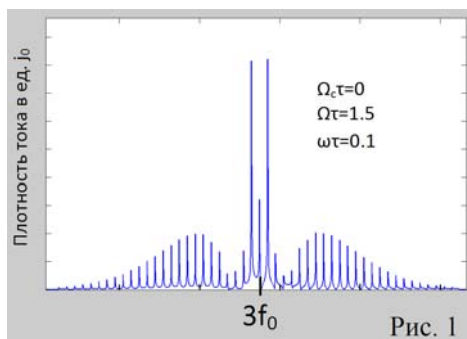


Рис. 1

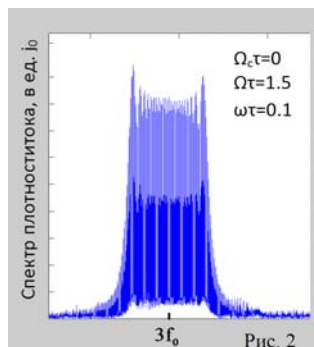


Рис. 2

Во втором случае умножался ЛЧМ сигнал с $\omega\tau = 0,1$, $\Omega\tau = 1,5$ и $\Omega_c\tau = 0$. Относительная девиация частоты относительно несущей составляла $\Delta f/f_0 = 0,02$.

Из особенностей умножения ЛЧМ сигнала (рис. 2) можно выделить расширение спектра (пропорционально номеру гармоники) и появление шумового фона. Это связано с тем, что ЛЧМ сигнал достаточно широкополосный, а КПСР является сильнонелинейной средой. Показано, что добавление к сигналу статической со-

ставляющей ($\Omega_c\tau$) ухудшает отношение сигнал/шум для отклика вблизи частотной области третьей гармоники центральной частоты ЛЧМ сигнала из-за появления и увеличения амплитуд откликов вблизи четных гармоник. Показано, что использование статического смещения не дает дополнительных преимуществ для генерации гармоник тока для ЛЧМ сигнала. Амплитуда гармоник тока ЛЧМ сигнала при умножении несколько меньше, но того же порядка, что и для гармонического сигнала.

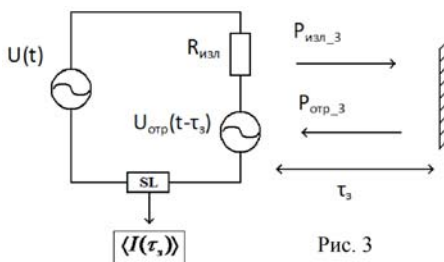


Рис. 3

Целью работы также являлось изучение автодинного режима работы КПСР. Теоретически автодинная приемная система может дать возможность упрощения функциональной схемы спектрометра за счёт использования КПСР как излучателя, так и приемника одновременно. Автодинная система рассматривалась с помощью эквивалентной схемы (рис. 3) для типичных [2] параметров КПСР $S=1 \mu\text{m}^2$, $n=10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d=6,2 \text{ нм}$, $\Delta=24,4 \text{ мэВ}$, $N=18$, $T=300 \text{ К}$. Внешние параметры эквивалентной схемы выбраны $R_{\text{изл}}=470 \text{ Ом}$ и $\sqrt{K_p}=0,5$, где K_p отношение мощностей отраженного и излученного сигналов третьей гармоники КПСР. Изучен отклик по постоянному току в зависимости от времени задержки сигнала третьей гармоники (рис. 4). Видно, что такая система работает как автодин. Найден оптимальный режим работы для такой системы по статическому смещению КПСР и амплитуде входного сигнала (рис. 5) (при их постоянной суммарной амплитуде $\Omega\tau+\Omega_c\tau=2$). Оценки показывают, что КПСР может использоваться в

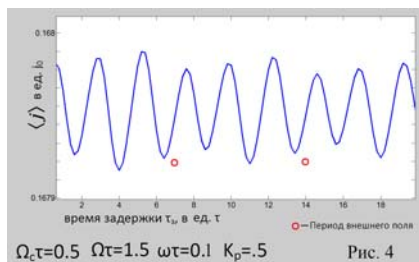


Рис. 4

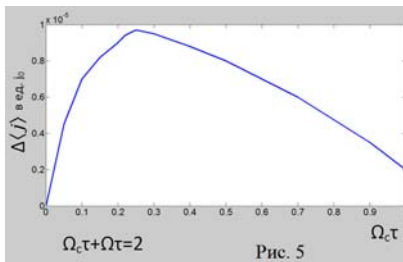


Рис. 5

качестве автодинного приемника, но для экспериментального применения необходим учет дрейфа смещения и реального изменения фазы прошедшего сигнала через исследуемое вещество.

[1] Vaks V. // J. of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. 2012. V.33, No.1. P.43.

[2] Романов Ю.А., Романова Ю.Ю. // ФТП. 2005. Т.39, вып. 1.

КОЛЛЕКТОРНЫЕ СИСТЕМЫ ГИРОТРОНОВ С ВЫСОКОЙ ЧАСТОТОЙ СКАНИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

С.Ю. Галисевич, В.Н. Мануилов

Нижегородский госуниверситет

КПД современных мощных мегаваттных гиротронов, предназначенных для нагрева плазмы в установках термоядерного синтеза (УТС), даже при использовании систем рекуперации энергии обычно лишь немного превышает 50% [1]. В результате после взаимодействия электронного пучка с электромагнитным полем резонатора его остаточная мощность остается близкой к 1 мегаватту. Поэтому одной из наиболее значимых проблем при разработке таких приборов, является обеспечение допустимого теплового режима коллектора. Для работы в квазинепрерывном режиме (импульсы длительностью порядка 1 часа) и сохранения высокой долговечности медного коллектора желательно использовать высокочастотные (частота $f \geq 100$ Гц) системы сканирования электронного пучка по его поверхности.

В докладе проанализированы различные варианты коллекторов мегаваттных гиротронов 170 ГГц диапазона с динамическими системами сканирования электронного пучка, работающими при $f=100\div 1000$ Гц. Рассматривались три системы: система с продольными катушками, с радиальными катушками и система рамок с током. Выполнен расчет распределения сканирующих магнитных полей для случая, когда система сканирования расположена внутри медного коллектора. Показано, что наименьшее ослабление сканирующего поля за счет скин-эффекта наблюдается в системе рамок с током.

Траекторный анализ подтвердил перспективность использования системы рамок с током. Здесь, в варианте питания рамок со сдвигом фазы, удастся реализовать режим бегущей волны электронного тока по поверхности коллектора, что исключает появление точек стояния электронного пучка. Расчеты показали, что для улучшения пространственного распределения сканирующего поля необходимо использовать от 8 до 16 рамок. При таком выборе числа рамок поле сканирования и след электронного пучка вращаются как единое целое, без искажения формы следа, а сам мгновенный след оказывается близок к эллипсу. Максимальная длина следа ограничена эффектом разворота ведущих силовых линий от поверхности коллектора обратно внутрь, к корпусу внутренней сканирующей системы при больших токах рамок.

Система рамок с током позволяет реализовать при частоте сканирования 100÷1000 Гц длину следа около 500 мм при пиковой (за период сканирования) плотности мощности около 0,6 кВт/см². Показано, что распределение плотности мощности слабо чувствительно к возмущающему стороннему полю рассеяния установок УТС, где планируется использовать указанные гиротроны, если величина этого поля не превышает 1,5 Гс.

- [1] Denisov G., Litvak A., Agapova M.V., Myasnikov V., Popov L., Tai E.M., Usachev S.V., Zapevalov V.E., Chirkov A., Ilin V.I., Kuftin A.N., Malygin V.I., Sokolov E.V., Solyanova E. // Digest of the 36th Intern. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2011. P.696.