

Российская Академия Наук

**«ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ
ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА»**

**Программа фундаментальных исследований
Президиума РАН №29**

Отчет за 2005 г.

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**Программа фундаментальных исследований Президиума РАН N29
«Электромагнитные волны терагерцового диапазона»**

Отчет за 2005 г.

ОРГАНИЗАЦИИ – ИСПОЛНИТЕЛИ:

Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН, Москва

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

Институт радиотехники и электроники РАН, г. Москва

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск

Координатор программы,

Председатель Научного совета программы,

Академик **Г.Н.Кулипанов**

Ученый секретарь

Научного совета программы,

Д.ф.-м.н. **Б.А.Князев**

**Новосибирск
2005**

В последнее десятилетие наблюдается резкий рост числа фундаментальных и прикладных работ в области генерации и применения излучения в интервале длин волн от 30 мкм до 0,3 мм, что соответствует частотному диапазону 10 – 1 ТГц. Эта область лежит между фотоникой и электроникой, перекрываясь с длинноволновым далеким инфракрасным излучением и высокочастотными миллиметровыми волнами. За последние годы появился целый ряд новых типов источников терагерцового излучения от милливаттных генераторов субпикосекундных импульсов широкополосного излучения на основе фемтосекундных лазеров до лазеров на свободных электронах, генерирующих перестраиваемое узкополосное когерентное излучение со средней мощностью до сотен ватт.

Интерес к терагерцовому излучению обусловлен следующими его свойствами:

- это неионизирующее излучение (энергия фотонов 0,04 – 0,004 эВ);
- это излучение хорошо проходит через мутные среды и мелкодисперсные материалы из-за резкого подавления рэлеевского рассеяния ($1/\lambda^4$);
- это область вращательных спектров молекул, колебаний биологически важных коллективных мод ДНК и белков, колебаний твердотельной плазмы;
- это область водородных связей и вандерваальсовских сил межмолекулярного взаимодействия;
- энергия фотонов терагерцового излучения лежит в области энергетической щели сверхпроводников;

До недавнего времени источники терагерцового излучения были в небольших количествах в физических лабораториях и почти полностью отсутствовали в химических, биологических и медицинских лабораториях. Создание лазеров на свободных электронах, как источников терагерцового излучения, позволило создать на их базе центры коллективного пользования в США, Голландии и Японии, которые используются учеными разных специальностей. Созданы национальные программы использования терагерцового излучения в США, Японии и Европе.

Использование Новосибирского лазера на свободных электронах в качестве терагерцового источника излучения позволяет:

- плавно перестраивать длину волны излучения в диапазоне 200-30 микрон с монохроматичностью лучше 0,3%;
- иметь большую среднюю мощность (до 400 Вт);
- иметь короткие импульсы излучения (меньше 100 пс);
- иметь большую пиковую мощность (0,5 – 1 МВт);
- иметь полностью пространственно когерентный источник с длиной продольной когерентности ~2 см.

Однако эффективное использование лазера на свободных электронах сталкивается с проблемой детекторов (одно- и двухкоординатных), монохроматоров, оптических элементов (выходные окна, поляризаторы, фокусирующие зеркала, линзы). Причем, практически мало что можно купить по каталогам в российских и зарубежных фирмах, оборудование необходимо разрабатывать и изготавливать самим экспериментаторам.

Целью Программы Президиума РАН №29 «Электромагнитные волны терагерцового диапазона» было:

- Объединение институтов РАН, создающих различные источники излучения;
- Информирование научного сообщества о возможностях российских источников терагерцового излучения и экспериментальной технике;
- Междисциплинарное образование;
- Выявление новых научных возможностей при обсуждении результатов последних экспериментов.

Содержание

1. ВВЕДЕНИЕ	3
2. ОТЧЕТЫ ПО ПРОЕКТАМ	4
2.1. ИСТОЧНИКИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	4
<u>Проект 1.1.</u> (Руководитель проекта А.Э.Федотов)	4
Разработка оротронов субмиллиметрового диапазона. А.Э. Федотов, В.Л.Братман, В.А.Гинцбург (<i>Институт прикладной физики РАН</i>), Ф.С. Русин (<i>ФГУП "ВНИИФТРИ"</i>)	
<u>Проект 1.2.</u> (Руководитель проекта Г.Г.Денисов)	9
Разработка импульсных и непрерывных гиротронов диапазона 0.3-1.0 ТГц. Гачев И.Г., Глявин М.Ю., Денисов Г.Г., Запевалов В.Е., Засыпкин Е.В., Братман В.Л., Калынов Ю.К., Мануилов В.Н., Самсонов С.В. (<i>Институт прикладной физики РАН</i>)	
<u>Проект 1.3.</u> (Руководитель проекта В.Я.Алешкин)	15
Параметрическая генерация излучения терагерцового диапазона в полупроводниковых лазерных диодах и волноводах.	
<u>Проект 1.4.</u> (Руководитель проекта С.В.Гапонов)	21
Генерация терагерцового излучения путем умножения частоты на полупроводниковых структурах.	
<u>Проект 1.5.</u> (Руководитель проекта С.В.Гапонов)	26
Проект второй очереди лазера на свободных электронах на область 3 – 10 ТГц.	
<u>Проект 1.6.</u> (Руководитель проекта А.Г.Литвак)	31
Оптические методы генерации когерентных сверхширокополосных терагерцовых импульсов Р.А.Ахмеджанов, А.И.Корытин, А.Г.Литвак, С.В.Мишакин, А.М.Сергеев, Е.В.Суворов, М.В.Царев (<i>Институт прикладной физики РАН</i>)	
2.2. ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА	36
<u>Проект 2.1.</u> (Руководитель проекта В.П.Кошелец)	36
Разработка и создание сверхпроводниковых элементов и интегральных приемных устройств с рабочими частотами до 1 ТГц.	
<u>Проект 2.2.</u> (Руководитель проекта А.Л.Вихарев)	41
Исследование и разработка технологии высокоскоростного выращивания поликристаллических алмазных пленок и пластин, основанной на использовании газового разряда в пучках миллиметровых волн (CVD-технология).	
<u>Проект 2.3.</u> (Руководитель проекта А.Н.Выставкин)	49
Субмиллиметровый матричный радиометр на высокочувствительных болометрах. А.Н. Выставкин, С.В. Шитов, А.Г. Коваленко, С.А. Ковтонюк, А.В. Пестряков (<i>Институт радиотехники и электроники РАН</i>), В.Ф. Вдовин, В.Г. Перминов (<i>Институт прикладной физики РАН</i>)	
<u>Проект 2.4.</u> (Руководитель проекта В.С.Эдельман)	57
Разработка и исследование сверхвысокочувствительного болометра терагерцового диапазона на разогреве электронов в нормальном металле отражением при сверхнизких температурах.	

2.3. РАЗРАБОТКА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ОСНОВ ПРИЛОЖЕНИЙ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	65
<u>Проект 3.1.</u> (Руководитель проекта И.И.Зинченко)	65
Высокочувствительный сверхпроводниковый анализатор спектра субмиллиметрового диапазона длин волн для радиоастрономии и атмосферных исследований.	
<u>Проект 3.2.</u> (Руководитель проекта В.Л.Вакс)	71
Разработка высокочувствительных спектрометров терагерцового диапазона на основе эффекта когерентного спонтанного излучения	
В.Л. Вакс, А.Н. Панин, С.И. Приползин, С.Д. Никифоров, Д.Г. Павельев, Ю.И. Кашуринов (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород)	
<u>Проект 3.3.</u> (Руководитель проекта Е.В.Суворов)	77
Применение нестационарной (time-domain) спектроскопии с использованием сверхширокополосных когерентных терагерцовых импульсов в интересах экологии, медицины и безопасности	
Р.А.Ахмеджанов, И.Е.Иляков, А.И.Корытин, А.Г.Литвак, А.С.Постникова, Е.В.Суворов, Б.В.Шишкин (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород)	
<u>Проект 3.4.</u> (Руководитель проекта В.Л.Братман)	82
Использование высокочастотной динамической поляризации ядер для повышения чувствительности высокополевого ЯМР.	
В.Л. Братман, А.Э. Федотов, А.В. Савилов, К.И. Рыбаков (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород), Б.С.Думеш (Институт спектроскопии РАН, г. Троицк Московской области)	
<u>Проект 3.5.</u> (Руководитель проекта Г.Д.Богомолов)	87
Проектирование, изготовление и монтаж канала вывода терагерцового излучения из лазера на свободных электронах.	
<u>Проект 3.6.</u> (Руководитель проекта Г.Д.Богомолов)	93
Генерация поверхностных плазмонов терагерцовым излучением ЛСЭ и определение их эффективного показателя преломления.	
Г. Н. Жижин, А. К. Никитин, Г. Д. Богомолов, В. В. Завьялов (Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, Институт физических проблем им.П.Л.Капицы РАН, Москва)	
3. ПЕРВОЕ РАБОЧЕЕ СОВЕЩАНИЕ «ГЕНЕРАЦИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ», 24 – 25 НОЯБРЯ 2005 Г., НОВОСИБИРСК	101

1. ВВЕДЕНИЕ.

Настоящий отчет содержит результаты работ по Программе фундаментальных исследований Президиума РАН №29 за 2005 г. В рамках Программы выполнялись 16 научно-исследовательских исследовательских проектов, по трем основным направлениям.

1. ИСТОЧНИКИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Первая группа из шести проектов была посвящена разработке источников терагерцового диапазона. Создание источников терагерцового излучения различного типа, отличающихся по спектру, мощности и режиму работы, является одной из важнейших задач, обеспечивающей дальнейшее развитие этой области науки и эффективность ее приложений. Поскольку терагерцовый диапазон лежит между областями электроники и фотоники, в нем оказывается возможным использовать методы генерации излучения, характерные для обоих спектральных интервалов. Так, в проектах 1.1, 1.2 и 1.5 разрабатываются источники на основе электронных пучков, тогда как в проектах 1.3, 1.4 и 1.6 использованы методы генерации излучения, характерные для оптики.

2. ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Вторая группа проектов посвящена разработке элементной базы и технологиям, обеспечивающим возможность развития терагерцовой науки и технологий. Прежде всего, это детекторы терагерцового излучения, как одноэлементные, так и матричные (работы 2.1, 2.3 и 2.4). Другим очень важным достижением является разработка технологии выращивания искусственных алмазов, что дает возможность выводить мощное терагерцовое излучение из источников и использовать их для разделения сред в технологических устройствах.

3. РАЗРАБОТКА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ОСНОВ ПРИЛОЖЕНИЙ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Третья группа проектов посвящена применению терагерцового излучения для исследования свойств материалов и разработке технологий и методов измерений, основанных на использовании терагерцового излучения.

Исследования проводились силами сотрудников институтов – участников проекта, а также других организаций, а именно:

- Институт ядерной физики им.Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск (Проекты 1.5 и 3.5);
- ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» (п/о Менделеево Московской области) (Проекты 1.1 и 3.4);
- Белорусский государственный университет, Минск (Проект 1.3);
- Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета, Нижний Новгород (Проект 1.3);
- Институт спектроскопии РАН (г.Троицк Московской области) (Проект 3.4).

Результаты работ опубликованы в статьях и докладах, представленных на научных конференциях, список которых дан в каждом из индивидуальных отчетов. Кроме того, результаты работ, выполненных в рамках данной программы, были представлены на Первом рабочем совещании «Генерация и применение терагерцового излучения» (Новосибирск, ИХКиГ СО РАН, 24 – 25 ноября 2005 года), где были заслушаны и обсуждены 22 доклада, охватывающие как все темы, входящие в Программу, так и целый ряд исследований, выполненных вне рамок Программы.

2. ОТЧЕТЫ ПО ПРОЕКТАМ

2.1. ИСТОЧНИКИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Проект 1.1. Разработка оротронов субмиллиметрового диапазона (Руководитель проекта А.Э. Федотов)

А.Э. Федотов¹, В.Л. Братман¹, В.А. Гинцбург¹ Ф.С. Русин²
¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
²ФГУП "ВНИИФТРИ", п/о Менделеево Московской обл.
e-mail: fedotov@appl.sci-nnov.ru

Аннотация

Разработаны и исследованы импульсные низковольтные оротроны диапазона частот 0,1-0,3 ТГц с выходной мощностью 0,1-1 Вт. Продемонстрирована возможность работы в непрерывном режиме на частоте 140 ГГц с выходной мощностью 200 мВт. Разработан оротрон, рассчитанный на работу в диапазоне частот 0,2-0,4 ТГц. Проведено экспериментальное исследование этого генератора в длинноволновой части диапазона. Методом электроэрозии созданы периодические структуры с периодом 90 мкм для оротронов с частотами до 0,45 ТГц. Начато изготовление структур с периодом 140 и 70 мкм перспективным методом направленного травления. Предложено использовать в оротроне клинотронный режим (с наклонным падением электронного пучка на периодическую структуру), разработана теория такого прибора. В релятивистском оротроне получено излучение мегаваттного уровня мощности на частоте 150 ГГц.

Введение

Как и в лазерах, использование открытого резонатора в оротроне позволяет смягчить проблемы, возникающие при укорочении длины волны излучения. По сравнению с традиционными вакуумными приборами, основанными на черенковском излучении электронов, в оротроне благодаря селекции мод можно использовать более широкие и менее плотные электронные пучки. Подобные компактные источники давно применяются для ряда приложений в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, прежде всего, в области спектроскопии, обеспечивая более высокие мощность и стабильность излучения, чем широко используемые лампы обратной волны (ЛОВ). Согласно расчетам, при дальнейшем усовершенствовании оротроны могут достаточно эффективно работать во всем субмиллиметровом диапазоне.

Действие оротрона основано на стимулированном излучении Смита-Парселла прямолинейного электронного пучка в открытом двухзеркальном резонаторе. Как правило, резонатор оротрона состоит из вогнутого и плоского зеркал. На поверхность плоского зеркала нанесена периодическая структура, создающая медленные пространственные гармоники высокочастотного поля моды открытого резонатора. Электроны фокусируются ведущим магнитным полем и двигаются вблизи периодической структуры, взаимодействуя с одной из медленных пространственных гармоник поля резонатора в условиях синхронизма черенковского типа

$$v = \omega / h. \quad (1)$$

Здесь v – скорость электронов, ω – циклическая частота собственного колебания резонатора, $h = 2\pi/d$ – продольное волновое число медленной пространственной гармоники поля, d – продольный (в направлении движения электронов) период структуры.

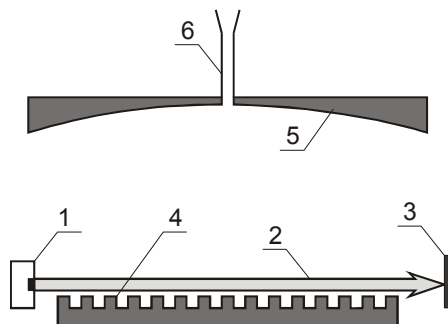


Рис. 1. Схема нерелятивистского оротрона с периодической структурой типа «гребенка». 1 – катод, 2 – электронный пучок, 3 – коллектор, 4 – плоское зеркало с периодической структурой, 5 – вогнутое зеркало, 6 – выходной волновод.

Как и в других СВЧ приборах с медленными волнами, амплитуда синхронной с электронами гармоники поля спадает при удалении от поверхности структуры на масштабе

$$L_{\perp} = \gamma \beta \lambda / 2\pi, \quad (2)$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ – релятивистский фактор электронов. В слаборелятивистском случае масштаб спада $L_{\perp}$ много меньше длины волны излучения. Формула (2) определяет расстояние от электрона до поверхности структуры, при котором взаимодействие остается достаточно сильным. Согласно (2), на коротких волнах при невысоких ускоряющих напряжениях медленная гармоника поля сильно прижата к плоскому зеркалу. Соответственно, при распространении пучка над периодической структурой, например, над «гребенкой», обычно мала доля электронов, эффективно взаимодействующих с ВЧ полем. Эффективность использования электронного пучка существенно увеличивается в более сложных, чем «гребенка» периодических структурах, например, многорядных и многостыревых, при использовании которых электроны двигаются внутри структуры. При этом каждый продольный (вдоль направления движения пучка) ряд стырей работает как отдельная периодическая структура, и около каждого такого ряда существует тонкий слой электронов, движущихся в относительно сильном поле медленной синхронной волны. В результате значительная часть частиц отдает заметную энергию высокочастотному полю. Вместе с тем, в подобных системах по сравнению с гребенкой возрастает число электронов, осаждающихся на элементы структуры, особенно на ближние к катоду ряды стырей. Это значительно увеличивает тепловую нагрузку на них, что особенно существенно с учетом трудности отвода тепла по тонкому (несколько десятков микрон) стырю. Кроме того, изготовление подобных структур с необходимыми при небольших напряжениях малыми периодами (0,15 мм и менее) сопряжено с определенными технологическими проблемами.

Экспериментальное исследование низковольтных оротронов

К настоящему времени разработана и экспериментально исследована серия оротронов импульсного действия с длиной волны от 2,5 до 0,8 мм. Все приборы имеют единую конструкцию и технологию изготовления (рис. 2).

В оротронах используются многостыревые периодические структуры (рис. 3) с периодом 100-170 мкм и высотой стырей 600-700 мкм. Для увеличения механической прочности системы поперечные ряды стырей скреплены между собой сверху тонкими «крышами», практически не влияющими на распределение высокочастотного поля. Технология изготовления таких структур основана на электроэрозионной нарезке многослойного



Рис.2. Оротрон миллиметрового-субмиллиметрового диапазона длин волн.

«сэндвича», составленного из медной и алюминиевой фольг и скрепленного при помощи гальванопластики. К настоящему времени эта технология позволяет получать структуры с периодом до 90 мкм. Полная длина периодической системы вдоль линии движения электронов составляет 16,5 мм. В качестве вогнутого зеркала открытого резонатора используются зеркала с двумя сферическими и цилиндрическим участками, позволяющие создать продольное распределение высокочастотного поля в пространстве взаимодействия, благоприятное с точки зрения уменьшения стартового тока (по сравнению с зеркалами квадратичного профиля). Рабочее напряжение генераторов составляет 500 В - 4500 В при длительности импульса 50 нс -10 мс. В оротронах используются термокатоды компании «Исток», создающие плотный электронный пучок с поперечными размерами 0,3 мм × 3 мм и током до 400 мА. Для транспортировки электронного пучка внутри периодической структуры прикладывается магнитное поле величиной 1,25 Тл. Для всех разработанных оротронов используются одинаковые магнитные системы, выполненные из сплава NdFeB, с зазором 32 мм и неоднородностью поля в пространстве транспортировки пучка (на длине 20 мм) менее 1,5 %. Вес прибора, пакетированного с постоянным магнитом, составляет 23 кг. Вывод излучения из резонатора осуществляется через 4 мм волновод, который запитывается через щели в поверхности вогнутого зеркала. В качестве вакуумного окна используется стеклянная пленка толщиной около 50 мкм, обеспечивающая малый коэффициент отражения во всем диапазоне генерации.

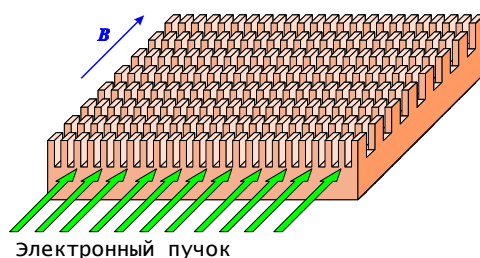


Рис. 3. Схема многоштыревой периодической структуры оротрона.

Параметры разработанных в 2005 году в рамках проекта оротронов приведены в Табл. 1. В эксперименте с оротроном со структурой периодом 140 мкм получено излучение в диапазоне ускоряющего напряжения 0,8-5,5 кВ, что соответствует диапазону перестройки частоты 140-310 ГГц. Мощность генерации в длинноволновой части диапазона оценивалась по показаниям калиброванного полупроводникового детектора и составляла 200-400 мВт на частоте 180 ГГц.

Таблица 1

Параметры	OR-180	OR-260
Период структуры (мкм)	170	140
Полоса частот (ГГц)	90 ÷ 190	140 ÷ 310
Выходная мощность (мВт)	1000 ÷ 100	500 ÷ 100

Более мощный оротрон реализован на основе структуры с периодом 170 мкм. При его экспериментальном исследовании получено излучение в широком диапазоне частот 90-190 ГГц (рис.4а). Измерение мощности излучения проводилось в длинноволновой части диапазона при помощи калориметра в режиме со скважностью 10, а в коротковолновой части – при помощи калиброванного полупроводникового детектора. Измеренная выходная мощность (рис. 4б) составила 0,1-0,6 Вт при токе 135 мА и длительности импульсов 3-10 мс. Более высокая мощность 1 Вт была получена на частоте 180 ГГц при токе 200 мА и длительности импульсов генерации 4-10 мкс. В эксперименте получены также короткие СВЧ-импульсы длительностью 0,05 -1 мкс с перестройкой частоты в пределах 2-30 МГц. Величина перестройки частоты определялась по ширине спектра излучения оротрона. Кроме того, для данного прибора реализован режим непрерывной генерации на частоте 140 ГГц с выходной мощностью до 200 мВт.

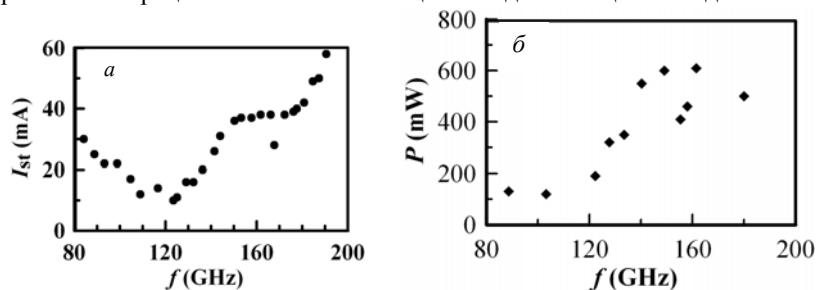


Рис. 4. Измеренная зависимость стартового тока (а) и выходной мощности (б) от частоты излучения для оротрона с периодом структуры 170 мкм.

В рамках проекта разработан и изготовлен также оротрон с периодом структуры 90 мкм, рассчитанный на работу в диапазоне частот 0,2-0,45 ТГц. К настоящему времени проведено экспериментальное исследование этого генератора в длинноволновой части диапазона, на частотах до 200 ГГц. На сегодняшний день этот прибор использует структуру с самым коротким периодом из исследовавшихся в эксперименте. Данная структура создана традиционным методом электроэрозии. Начато изготовление структур с периодом 140 и 70 мкм перспективным методом направленного травления (LIGA), обеспечивающим необходимую точность изготовления.

Клиноотронный режим в оротроне

Предложено использовать в оротроне клиноотронный режим взаимодействия. В этом режиме электроны двигаются под углом α к гребенчатой периодической структуре и постепенно осаждаются на нее (рис. 5). Преимуществами такого режима является использование более простых в изготовлении (по сравнению с многоштыревыми) периодических структур, более высокий КПД взаимодействия (поскольку все электроны двигаются в почти одинаковом по амплитуде СВЧ поле) и более слабые требования к

величине и однородности магнитного поля. Кроме того, при такой схеме взаимодействия тепловые нагрузки равномерно распределены по поверхности структуры, в отличие от традиционного режима, в котором значительная часть электронов осажается на ближайший к катоду ряд штырей.

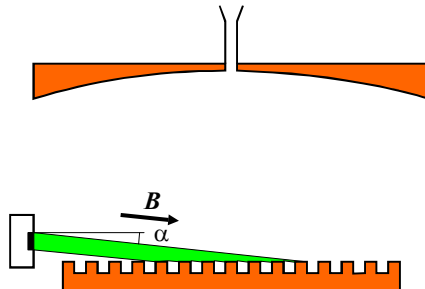


Рис. 5. Схема клинотронного режима в оротроне.

Разработана теория клинотронного режима взаимодействия. Минимальная плотность стартового тока определяется формулой $j_{st} = 10^5 \text{ A} \frac{\alpha^2 \gamma}{\lambda^2}$, где γ – потери волны при обходе резонатора. Рассчитаны параметры демонстрационного генератора на частоту 90 ГГц, который может быть выполнен с использованием существующей конструкции оротрона. Стартовый ток прибора 70-100 мА. При токе 250 мА электронный КПД равен 8% при выходной мощности 5-10 Вт, что более чем на порядок превосходит эти параметры для традиционного режима.

Исследование релятивистского оротрона

Значительно более высокая мощность излучения (до мегаватт) может быть получена в оротроне при увеличении ускоряющего напряжения. В рамках проекта исследовался релятивистский оротрон на электронном пучке наносекундной длительности с энергией частиц 500 кэВ, током 500 А и мощностью мегаваттного уровня на частоте 150 ГГц. Электродинамическая система этого генератора представляет собой открытый двухзеркальный резонатор с дифракционным выводом излучения. В эксперименте получен стабильный плоский электронный пучок с энергией частиц 300-600 кэВ и током в сотни ампер толщиной менее 1 мм, который без поворота проходит на достаточно малом расстоянии от периодической системы оротрона. При использовании такого пучка в релятивистском оротроне получена рекордно короткая длина волны излучения 2 мм. При этом наблюдались два различных режима генерации: ожидавшийся режим одночастотной оротронной генерации с мощностью порядка 1 МВт и режим совместной генерации «паразитного» поверхностного пи-колебания на длине волны 4 мм и вынужденного возбуждения образовавшимися электронными сгустками оротронной моды на второй гармонике этого колебания, т.е. с той же длиной волны излучения 2 мм, что и в первом режиме, но с существенно большей мощностью излучения.

Основные публикации 2005 г. в рамках проекта

1. V.L. Bratman, I.V. Bandurkin, B.S. Dumesh, A.E. Fedotov, Y.K. Kalynov, N.G. Kolganov, V.N. Manuilov, F.S. Rusin, S.V. Samsonov, and A.V. Savilov, "Sources of Coherent Terahertz Radiation," proceedings of the 7-th International High Energy Density and High Power RF Workshop, Kalamata, Greece, 13-17 June 2005 (in print).
2. В.Л. Братман, В.А. Гинцбург, Ю.А. Гришин, Б.С. Думеш, Ф.С. Русин, А.Э. Федотов «Импульсные широкодиапазонные оротроны миллиметровых и субмиллиметровых волн», Известия вузов. Радиофизика, 2006 (в печати).

Проект 1.2. Разработка импульсных и непрерывных гиротронов диапазона 0.3-1.0 ТГц

(Руководитель проекта Денисов Г.Г.)

Гачев И.Г., Глявин М.Ю., Денисов Г.Г., Запевалов В.Е., Засыпкин Е.В., Братман В.Л.,
Калынов Ю.К., Мануилов В.Н., Самсонов С.В.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
bratman@appl.sci-nnov.ru

Аннотация

Для освоения терагерцового диапазона на высоком уровне мощности развиты три перспективных разновидности гироприборов с частотами генерации 0,29-0,41 ТГц:

- традиционный гиротрон на основном циклотронном резонансе с полем 11 Т, обеспечиваемым «сухим» криомагнитом (частота 0,3 ТГц, мощность излучения 3 кВт в непрерывном режиме),
- гиротрон с большой орбитой на третьей циклотронной гармонике (частоты 0,37-0,41 ТГц, мощность до 20 кВт в режиме микросекундных импульсов),
- гироумножитель с самовозбуждающейся входной секцией (частота 0,28 ТГц, мощность 30 Вт в непрерывном режиме).

Кроме того, разработан гиротрон на основном циклотронном резонансе на частоту генерации 1 ТГц с импульсным полем до 40 Тл. Разработанные методы открывают возможности для создания эффективных и доступных многим лабораториям мощных гироприборов терагерцового диапазона.

Введение

Гиротрон – это СВЧ генератор, основанный на стимулированном циклотронном излучении электронов, движущихся по винтовым траекториям в однородном магнитном поле и поле открытого резонатора. Гиротроны были предложены и развиты, главным образом, в Институте прикладной физики РАН. В гиротронах электроны взаимодействуют с быстрыми волнами, и поэтому для их реализации нет необходимости в электродинамических системах с мелкомасштабными элементами, а электроны могут двигаться вдали от стенок электродинамической системы. Благодаря этому, в гиротронах получены огромные мощности излучения в непрерывном и квазинепрерывном режимах: до 1 МВт на частоте 0,17 ТГц. Следует отметить, что и по частоте в демонстрационных экспериментах уже удавалось продвигаться довольно далеко в субмиллиметровый диапазон: так, в ИПФ в начале 1970-х было получено 1,5 кВт в непрерывном режиме на 330 ГГц, а в начале 1980-х - 40 кВт на 0,65 ТГц в импульсах длительностью 100 мкс.

В настоящее время в целях создания сравнительно доступных субмиллиметровых гиротронов в ИПФ исследуются традиционные гиротроны, работающие на основном циклотронном резонансе и второй циклотронной гармонике ($s=1,2$; s – номер рабочей циклотронной гармоники), Гиротроны с Большой Орбитой (ГБО) на более высоких циклотронных гармониках ($s=3-5$), а также гироумножители ($s=3-5$). Привлекательность работы на высоких гармониках очевидна: для нее требуется в s раз меньшее рабочее магнитное поле.

Традиционный гиротрон на основном циклотронном резонансе с частотой 0,3 ТГц и мощностью 3 кВт в непрерывном режиме генерации

Для реализации гиротрона на частоту 0,3 ТГц (длина волны 1 мм) при работе на основном циклотронном резонансе требуется поле около 11 Тл. При наличии криомагнитов с сильным полем можно перенести в субмиллиметровый диапазон хорошо разработанные приемы реализации гиротронов миллиметрового диапазона. Необходимый криомагнит («сухой», т.е. без жидкого гелия) на 12 Тл имеется у наших партнеров в японском Центре исследований в области дальнего ИК диапазона, г. Фукуи. В ИПФ разработан, изготовлен и в совместной работе испытан в г. Фукуи гиротрон на 0,3 ТГц с выходной мощностью более 3 кВт в непрерывном режиме генерации (из-за несовершенства измерительной нагрузки померить пока удалось лишь до 1 кВт). Этот гиротрон уже используется в экспериментальном комплексе для материаловедческих исследований. При работе на второй циклотронной гармонике планируется, используя тот же криомагнит, реализовать гиротрон с частотой 0,4 ТГц и мощностью 0,2 кВт в непрерывном режиме.



Рис. 1. Сверхпроводящий «сухой» (без жидкого гелия) магнит на поле 12 Тл и гиротрон на частоту 0,3 ТГц с встроенным квазиоптическим преобразователем рабочей моды $TE_{22,8}$ в гауссов волновой пучок.

2. Разработка традиционного импульсного гиротрона на 1 ТГц

Импульсные гиротроны с очень сильным магнитным полем, разработанные в ИПФ в начале 1980-х г.г., обеспечили огромную мощность излучения до 40 кВт на максимальной частоте излучения 0,65 ТГц. В настоящее время техника получения сильного поля усовершенствована, изготовлен и испытан импульсный магнит с охлаждением и термостабилизацией жидким азотом на поле до 40 Тл при длительности импульсов 2,5 мс, которого достаточно для получения частот генерации выше 1 ТГц. Изготовлен соленоид с минимально возможным диаметром в котором намотка осуществлена медной трубкой, для механической прочности армированной изнутри многожильным композитным кабелем и покрытой снаружи изолирующей эмалью (рис. 2). Соленоид успешно испытан до максимального проектного поля 40 Тл, гиротрон на 1 ТГц с таким соленоидом (рис.2) изготовлен и проходит технологическую доводку.



Рис. 2. Импульсный магнит с охлаждением и термостабилизацией жидким азотом на поле 40 Тл (длительность импульсов 2,5 мс). Импульсный гиротрон на частоту генерации 1 ТГц.

3. Гиротроны с Большой Орбитой (ГБО) на высоких циклотронных гармониках

Получение сильных магнитных полей, необходимых для работы гиротронов на основном циклотронном резонансе и второй циклотронной гармонике, является довольно сложной технической задачей. В связи с этим, для освоения гиротронами терагерцового диапазона приобретают особую привлекательность гиропроборы, работающие на более высоких циклотронных гармониках. Создание таких приборов, вообще говоря, очень сильно осложняется возникающей конкуренцией со стороны мод, резонансных основной и второй циклотронным гармоникам. Одним из известных методов повышения селективности при возбуждении высоких гармоник является использование конфигурации так называемого Гиротрона с Большой Орбитой (ГБО). В отличие от традиционного гиротрона, в ГБО используется не поливинтовой электронный пучок, в котором электроны каждой ларморовской трубки двигаются поступательно вдоль магнитного поля и одновременно вращаются вокруг оси, смещенной от оси резонатора, а моновинтовой пучок электронов, обращающихся вокруг оси резонатора (рис. 3). Благодаря такой симметрии, электроны идеально тонкого и идеально сфокусированного электронного пучка могут возбуждать лишь моды, у которых азимутальный индекс совпадает с номером резонансной циклотронной гармоники. Это сильное правило отбора значительно прореживает спектр паразитных мод и делает возможным селективное возбуждение высоких циклотронных гармоник. В наших экспериментах в коротковолновой части миллиметрового диапазона удавалось селективно возбуждать циклотронные гармоники с номерами 3, 4 и 5. Правда, при переходе в субмиллиметровый диапазон из-за больших омических потерь приходится переходить к модам с большими радиальными индексами, что вновь осложняет дискриминацию паразитных мод. В реализованном в рамках проекта ГБО поэтому удавалось селективно возбуждать лишь гармоники с максимальным номером 3, работая на модах TE_{35} , TE_{38} и TE_{39} .

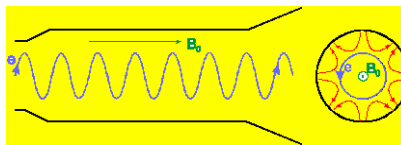
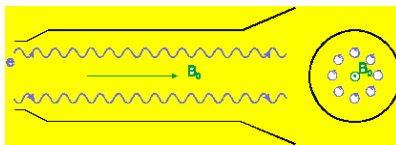


Рис. 3. Традиционный гиротрон с поливинтовым электронным пучком и Гиротрон с Большой Орбитой, в котором используется моновинтовой пучок электронов, совершающих ларморовское вращение вокруг оси электродинамической системы.

Основная проблема при реализации ГБО связана с созданием электронно-оптической системы, формирующей приосевой электронный пучок. В реализованном ГБО использовалась квазипириновская пушка с магнитным сопровождением электронов, в которой формировался прямолинейный пучок. Затем первоначальная вращательная

скорость сообщалась частицам в кикере, образованном прямолинейными катушками с током. Вращательная скорость увеличивалась до рабочего значения в нарастающем магнитном поле (рис. 4).

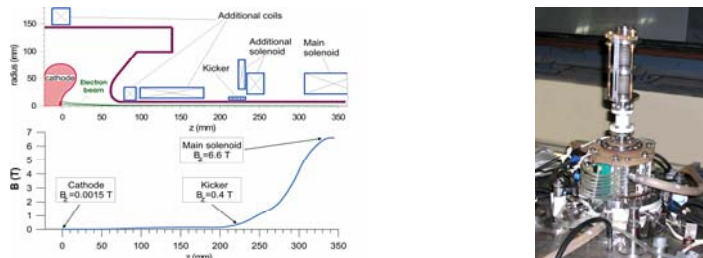


Рис. 4. Схема электронно-оптической системы с распределением магнитостатического поля в ней и фото ГБО на энергию электронов 250 кэВ и частоты излучения 0,12-0,41 ТГц.



Рис. 5. Традиционная схема гирумножителя с внешним сигналом и реализуемая новая схема с самовозбуждающейся выходной секцией.

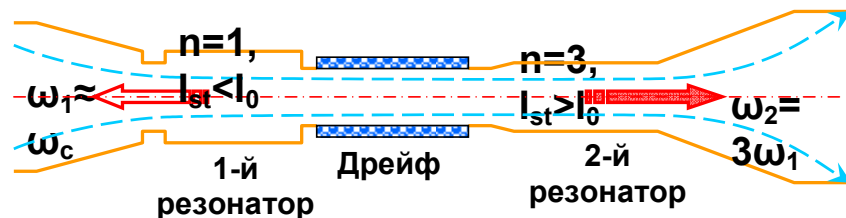


Рис. 6. Схема и фото двухрезонаторного гирумножителя с самовозбуждающейся входной секцией.

Исследования ГБО проходили на высоковольтном стенде ИПФ (рис. 4), где формировался очень плотный электронный пучок с энергией частиц до 250 кэВ и током до 4 А в импульсах длительностью 10 мкс при частоте повторения до 1 Гц. Плотность прямолинейного пучка достигала 20 кА/см². Магнитное поле в резонаторе достигало величины 7 Тл. В эксперименте в одном генераторе при изменении магнитного поля и параметров электронного пучка получена селективная генерация на отдельных частотах на основном циклотронном резонансе, а также на второй и третьей циклотронных

гармониках. Полный диапазон генерируемых частот в одном ГБО – 0,12-0,41 ТГц. На расчетных модах TE_{35} , TE_{38} и TE_{39} при работе на 3-ей циклотронной гармонике получена мощность излучения 8-20 кВт. С учетом опыта, полученного в ходе работы над реализованным ГБО, спроектирован и частично изготовлен новый ГБО на частоту генерации 1 ТГц, рассчитанный на работу при значительно более низком рабочем напряжении 80 кВ, которое типично для мощных гиротронов миллиметрового диапазона.

4. Гироумножитель с самовозбуждающейся входной секцией

Другим методом повышения селективности при возбуждении высоких гармоник является использование гироумножителей. Однако при получении генерации в терагерцовом диапазоне на этом пути возникает сложность с реализацией достаточно простого источника входного сигнала. Поэтому привлекательными представляются варианты гироумножителей без входного сигнала, в которых используется самовозбуждающийся на основном циклотронном резонансе входной резонатор и настроенный на высокую гармонику второй резонатор (рис. 5, 6).

Следует подчеркнуть, что при кажущейся простоте рассматриваемой схемы ее реализация представляет немало сложностей. Прежде всего, учитывая большие добротности резонаторов, очевидны проблемы, связанные с необходимостью точной подстройки их частот. Кроме того, в указанной простейшей схеме заметная эффективность возбуждения высокой гармоники достигается лишь при работе входного резонатора вблизи стартового режима. В противном случае (при значительном превышении порога), максимум группировки на высокой гармонике достигается в первом резонаторе, а во второй резонатор поступает пучок с малой степенью группировки.

В эксперименте использовался пучок с энергией частиц 23 кэВ и током 0,3 А. В качестве рабочих использовались мода TE_{01} в первом резонаторе и мода TE_{03} во втором резонаторе. В непрерывном режиме генерации на частоте 0,285 ТГц получена мощность излучения 30 Вт.

Литература

1. V.E. Zapevalov, V.K. Lygin, O.V. Malygin, M.A. Moiseev, V.P. Karpov, V.I. Khizhnjak, E.M. Tai, T. Idehara, I. Ogawa, S. Mitsudo. Development of the 300GHz/4kW/ CW Gyrotron, 6th International Vacuum Electronics Conference, IVEC, 20-22 April 2005, Huis ter Duin, Nordwijk, The Netherlands, p.121-122.
2. H. Hoshizuki, K. Matsuura, S. Mitsudo, T. Idehara, V.E. Zapevalov, O.V. Malygin, V.I. Khizhnjak, T. Ueda, M. Furuiti, A. Kitano, H. Nishi and J. Ishibashi. Development of the material processing system by using a 300 GHz gyrotron. The 30-th Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves and 13-th Int. Conference on Terahertz Electronics, 2005, Sept.19- Sept.23 Williamsburg, Virginia, Conference Digest, p.375-376.
3. A.G. Luchinin, M.Yu. Glyavin, V.A. Malyshev, "Development of a THz gyrotron based on high field intensity pulse magnet", proceedings of the 6th International Workshop "Strong Microwave in Plasmas 2005".
4. И.В. Бандуркин, В.Л. Братман, А.В. Савилов, «Умножение частоты в автогенераторах гиротронного типа», ПЖТФ, Т. 32, вып. 2, 2006, С. 72-78.
5. V.L. Bratman, I.V. Bandurkin, B.S. Dumeshe, A.E. Fedotov, Y.K. Kalynov, N.G. Kolganov, V.N. Manuilov, F.S. Rusin, S.V. Samsonov, and A.V. Savilov, "Sources of Coherent Terahertz Radiation," proceedings of the 7-th International High Energy Density and High Power RF Workshop, Kalamata, Greece, 13-17 June 2005.
6. I.V. Bandurkin, V.L. Bratman, G.G. Denisov, A.V. Savilov, "Frequency multiplication in gyro-oscillators," proceedings of the 6th International Workshop "Strong Microwave in Plasmas 2005".
7. I.V. Bandurkin, V.L. Bratman, A.V. Savilov, "New schemes of gyro-devices with frequency multiplication," proceedings of the Joint 30th International Conference on Infrared and Millimeter Waves & 13th International Conference on Terahertz Electronics IRMMW-THz 2005, pp. 377-378.

8. I.I. Antakov, I.G. Gachev, G.G. Denisov, V.K. Lygin, E.V. Zasyrkin., Development and experimental study of a two-cavity 285 GHz CW gyrotron-multiplier// Proceedings of the 6th International Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", July 2005 (in press).

Проект 1.3. Параметрическая генерация излучения терагерцового диапазона в полупроводниковых лазерных диодах и волноводах
(Руководитель проекта В.Я.Алешкин)

В.Я.Алешкин¹, А.А. Афоненко², А.А.Бирюков³, А.А. Дубинов¹, В.И.Гавриленко¹,
Вл.В.Кочаровский⁴, К.В.Маремьянин¹, С.В.Морозов¹, С.М.Некоркин³, Б.Н.Звонков³
Н.Б.Звонков³

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

²Белорусский государственный университет, Минск

³Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета, Нижний Новгород

⁴Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

Аннотация

В работе рассматривается возможность создания источников излучения терагерцового и мультитерагерцового диапазонов, в которых будет реализована параметрическая генерация разностной гармоники в двухчастотных лазерах ближнего ИК диапазона (длина волны около 1мкм.), работающих при температурах вплоть до комнатной, на основе гетероструктур с квантовыми ямами InGaP/InGaAs/GaAs (за счет решеточной нелинейности второго порядка, связанной с отсутствием центра инверсии в решетке GaAs), а также во внешних полупроводниковых волноводах.

1. Предпосылки генерации разностной частоты в полупроводниковых лазерах и волноводах

Полупроводниковые лазеры на *GaAs* являются перспективными приборами для использования нелинейных оптических явлений. Действительно, в резонаторе лазера интенсивность света очень велика, так что величина электрического поля составляет 10^4 - 10^5 В/см. Кроме того, *GaAs* обладает большой нелинейной проницаемостью второго порядка (1.7×10^{-8} см/В), которая в шесть раз выше, чем в часто используемом для наблюдения нелинейных эффектов кристалле *LiNbO₃*. Для осуществления генерации разностной частоты необходимо решить две проблемы: 1) обеспечить накачку резонатора лазера или внешнего волновода двумя коротковолновыми модами, 2) обеспечить выполнение условие фазового синхронизма.

В настоящей работе был предложен и реализован способ накачки лазерного волновода двумя модами с различными частотами, и впервые наблюдалась генерация суммарной моды (пункт 2). Была теоретически рассмотрена возможность генерации во внешнем полупроводниковом волноводе на основе GaP (пункт 3), в котором удается выполнить условие фазового синхронизма.

2. Наблюдение параметрического взаимодействия мод в «двухчиповом» лазере с составным резонатором

Для исследования нелинейного взаимодействия мод в резонаторе полупроводникового лазера была реализована конструкция «двухчипового» лазера с составным резонатором. Эта конструкция состояла из двух близко расположенных одночастотных лазерных чипов с несколько различающимися длинами волн генерации в области 1 мкм. Она позволяла заводить заметную часть стимулированного излучения

одного из них в резонатор другого. В этом случае один из лазеров (более длинноволновый) используется только для накачки, а второй одновременно является нелинейным элементом. Такая конструкция имеет ряд преимуществ, связанных с раздельной накачкой каждого лазера, расширением диапазона для генерации разностной гармоники за счет независимого роста двух отдельных структур. Все вышеперечисленные преимущества данной конструкции позволили впервые получить, параметрическую генерацию суммарной гармоники, которая уверенно наблюдается при комнатной температуре [1-5].

Лазерные структуры InGaAs/GaAs/InGaP были выращены МОС-гидридной эпитаксией при атмосферном давлении.

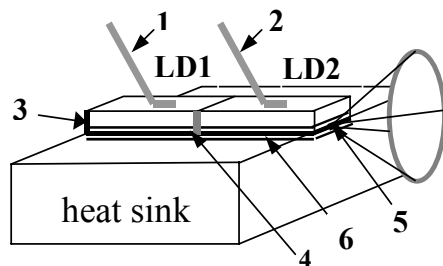


Рис.1. Расположение лазерных чипов относительно друг друга на одном теплоотводе. LD1 – длинноволновый лазер; LD2 – коротковолновый лазер; 1 – верхний контакт со стороны подложки LD1; 2 – верхний контакт со стороны подложки LD2; 3 – отражающая грань LD1; 4 – место соединения просветлённой излучающей грани LD1 и отражающей грани LD2 без диэлектрического покрытия; 5 – излучающая грань LD2; 6 – структурные слои.

Волноводы лазерных диодов были образованы центральным слоем GaAs толщиной 0.8 мкм и ограничительными слоями InGaP толщиной 0.6 мкм. В середине волноводного слоя GaAs располагалась квантовая яма ($\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$), которая генерировала стимулированное излучение. Отметим, что волноводы обоих лазерных диодов были идентичны, разными были только толщины квантовых ям.

Для обеспечения эффективного ввода излучения одного диода в резонатор другого был использован общий теплоотвод (см. рис. 1). Диоды располагались на теплоотводе подложкой вверх. Это обеспечило выравнивание по высоте волноводов двух диодов. Зеркало диода, генерирующего наиболее длинноволновое излучение, которое касалось зеркала другого диода, было покрыто диэлектрическими слоями, обеспечивающими его просветление и

электрическую изоляцию между лазерами. Таким образом, каждый из лазеров имел независимую токовую накачку.

Для наблюдения излучения использовалось внешнее зеркало лазера, генерирующего более коротковолновое излучение. Лазерные чипы имели следующие размеры: длина – 1000 мкм, ширина – 400 мкм, толщина структуры – 2 мкм. Ширина волноведущего слоя, определяемая шириной металлического контакта, составляла 100 мкм. Спектры измерялись с помощью решеточного монохроматора МДР-23 при комнатной температуре.

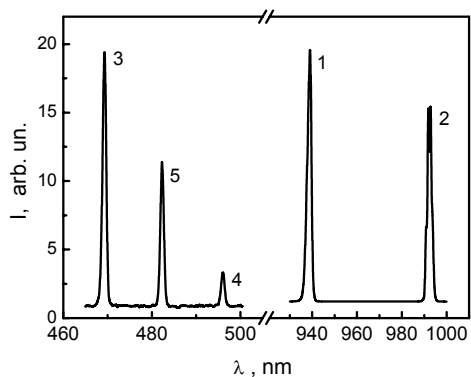


Рис.2. Спектры генерации основных частот (линии 1, 2), вторых (линии 3, 4) и суммарной (линия 5) гармоник «пвхчипового» лазера ($T=300\text{ K}$)

взаимодействия двух мод ближнего ИК диапазона внутри лазерного резонатора и, как следствие, на возможность генерации разностной частоты. Поскольку наблюдение суммарной частоты значительно проще осуществить по сравнению с наблюдением разностной частоты, то такие эксперименты удобно использовать в качестве индикатора эффективности параметрического взаимодействия мод.

Исследование линейной поляризации вторых гармоник и суммарной гармоники показало, что они являются ТМ модами. В то же время, основные моды $\lambda_{1,2}$ являются ТЕ модами. Поляризационные исследования подтверждают, что генерация второй и суммарной гармоник происходит благодаря решеточной нелинейности. Поскольку излучение основных мод распространяется в резонаторах диодов вдоль направления $[110]$, то решеточная нелинейность возбуждает электрическую индукцию вдоль направления $[001]$, что соответствует возбуждению ТМ моды.

3. Генерация излучения на разностной частоте среднего и дальнего инфракрасных диапазонов в полупроводниковых волноводах на основе фосфида галлия

Для генерации излучения в дальнем ИК диапазоне условие фазового синхронизма может быть выполнено в обычном диэлектрическом волноводе на основе GaP, в котором смешиваются две коротковолновые моды в области длины волны 1 мкм, без сложных конструкций необходимых при использовании волновода на основе GaAs. Причина этого состоит в том, что в GaP частотная дисперсия в области длин волн около 1 мкм из-за значительного удаления от края собственного поглощения не велика, и групповой показатель преломления ($n_g = 3.3\text{--}3.5$), а вместе с ним и эффективный показатель преломления нелинейной поляризации $n_{nl} = (n_2\omega_2 - n_1\omega_1)/(\omega_2 - \omega_1)$, оказываются значительно меньше, чем в GaAs, где $n_g \approx 4$ (см. рис. 3).

На рис.2 приведены спектры излучения основных линий генерации лазеров (линии 1, 2) с длинами волн $\lambda_1=0.939$ мкм и $\lambda_2=0.992$ мкм, генерации вторых (линии 3, 4 соответственно) и суммарной (линия 5) гармоник. Линии генерации вторых $\lambda_1/2$, $\lambda_2/2$ и суммарной гармоник $\lambda_1\lambda_2/(\lambda_1+\lambda_2)$ точно соответствуют рассчитанным из спектра генерации основных линий и равны 0.4695, 0.496 и 0.482 мкм соответственно. Изменением токов накачки лазеров можно было изменять соотношение амплитуд пиков λ_1 и λ_2 .

Существенная интенсивность суммарной гармоники указывает на эффективность нелинейного

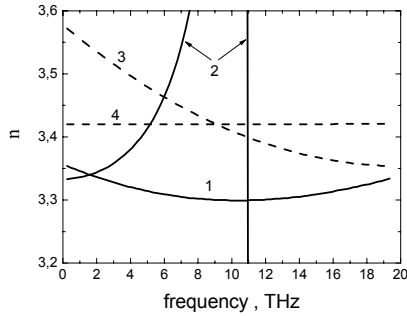


Рис. 3. Частотные зависимости эффективного показателя преломления для нелинейной поляризации при взаимодействии высокочастотных волн в GaP $n_{nl} = (n_2\omega_2 - n_1\omega_1)/(\omega_2 - \omega_1)$ при $\lambda_1 = 0.95$ мкм (1) и 0.97 мкм (3) и показателей преломления GaP (2) и Si (4).

разностной длинноволновой моды предлагается использование двух фундаментальных коротковолновых мод на частотах ω_1 , ω_2 , и поэтому интеграл перекрытия в поперечном направлении коротковолновых мод не мал (коротковолновые моды не ортогональны).

В случае, когда структура волновода (рис. 4) выращена на плоскости (001), а высокочастотные моды имеют ТЕ-поляризацию и распространяются вдоль направления [110], нелинейная поляризация в GaP перпендикулярна плоскости слоев и возбуждает на разностной частоте ТМ-моду. В материалах со структурой цинковой обманки тензор нелинейной диэлектрической проницаемости второго порядка имеет равные и отличные от нуля компоненты с тремя разными индексами $\varepsilon_{xyz}^{(2)}$ (в системе координат, где оси X , Y , Z направлены вдоль кристаллографических направлений [100], [010], [001] соответственно). Координатная зависимость напряженности магнитного поля генерируемой волны H_y при этом находится из следующего уравнения:

$$\varepsilon(z, \omega) \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \frac{dH_y}{dz} \right] + \left(\varepsilon(z, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 \right) H_y = -2\varepsilon_{xyz}^{(2)} \frac{k_x \omega}{c} A_1^*(z) A_2(z) \quad (1).$$

Координатная зависимость амплитуд электрического поля коротковолновых мод A_1 , A_2 и разность их постоянных распространения $k_x = k_2 - k_1$ находятся путем решения волнового уравнения с соответствующим профилем показателя преломления. Компонента электрического поля разностной моды E_z и ее мощность определяются из равенств:

$$E_z = -\frac{1}{\varepsilon(z, \omega)} \left(\frac{ck_x}{\omega} H_y + 2\varepsilon_{xyz}^{(2)} A_1^*(z) A_2(z) \right) \quad \text{и} \quad P = -\frac{cL_y}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Re}(H_y E_z^*) dz \quad (2).$$

Волновод для коротковолнового излучения можно сформировать путем заключения слоя GaP в слои AlGaP с меньшим показателем преломления. AlGaP достаточно хорошо согласован по размеру решетки с GaP ($a_{GaP} = 0.54506$ нм, $a_{AlP} = 0.54635$ нм). Волноводом же для излучения дальнего ИК диапазона может служить достаточно толстая полуизолирующая подложка GaP, примыкающая к одному обкладочному слою AlGaP. Для увеличения амплитуды разностной моды в области нелинейного взаимодействия мод целесообразно нанести металл на поверхность другого обкладочного слоя AlGaP, тем самым создав условия для возбуждения поверхностной плазмонной моды. Преимуществом предлагаемого способа является то, что для возбуждения

Результаты расчетов мощности разностной моды для предложенной структуры, при мощности генерации коротковолновых мод 10 Вт в диапазоне 0.95 мкм, представлены на рис. 5. В расчетах наибольшая длина волны (λ_1) для коротковолновых мод фиксировалась, при этом изменение длины волны разностной моды достигалось за счет изменения длины волны другой коротковолновой моды. Зависимость мощности от частоты разностной моды имеет большое число резонансных пиков. Каждый из них соответствует моде волновода. Такое большое число мод связано с большой шириной волновода (около 300 мкм). Из рисунка видно, что максимальная мощность в такой структуре будет только в дальнем ИК диапазоне излучения. Как видно из рис. 3, нелинейная проницаемость очень мала в районе 8.5 ТГц, поэтому и мощность на разностной частоте в этом диапазоне имеет провал. В области среднего ИК диапазона, где нелинейная проницаемость имеет максимум, также велико и поглощение излучения разностной моды на фонах, поэтому мощность намного меньше, чем в дальнем ИК диапазоне. А в более коротковолновой области среднего ИК диапазона уже не выполняется условие фазового синхронизма при использовании диэлектрического волновода.

Так как постоянная решетки у Si ($a_{Si} = 0.5431$ нм) близка по величине к постоянной решетки GaP ($a_{GaP} = 0.54506$ нм), то возможен рост GaP на кремниевой подложке. При этом показатель преломления в кремнии для среднего и дальнего ИК диапазонов больше, чем в GaP, поэтому условие фазового синхронизма выполняется и при использовании диэлектрического волновода в среднем ИК диапазоне. Кроме того, в нелегированном кремнии поглощение излучения в среднем и дальнем ИК диапазонах мало, поэтому можно получить значительно большие мощности (рис. 6).

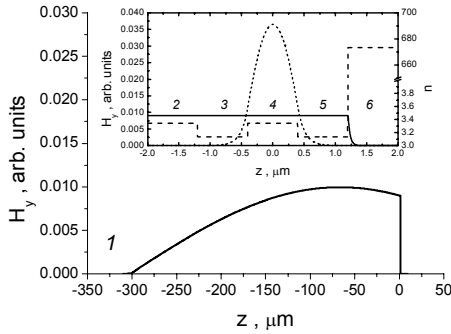


Рис. 4. Зависимости от координаты магнитного поля разностной моды (сплошная кривая), а также показателя преломления n (штриховая кривая на вставке) на частоте 1.8 ТГц для рассматриваемой структуры. Пунктирной линией на вставке показана амплитуда высокочастотных мод в условных единицах. Слой 1 – воздух, слои 2 и 4 – GaP, слои 3 и 5 – AlP, слой 6 – металл. Толщина слоя 2 – 300 мкм, слоев 3, 4 и 5 – по 0.8 мкм. На вставке изображена область волновода для коротковолновых мод.

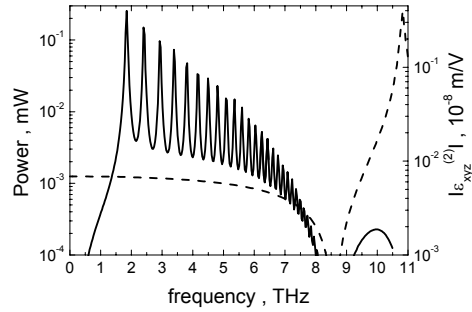


Рис. 5. Зависимость мощности разностной моды для структуры на подложке из GaP (сплошная кривая, $\lambda_1 = 0.95$ мкм), а также зависимость модуля компоненты тензора нелинейной восприимчивости GaP $\varepsilon_{xyz}^{(2)}$ (штриховая кривая) от частоты разностной моды.

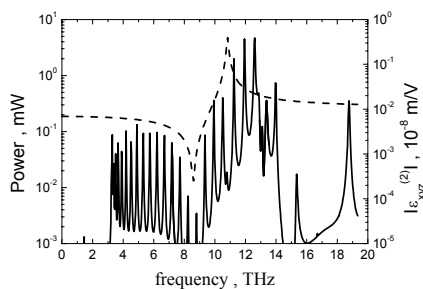


Рис. 6. Зависимость мощности разностной моды для структуры на подложке из Si (сплошная кривая, $\lambda_1 = 0.97$ мкм), а также зависимость модуля компоненты тензора нелинейной восприимчивости GaP $\epsilon_{xyz}^{(2)}$ (штриховая кривая) от частоты разностной моды.

Действительно, разностная волна будет распространяться в основном в кремниевой подложке, а взаимодействие высокочастотных мод будет происходить в выращенном на ней волноводе на основе GaP.

Расчет, выполненный с использованием формул (1) и (2), показал, что в планарном волноводе с шириной 100 мкм на подложке из Si при мощностях коротковолновых мод 10 Вт мощность разностной моды может достигать до 5 мВт в области частот 10 – 14 ТГц, до 100 мкВт в области частот 3 – 8 ТГц и до 0.5 мВт в области частоты 19 ТГц при комнатной температуре.

Литература

1. С.М.Некоркин, А.А. Бирюков, К.В.Маремьянин, В.Я.Алешкин, С.В.Морозов, Вл.В. Кочаровский. Материалы симпозиума «Нанопизика и Нанозлектроника», Нижний Новгород, 25-29 марта, 2005, с. 443-444.
2. С.В.Морозов, С.М.Некоркин, К.В.Маремьянин, А.А.Бирюков, В.Я.Алешкин, В.И.Гавриленко, Б.Н.Звонков, Н.Б.Звонков, Вл.В.Кочаровский. Сборник статей 5-го Белорусско-Российского семинара «ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ И СИСТЕМЫ НА ИХ ОСНОВЕ», 1–5 июня 2005 г., Минск, Беларусь, с. 95-98.
3. K. V. Maremyanin, S. M. Nekorkin, A. A. Biryukov, S. V. Morozov, V.Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko and Vl. V. Kocharovskiy. *13th Int. Symp. Nanosructures: Physics and Technology*, St.Petersburg, Russia, 2005, p.106-107.
4. V.Ya.Aleshkin, A.A.Afonenko, A.A.Belyanin, A.A.Biryukov, A.A.Pubinov, V.V. Kocharovskiy, Vl.V.Kocharovskiy, S.V.Morozov, S.M.Nekorkin, M.O.Scully, B.N.Zvonkov and N.B.Zvonkov. *13th Int. Symp. Nanosructures: Physics and Technology*, St.Petersburg, Russia, 2005, p.238-239.
5. К.В.Маремьянин, С.М.Некоркин, С.В.Морозов, А.А.Бирюков, В.Я.Алешкин, В.И.Гавриленко, Б.Н.Звонков, Н.Б.Звонков, Вл.В.Кочаровский. Тезисы докладов VII Российской конференции по физике полупроводников, Москва, 18-23 сентября 2005 г.

**Проект 1.4. Генерация терагерцового излучения путем умножения частоты
на полупроводниковых структурах
(Руководитель проекта С.В.Гапонов)**

В.Л.Вакс, Н.В.Востоков, С.В.Гапонов, В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов,
А.Ю.Климов, А.В.Масловский, А.В.Мурель, С.Д.Никифоров, В.В.Рогов, Ю.А.Чеченин,
В.И.Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
e-mail: svg@ipm.sci-nnov.ru

Аннотация

Показана перспективность использования: 1) низкобарьерных диодов Шоттки для чувствительных детекторов субтерагерцового диапазона частот; 2) матриц с торцевыми встречными диодами для создания мощного терагерцового умножителя; 3) искусственной среды на основе массивов металлических кластеров внедрённых в полупроводниковую матрицу для целей оптической генерации и преобразования ТГц-ИК излучения. Разрабатывается измерительный стенд для исследования характеристик приборов ТГц диапазона

1. Разработка принципов построения нелинейных и чувствительных элементов терагерцового диапазона

Представлены результаты исследований и микроволновой диагностики низкобарьерных диодов Шоттки (рис. 1) и широкополосных детекторов на их основе, работающих без постоянного смещения. Измеренные значения чувствительности (>1000 В/Вт) и пороговой мощности ($<10^{-11}$ Вт Гц $^{-1/2}$) свидетельствуют о перспективности применения диодов в многоэлементных матричных приёмниках субтерагерцового диапазона частот (до 0,3 ТГц) [1].

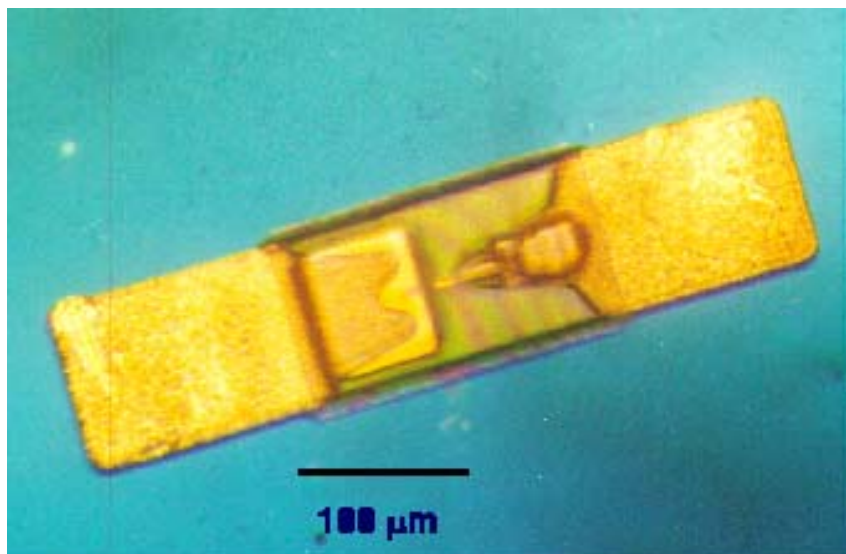


Рис. 1. Фотография планарного диода.

Обсуждаются новые варианты конструкций торцевых диодов с барьером Шоттки

для умножения и смешения частот. Приведены результаты экспериментов по умножению частоты на основе матрицы планарных диодов Шоттки. Каждый элемент матрицы состоит из двух встречно-включенных торцевых диодов Шоттки (рис.2), интегрированных с широкополосной щелевой антенной (рис.3). Умножительная матрица имеет около 50000 элементов на 1см^2 площади подложки. Исследована зависимость интенсивности сигнала третьей гармоники накачки импульсного гиротрона с частотой 130 ГГц от размеров умножительной матрицы. Установлено синфазное включение отдельных элементов при генерации третьей гармоники (390 ГГц). Максимальная мощность третьей гармоники составила 60мВт.

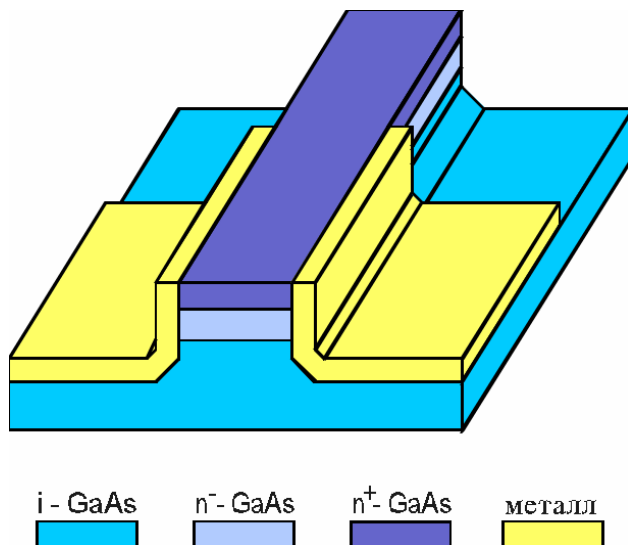


Рис. 2. Мезоструктура с торцевыми встречными контактами Шоттки (Mo/ n^+ -GaAs/Mo).

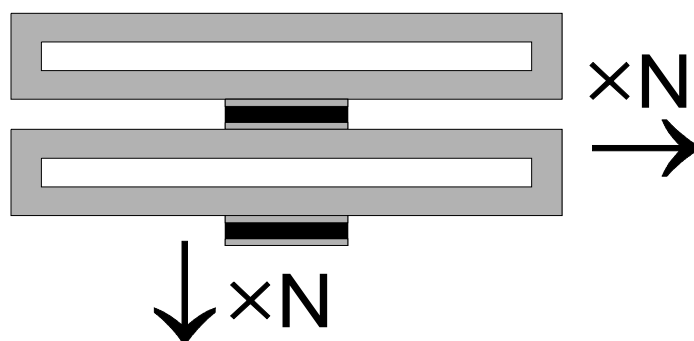


Рис. 3. Схематическое изображение вида сверху двух элементов умножительной матрицы (черным цветом окрашен полупроводник, серым – металл барьера Шоттки и щелевой антенны).

Представлены результаты исследования новой искусственной среды – массива металлических нанокластеров в полупроводниковой матрице. Теоретический анализ такой среды в рамках модели изолированных сферических наноконтактов с барьером Шоттки показал возрастание термополевой компоненты тока с уменьшением радиуса и малую инерционность нелинейного отклика искусственной среды вплоть до частот терагерцового (ТГц) диапазона. Методом металлоорганической газофазной эпитаксии сформированы многослойные массивы металлических нанокластеров Al внутри монокристаллических гетероструктур GaAs/InGaAs. Экспериментальные измерения коэффициента отражения ΔR методом фемтосекундной спектроскопии обнаружили малые времена жизни (~ 1 пс) фотовозбуждённых носителей тока (рис. 4), что указывает на перспективность использования искусственной среды для целей оптической генерации и преобразования ТГц-ИК излучения [2].

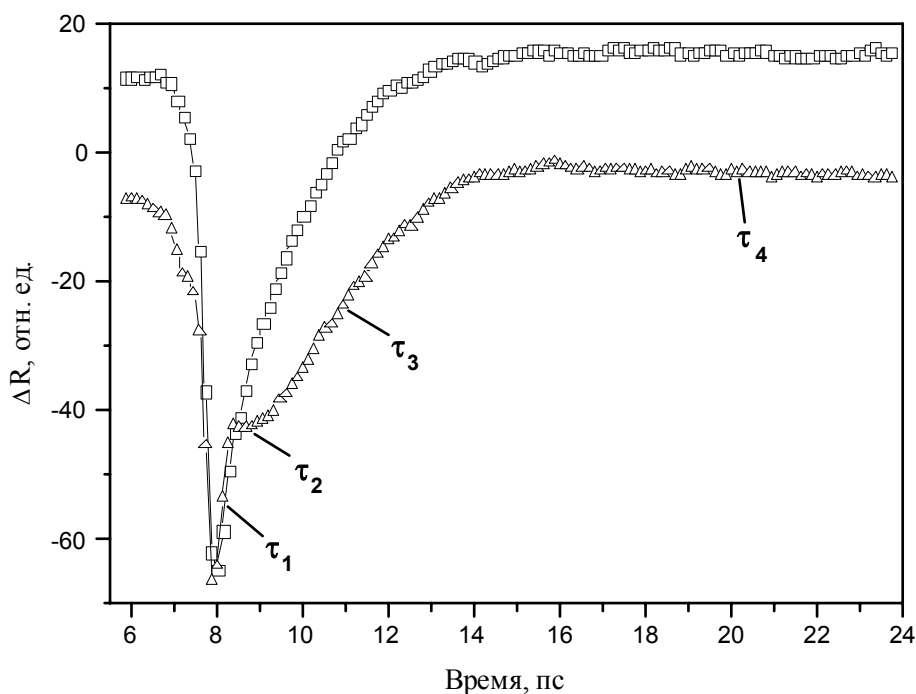


Рис. 4. Временная эволюция коэффициента отражения от искусственной среды после воздействия мощного лазерного импульса межзонного возбуждения носителей заряда.

4. Измерительный стенд для исследования характеристик приборов ТГц диапазона

Разработка гармонических смесителей и умножителей частот терагерцового частотного диапазона на основе наноструктурированных сверхрешеток GaAs/AlAs предполагает создание измерительного стенда, включающего в себя прецизионные и высокостабильные источники излучения в ТГц диапазоне, что позволит упростить метрологическое обеспечение и реализацию частотных измерений. С этой целью созданы синтезаторы частот миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн для измерения параметров детекторов и смесителей на диодах Шоттки. Схема питания синтезатора показана на рис.5.

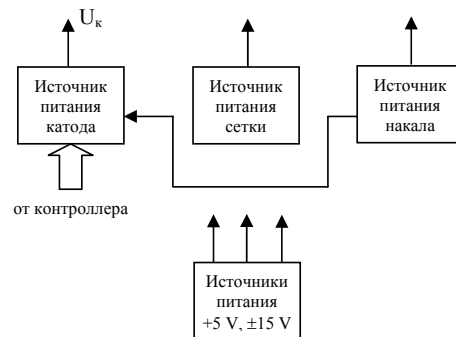


Рис.5. Схема питания синтезатора частот.

Две разных схемы управления синтезатором показаны на рис. 6. Блок-схема измерительного стенда показана на рис. 7.

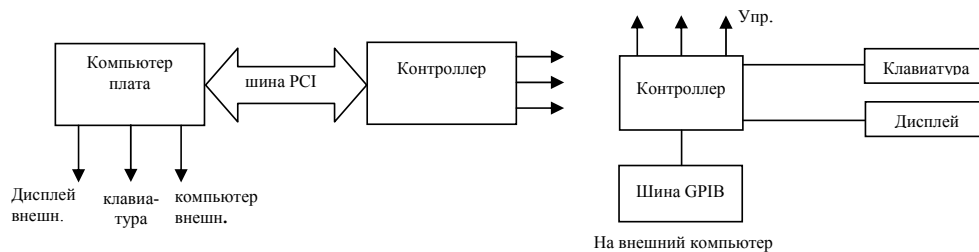


Рис.6. Схемы управления синтезатором частот.

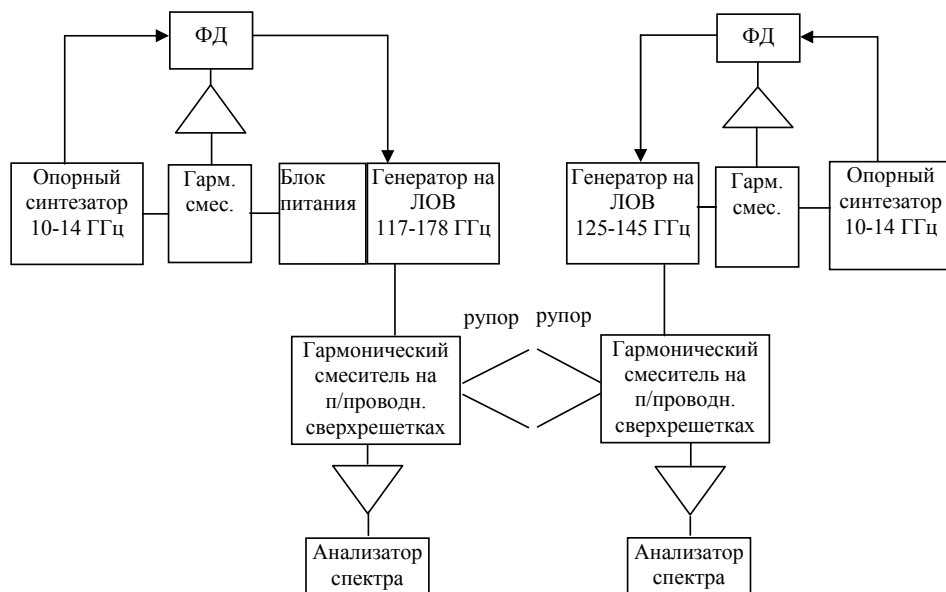


Рис.7. Блок-схема измерительного стенда.

Разработанные в ИФМ РАН синтезаторы работают до 740 ГГц и не имеют аналогов в мире. Они должны стали основой при создании измерительного стенда для исследования частотных, спектральных, мощностных характеристик разрабатываемых устройств.

Литература

1. В.И.Шашкин, В.Л.Вакс, В.М.Данильцев, А.В.Масловский, А.В.Мурель, С.Д. Никифоров, Ю.И.Чеченин - Изв. Вузов – Радиофизика, т.48, №6, с.544-551 (2005).
2. Н.В.Востоков, С.А.Гусев, В.М.Данильцев, М.Н.Дроздов, Ю.Н.Дроздов, А.И.Корытин, А.В.Мурель, В.И.Шашкин - Физика и техника полупроводников, т.39, №1 с.92-95 (2005).

Проект 1.5. Проект второй очереди лазера на свободных электронах на область 3–10 ТГц

Руководитель проекта С.В. Гапонов

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

svg@ipm.sci-nnov.ru

Работа выполнена при участии сотрудников Института ядерной физики СО РАН, Новосибирск.

1. Вторая очередь ускорителя-рекуператора

Полномасштабный УР использует ту же ускоряющую ВЧ-структуру, что и УР первой очереди, но расположен, в отличие от последнего, в горизонтальной плоскости (см. Рис. 1). Таким образом, не требуется демонтаж одного для постройки другого. Выбор режима работы осуществляется простым переключением поворотных магнитов. Полномасштабный УР построен по схеме разрезного микротрона, причем рекуперация энергии электронного пучка происходит по той же схеме, что и ускорение, но фазы пролета ускоряющей структуры отображаются зеркально. Основные проектные параметры полномасштабного УР следующие:

Энергия инжекции полная, МэВ	2;
Максимальная энергия пучка, МэВ	40;
Максимальная частота повторения, МГц	90;
Максимальный средний ток пучка, мА	150.

В дальнейшем планируется установить на последнюю (40 МэВ) дорожку УР мощный ЛСЭ ближнего ИК диапазона в области длин волн 5 – 12 мкм, а на вторую дорожку (байпас) еще один ЛСЭ с диапазоном 40 – 100 мкм. Ожидаемая средняя мощность каждого ЛСЭ – 10 кВт.

2. Расчетные параметры ЛСЭ

ЛСЭ второй дорожки установлен на байпасе. Если магниты байпаса выключены, то пучок проходит вдоль оси второй дорожки и продолжает ускоряться. Если же магниты включены, то пучок проходит через ЛСЭ второй дорожки. Длина траектории в этом случае на 66 см больше, поэтому «отработанный» пучок приходит в высокочастотные резонаторы УР позже и замедляется. Для ЛСЭ второй дорожки была выбрана схема, близкая к ЛСЭ первой очереди. Период ондулятора $d = 120$ мм выбран с учетом энергии электронов (15 – 20 МэВ) и диапазона перестройки длины волны излучения (40 – 100 микрон). Полная длина ондулятора – около 4 м. Она ограничена из-за механических проблем (жесткости и трудности изготовления длинного магнитопровода с требуемой точностью).

На основании численного решения уравнений для усиления слабого сигнала проведен расчет усиления в таком ЛСЭ при разных параметрах основной моды оптического резонатора. Усиление должно превышать потери в оптическом резонаторе, которые зависят от коэффициента отражения зеркал. Многослойные диэлектрические зеркала имеют высокие значения коэффициента отражения, но узкополосны и могут не выдержать большой (порядка 100 кВт) средней мощности в оптическом резонаторе, поэтому в настоящее время предполагается использовать медные зеркала с золотым покрытием.

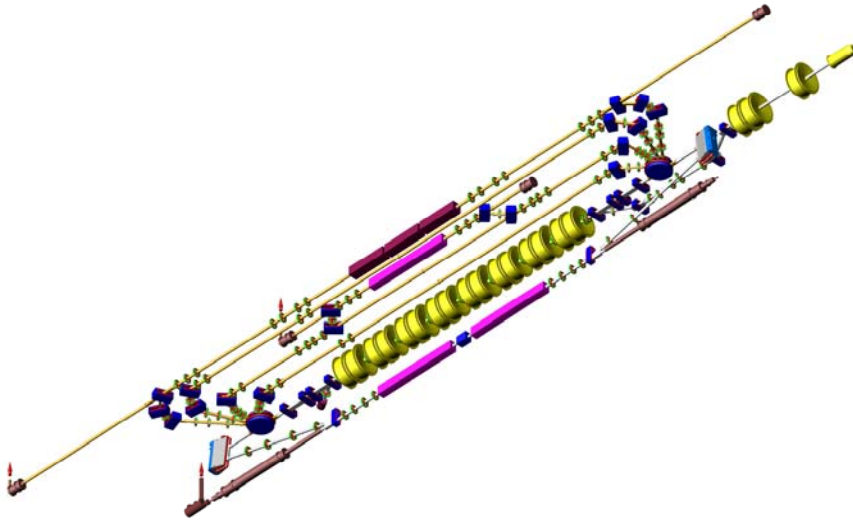


Рис.1. Общий вид магнитной системы ускорителя-рекуператора второй очереди.

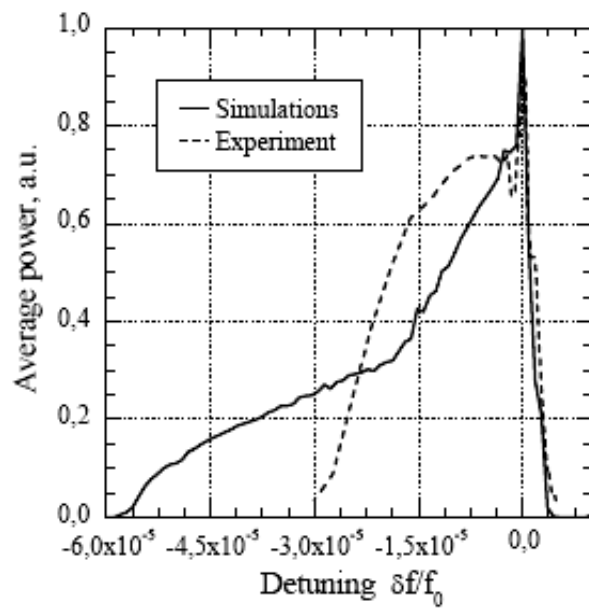


Рис. 2. Расчетная и экспериментальная кривые зависимости мощности лазера от отстройки частоты основного ВЧ (частота повторения 5.6 МГц).

Разработана программа, моделирующая работу ЛСЭ с относительно короткими электронными сгустками. Проведена проверка программы с использованием экспериментальных данных (спектра излучения, зависимости мощности от длины оптического резонатора и др.), полученных на первой очереди ЛСЭ (см. Рис. 2).

После завершения проверки работы программ была проведена оптимизация оптической системы для второй очереди ЛСЭ. Расчетная средняя мощность излучения превышает 1 кВт при относительной ширине линии менее 1% и пиковой мощности несколько МВт.

При длине ондулятора $L_u = 4$ м получим минимальную апертуру вакуумной камеры ондулятора $2\sqrt{\lambda L_u}$. Для максимальной длины волны 100 микрон это составит 40 мм. С учетом увеличенной длины Рэлея, а также для снижения требований к точности геодезической выставки элементов вакуумной камеры, была выбрана апертура 60 мм, а зазор между полюсами ондулятора – 70 мм.

3. Конструкция ондулятора

Так как период ондулятора довольно велик, то можно применить электромагнитную конструкцию. Расчеты поля были проведены с использованием программы MERMAID, разработанной в ИЯФ. Они позволили выбрать ширину полюсов, при которой амплитуда поля мало отличается от случая бесконечной ширины.

Серьезной проблемой является сильная вертикальная фокусировка в ондуляторе. Фокусировка может быть количественно охарактеризована величиной согласованной бета- функции

$$\beta = \frac{\gamma d}{\sqrt{2\pi K}}.$$

Для энергии $E = 20$ МэВ и параметра ондуляторности $K = 1$ $\beta = 0.5$ м. Несколько усложнив конструкцию ондулятора, можно обеспечить увеличение β в 1.5–2 раза и получить горизонтальную фокусировку. Численные расчеты поля в модифицированном ондуляторе позволили найти оптимальную форму полюсов (см. прилагаемый чертеж). Эта форма обеспечивает одинаковую фокусировку по вертикали и по горизонтали, а также минимальную нелинейность фокусировки.

Для зануления первого и второго интегралов вертикального поля на концах ондулятора зазор в первых двух и последних двух парах полюсов может изменяться при помощи вертикального смещения полюсов. Кроме того, первые и последние полюса охвачены одним витком тока, а не двумя, как все остальные полюса. На каждом краю ондулятора установлено по два корректора, создающих вертикальное магнитное поле.

4. Оптический резонатор

По заданной длине ондулятора (4 м) можно сразу найти "оптимальную" длину Рэлея для оптического резонатора – 2 м. Такая длина Рэлея обеспечивает минимальные поперечные размеры основной моды оптического резонатора на концах вакуумной камеры ондулятора.

Полная длина оптического резонатора (т.е., расстояние между его зеркалами) L определяется из условия синхронизации продольных мод

$$\frac{2L}{c} = \frac{n}{f_0},$$

где c – скорость света, f_0 – частота следования электронных пучков, n – целое число. Для существующей электронной пушки ускорителя-рекуператора $f_0 = 22.5$ МГц, поэтому $L = n \cdot 6647$ мм.

Для снижения интенсивности излучения на поверхности зеркал оптического резонатора следует выбрать максимальную длину резонатора. Поэтому была выбрана максимальная доступная длина 20 м.

При больших отношениях L к длине Рэлея ужесточаются допуски на угловую юстировку зеркал. Для симметричного оптического резонатора с зеркалами радиуса R разъюстировка одного из зеркал на угол $\Delta\theta$ приводит к смещению оптической оси на

$$\Delta x = \frac{R^2}{2R - L} \Delta\theta.$$

С другой стороны, длина Рэлея определяется по формуле

$$z_0 = \frac{1}{2} \sqrt{L(2R - L)},$$

следовательно, $\Delta x \approx \frac{L^3}{16z_0^2} \Delta\theta$. Учитывая, что для основной моды излучения с длиной

волны λ среднеквадратичный размер на зеркале равен $\sqrt{\frac{\lambda}{4\pi} \left(z_0 + \frac{L^2}{4z_0} \right)}$, получим

$$\text{требование на точность установки угла } \Delta\theta < \frac{z_0^2}{L^2} \sqrt{\frac{\lambda}{4\pi z_0}}.$$

При $z_0 = 2$ м и $\lambda = 40$ микрон имеем $\Delta\theta < 1 \cdot 10^{-5}$, что находится в пределах возможностей коммерческих держателей зеркал.

Представляется целесообразным несколько увеличить длину Рэлея по сравнению с "оптимальной". Например, выбрав $R = 10,9$ м, получим $z_0 = 3$ м. При $\lambda = 100$ микрон среднеквадратичные размеры моды на краях ондулятора и на зеркалах равны, соответственно, 6 мм и 17 мм. Чтобы дифракционные потери были малы, диаметр отражающей поверхности зеркала должен превышать среднеквадратичный размер не менее, чем в шесть раз. Учитывая возможность работы на длинах волн более 100 микрон, а также добавочные 10 мм для крепления зеркала, можно выбрать диаметр зеркала равным 160 мм. Заданное значение радиуса кривизны зеркала должно быть выдержано с точностью ± 0.1 м.

Схема оптимизированного оптического резонатора показана на Рис. 3. Она близка к схеме уже существующего резонатора ЛСЭ на 1-3 ТГц [1].

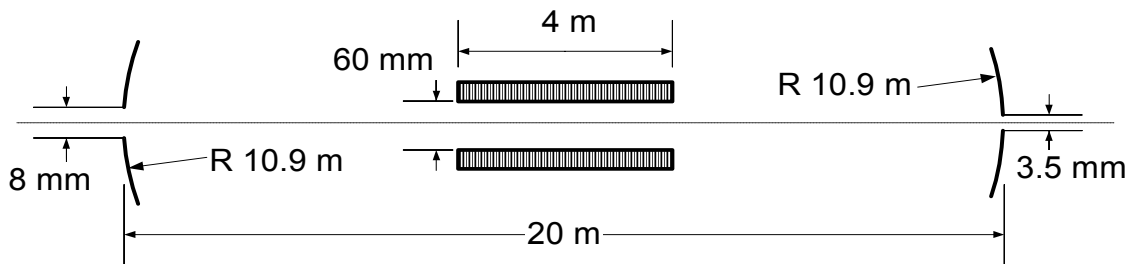


Рис. 3. Схема оптического резонатора.

Серьезной проблемой является изменение радиуса кривизны зеркал вследствие их нагрева излучением. Для расчета этого эффекта была создана специальная программа. С ее помощью ведется оптимизация толщины зеркала и формы охлаждающих деталей.

Литература

1. Kubarev V.V., Persov B.Z., Vinokurov N.A., Davidov A.V. Optical resonator of powerful free-electron laser // Nuclear instruments and methods in physics research. Sec. A. – 2004. – Vol. A528, No 1/2. – P. 199-202.

**Проект 1.6. Оптические методы генерации когерентных
сверхширокополосных терагерцовых импульсов
(Руководитель проекта А.Г. Литвак)**

Р.А. Ахмеджанов, А.И. Корытин, А.Г. Литвак, С.В. Мишакин, А.М. Сергеев, Е.В. Суворов,
М.В. Царев
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
e-mail: suvo@appl.sci-nnov.ru

Аннотация

Представлены результаты по генерации и регистрации сверхкоротких импульсов электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне длин волн оптическими методами. Приведен сравнительный анализ эффективности генерации и детектирования при использовании импульсов титан-сапфирового лазера с относительно высокой энергией (2 мДж) и низкой частотой повторения (1 кГц) и низкой энергией (10 нДж) и высокой (70 МГц) частотой повторения.

В настоящее время проводятся интенсивные исследования по освоению терагерцового диапазона, промежуточного между инфракрасным и микроволновым диапазонами, который весьма привлекателен как для фундаментальных исследований, так и для ряда важных приложений. В качестве примеров можно привести новые уникальные возможности для спектроскопии и диагностики различных сред, включая биологические объекты, для радиоастрономических измерений, создания новых систем связи, исследований в области аэронавтики и мониторинга окружающей среды.

В последнее время достигнуты значительные успехи в области генерации и детектирования сверхкоротких терагерцовых импульсов оптическими методами, среди которых наибольшее распространение получили методы, основанные на использовании электрооптических материалов [1,2]. Генерацию терагерцового излучения в этих материалах можно рассматривать как своеобразное выпрямление оптического импульса: при взаимодействии интенсивного оптического излучения с нелинейной средой спектральные компоненты, присутствующие в ультракоротком лазерном импульсе, возбуждают сверхкороткий (на уровне длительности от одного до нескольких периодов) импульс на низкой (терагерцовой) частоте.

Разработанные к настоящему времени оптические методы регистрации терагерцового излучения обеспечивают высокое отношение сигнала к шуму, поскольку в их основе лежит анализ последовательности идентичных, следующих с высокой частотой повторения низкочастотных электромагнитных импульсов. Обычно применяется метод электрооптического стробирования с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Идея метода основана на эффекте Погеля – изменении состояния поляризации оптического излучения под действием внешнего электрического поля, которое легко конвертируется в изменение интенсивности. Изменение времени задержки пробного фемтосекундного импульса относительно лазерного импульса, генерирующего низкочастотную волну, позволяет измерять временное распределение напряженности электрического поля с субпикосекундным разрешением. Среди достоинств этого метода детектирования – высокая чувствительность, широкая полоса и динамический диапазон, простота использования и т.д.

Когерентный характер техники генерации и детектирования с использованием электрооптических материалов обеспечивает возможность измерения амплитудных и фазовых характеристик терагерцового излучения, прошедшего через исследуемое вещество, и определения как действительной, так и мнимой части диэлектрической проницаемости в широком частотном диапазоне с высоким (до 10000) [3] отношением сигнал/шум.

Именно оптические методы генерации и детектирования терагерцового излучения легли в основу созданных в рамках проекта стендов для исследования оптических методов генерации и детектирования когерентных широкополосных терагерцовых импульсов.

Схемы экспериментальных установок в основе своей идентичны и изображены на рисунке 1. Для генерации дальнего ИК излучения в первой установке использовалась фемтосекундная лазерная система «Spitfire», в другой - «Tsunami» (см. таблицу 1). Лазерное излучение разделялось на два канала с помощью светоделителя СД. Прошедшее излучение использовалось для генерации, а отраженное – для регистрации электромагнитного импульсов в дальнем ИК диапазоне длин волн. В канале лазерного излучения накачки помещалась оптическая линия задержки, состоящая из зеркального уголкового отражателя, помещенного на линейный моторизованный позиционер. Точность позиционирования составляла 0,125 мкм при длине сканирования 10 см. Фемтосекундные лазерные импульсы подавались на генератор Г - пластину ZnTe с размерами 10x10x1 мм³ и ориентацией <110>, где происходило преобразование частоты. Кристалл генератора поворачивался на угол 45° для оптимального преобразования [4] и получения низкочастотной волны с горизонтальной поляризацией. Остатки лазерного излучения отсекались фторопластовым фильтром Ф, который обладает высоким пропусканием для низкочастотного излучения. Система параболических зеркал служила для формирования пучка терагерцового излучения, обеспечивая возможность проведения измерений как в параллельном пучке (для измерений спектров поглощения газообразных образцов), так и в перетяжке (для измерения спектров поглощения жидких и твердых образцов). Для построения двумерных изображений объектов в терагерцовом диапазоне длин волн использовалась двухкоординатная подвижка. Последнее из зеркал служило для фокусировки терагерцового излучения на поверхность электрооптического кристалла П - пластину ZnTe с размерами 10x10x1 мм³ и ориентацией <110>.

Пробное лазерное излучение подавалось на поверхность кристалла приемника П через отверстие в параболическом зеркале. Изменения поляризации пробного лазерного излучения под действием электрического поля низкочастотной волны анализировались фазовой пластинкой $\lambda/4$, призмой Волластона ПВ и парой кремниевых фотодиодов, включенных по балансной схеме. Разностный фототок регистрировался синхронным усилителем. Для реализации схемы синхронного детектирования в установке 2 пучок накачки модулировался акустооптическим затвором с частотой 50-100 кГц. Общее управление экспериментальных установок, сбором данных и их первичной обработкой осуществлялось через компьютер программой, изготовленной с помощью пакета Labview.

На рисунке 2 изображены характерное распределение поля и Фурье-спектр низкочастотного импульса. Энергия импульса сосредоточена практически в одной осцилляции поля с масштабом порядка 1 пс, при этом ширина спектра импульса сравнима с его центральной частотой – 1 ТГц. Напряженность электрического поля терагерцового импульса оценивалась по отношению амплитуды модуляции поляризации пробного лазерного излучения к полуволновому напряжению ZnTe для статического поля. Такая оценка вполне допустима, поскольку спектр ТГц импульса лежит ниже низкочастотных фоновых резонансов ZnTe.

Относительно малая эффективность преобразования при генерации терагерцового излучения интенсивным лазерным излучением (установка 1) объясняется эффектами насыщения [5,6] из-за различных механизмов: поглощение генерируемого терагерцового излучения свободными носителями, двухфотонного поглощения генерирующего оптического излучения и т.д. Экспериментальная зависимость напряженности электрического поля ТГц импульса, отнесенная к плотности энергии лазерного импульса, от плотности энергии лазерного импульса приведена на рис.3.

Таблица 1. Сравнительные характеристики установок для генерации и детектирования сверхширокополосных терагерцевых импульсов.

Параметр установки	Установка 1	Установка 2
Лазерная система	Энергия импульсов – 2 мДж Длительность – 45 фс Центральная длина волны – 795 нм Частота следования импульсов – 1 кГц	Средняя мощность – 500 мВт Длительность импульса- 100 фс Центральная длина волны – 800 нм Частота следования импульсов – 70 МГц
Параметры терагерцевых импульсов	Центральная частота – 0,75-1 ТГц Ширина спектра - 1-1,5 ТГц Напряженность электрического поля на поверхности приемника – 20 кВ/см Пиковая мощность – 3 кВт	Центральная частота – 0,75-1 ТГц Ширина спектра - 1-1,5 ТГц Напряженность электрического поля на поверхности приемника – 1,5 В/см Пиковая мощность – $5 \cdot 10^{-5}$ Вт
Коэффициент преобразования	10^{-6}	10^{-9}
Отношение сигнал/шум	10^3	10^3

Были проведены демонстрационные эксперименты по наблюдению эффекта Гойя, возникающего при прохождении пучка через фокус [7] (рис.4). Использование этого эффекта может дать существенное увеличение контраста и пространственного разрешения при построении изображений в терагерцевом диапазоне длин волн [8].

Литература

1. L.Xu, X.C.Zhang, and D.H.Auston. Appl.Phys.Lett., 61,1784 (1992)
2. Q.Wu and X.C.Zhang, Appl.Phys. Lett., 71, 1285 (1997)
3. Q.Wu,X.C.Zhang. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics,2,693(1996)
4. A.Rice, Y.Jin, X.Ma and X.C.Zhang. Appl.Phys. Lett., 64, 1324 (1994)
5. T.J. Carrig, G. Rodriguez, T. Sharp Clement, A.J. Taylor, and K.R. Stewart, “Generation of terahertz radiation using electro-optic crystal mosaics,” Appl. Phys. Lett. 66, 10-12 (1995).
6. T.J. Carrig, G. Rodriguez, T. Sharp Clement, A.J. Taylor, and K.R. Stewart, “Scaling of terahertz radiation via optical rectification in electro-optic crystals,” Appl. Phys. Lett. 66, 121-123 (1995).
7. A.B.Ruffin, J.V.Rudd, J.F.Whitaker et al. Phys.Rev.Lett. 83, 3410 (1999)
8. J.Jonson, T.Domay, D.Mitleman. Appl.Phys.Lett, 78, 836 (2001)

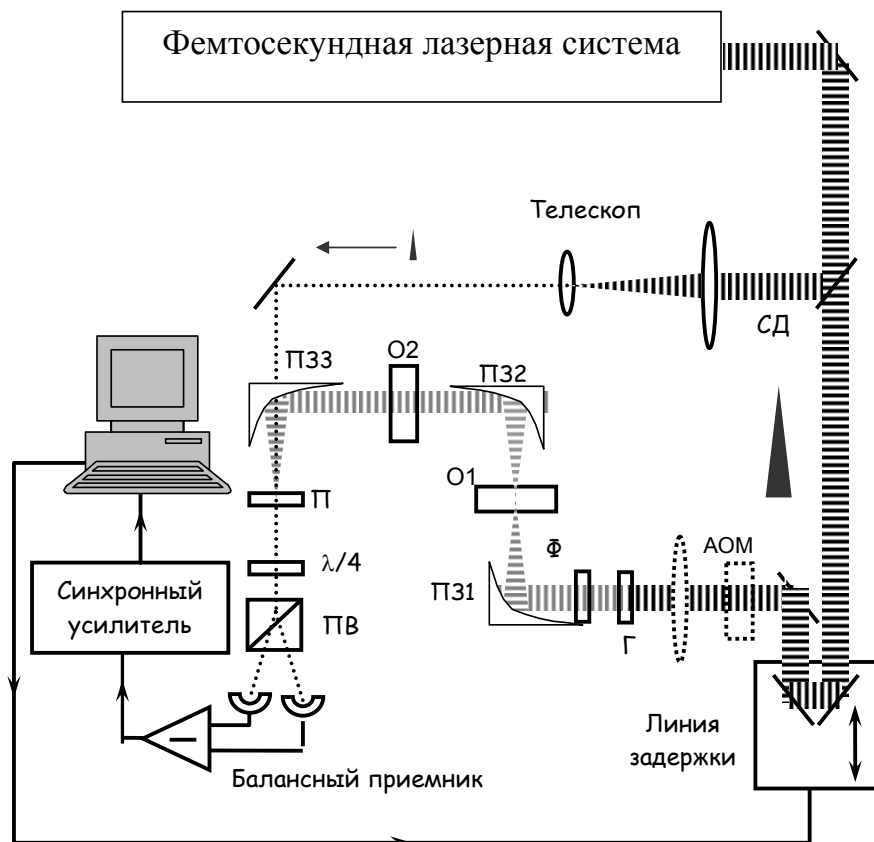


Рис.1. Схема экспериментальной установки для генерации и регистрации дальнего ИК излучения с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Обозначения на схеме: СД – светоделитель; Г и П – соответственно генератор и приемник низкочастотного излучения: кристаллы ZnTe толщиной 1 мм и ориентацией $\langle 110 \rangle$; Ф – фильтр из фторопласта ФТ-4; О1 и О2 – места для помещения жидких/твердотельных и газообразных образцов; $\lambda/4$ – фазовая пластинка; ПВ – призма Волластона.

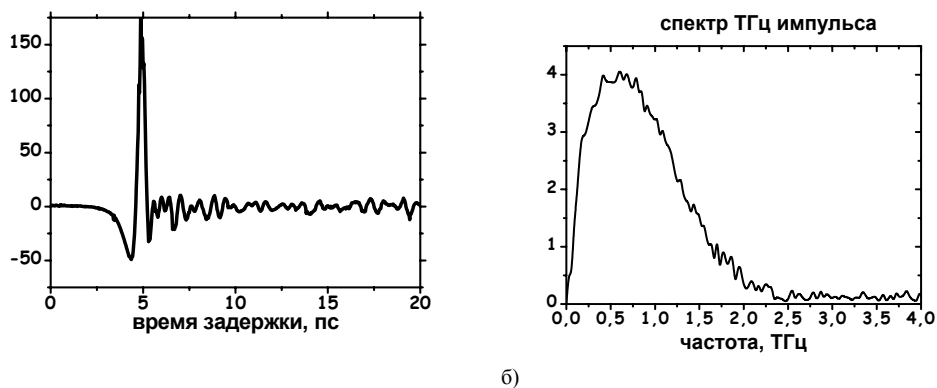


Рис. 2 Типичное распределение напряженности поля импульса низкочастотного электромагнитного излучения (а) и его Фурье-спектр (б).

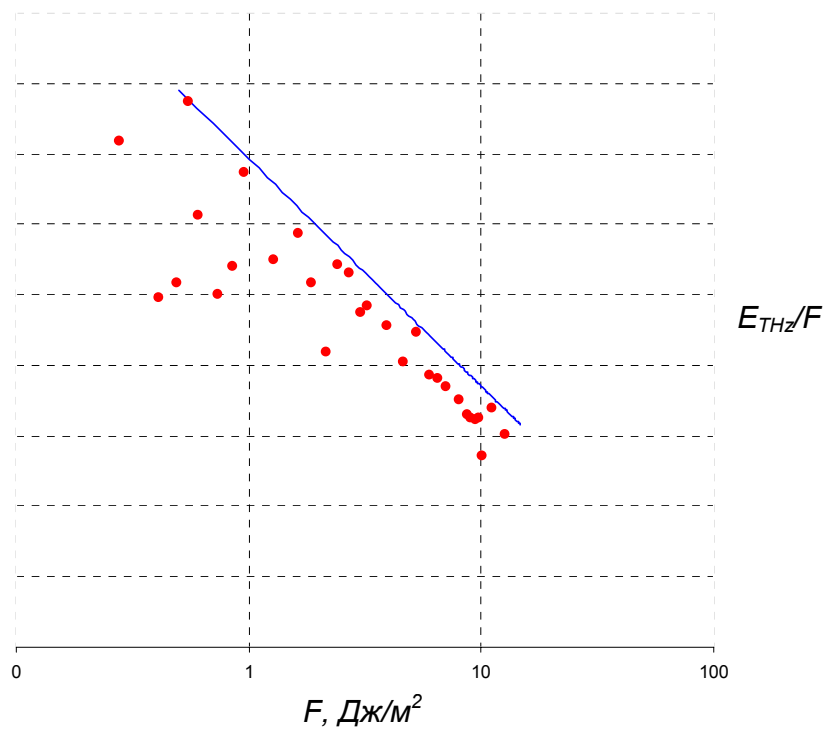


Рис.3. Зависимость напряженности электрического поля ТГц импульса, отнесенная к плотности энергии лазерного импульса, от плотности энергии лазерного импульса.

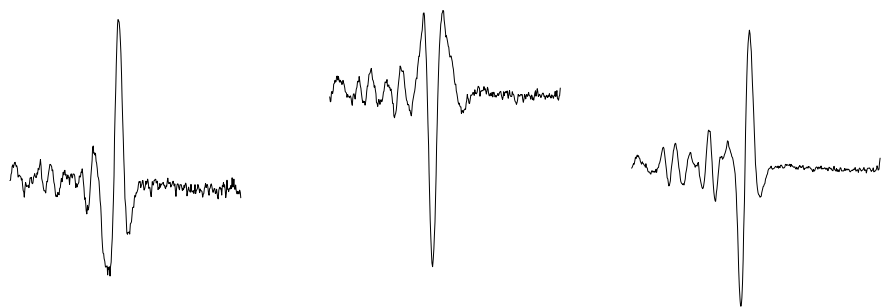


Рис. 4 Временная форма терагерцового импульса на различных расстояниях от фокуса: 5 мм, -5 мм, 0 мм.

2.2. ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Проект 2.1. Разработка и создание сверхпроводниковых элементов и интегральных приемных устройств с рабочими частотами до 1 ТГц (Руководитель проекта В.П.Кошелец)

В.П. Кошелец, П.Н. Дмитриев, А.Б. Ермаков, Л.В. Филиппенко,
А.С. Соболев, М.Ю. Торгашин, А.В. Худченко
Институт радиотехники и электроники РАН (ИРЭ РАН), г. Москва
e-mail: valery@hitech.cplire.ru

Аннотация

Основной целью проекта является разработка и исследование интегральных приемных сверхпроводящих структур терагерцового диапазона с чувствительностью, ограниченной лишь квантовыми эффектами. В ИРЭ РАН на протяжении последних лет ведутся работы в области сверхпроводниковой электроники, направленные на создание сверхчувствительных приемных систем терагерцового диапазона волн. Была предложена и экспериментально апробирована принципиально новая концепция построения полностью сверхпроводникового интегрального приемника субмиллиметровых волн для космической и наземной радиоастрономии, а также мониторинга окружающей среды. Интегральный приемник состоит из одной сверхпроводниковой микросхемы и включает в себя СИС-смеситель, приемную планарную квазиоптическую антенну и сверхпроводниковый генератор гетеродина на основе распределенного туннельного перехода (ФФО). В текущем году исследования были направлены на решение трех перечисленных ниже задач.

1. Разработка и оптимизация технологии для получения высококачественных туннельных переходов с плотностью тока более 10 кА/см^2

Разработан целый ряд новых технологических процессов и методик изготовления сверхпроводниковых туннельных переходов с рекордными параметрами. Были изготовлены и исследованы переходы с туннельным барьером из нитрида алюминия с плотностями тока до 200 кА/см^2 , что на порядок превышает плотности тока переходов на основе окиси алюминия. Переходы с высокой плотностью тока J_c позволяют повысить рабочую частоту СИС-приемников и расширить их полосу. Однако, существует предел повышения прозрачности барьера для СИС-переходов на основе окиси алюминия. Это предел составляет величину порядка $10\text{-}15 \text{ кА/см}^2$, при дальнейшем увеличении плотности тока наступает резкая деградация качества переходов. Для того, чтобы преодолеть это ограничение, была разработана технология изготовления туннельных СИС-переходов Nb/Al-AlN_x/Nb с экстремально высокой прозрачностью туннельного барьера (плотности тока до 200 кА/см^2) с приемлемыми значениями R_j/R_n . Для получения сверхтонкого и высококачественного барьера из AlN был разработан процесс нитридизации поверхности Al в плазменном RF-разряде в среде чистого N₂.

Туннельные переходы изготавливались в сверхвысоковакуумной напылительной установке с остаточным давлением порядка 10^{-6} Па , оборудованной криогенным и турбомолекулярными насосами. Трехслойная структура формировалась в едином вакуумном цикле с помощью магнетронного распыления в атмосфере аргона при давлении 1 Па и нитридизации слоя алюминия в высокочастотном разряде. Мы использовали разряд очень малой мощности ($0.5\text{-}0.75 \text{ Вт/см}^2$) при постоянном давлении

азота 4.5 Па. Малая мощность разряда и большое расстояние от мишени до образца позволило избежать как повреждения туннельного барьера высокоэнергетическими ионами, так и дополнительного напыления материала мишени в процессе нитридации. Нами были отработаны режимы получения переходов Nb/Al-AlNx/Nb с заданной плотностью тока. Показано, что разработанная технология позволяет в широких пределах контролируемым образом менять прозрачность барьера, получая переходы с заданной плотностью тока.

Проведено исследование свойств переходов Nb/AlNx/Nb в зависимости от условий и режимов нитридации. Экспериментально продемонстрировано, что с помощью разработанной технологии возможно получение туннельных переходов с отношением сопротивлений под и над щелью (характеризующим качество туннельного барьера) $R_j/R_n = 16$ при плотности тока порядка 20 кА/см^2 ($R_n S = 10 \text{ } \Omega \text{ } \mu\text{м}^2$). При дальнейшем увеличении прозрачности барьера происходит незначительное уменьшение параметра R_j/R_n : при плотности тока 100 кА/см^2 отношение остается порядка 10, что делает возможным создание на основе таких переходов сверхмаломощных приемников на рабочие частоты выше 1 ТГц.

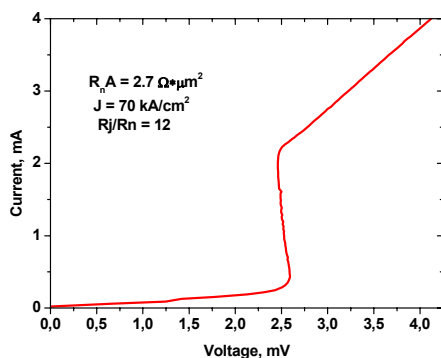


Рис. 1. Вольтамперная характеристика туннельного перехода Nb-AlN-Nb с плотностью тока 70 кА/см^2

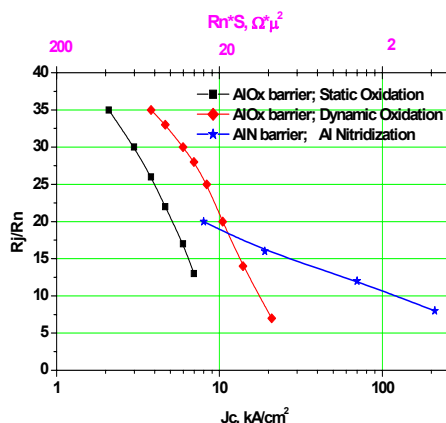


Рис. 2. Зависимость качества туннельных переходов от плотности тока (прозрачности барьера) для различных технологий.

2. Разработка и численное моделирование смесительных элементов с рабочей частотой до 1 ТГц.

В этом разделе мы представляем предварительные результаты анализа тестовых измерений интегральных схем, базирующихся на переходах Nb-AlN-NbN. Указанные результаты были получены на схемах, изначально разработанных и оптимизированных для широкополосной работы полностью ниобиевых переходов на частотах до 700 ГГц, что подтверждено успешными тестами на постоянном токе и измерениями ширины линии генерации. После замены верхнего ниобиевого электрода и подводящих линий на NbN максимальная частота, при которой СИС смеситель может эффективно накачиваться мощностью от ФФО, уменьшилась с 700 до 550 ГГц.

По-видимому, диапазон накачки ограничивается не дополнительными потерями на высокой частоте в NbN электроде и не увеличившимися потерями в переходе из-за эффекта джозефсоновской самонакачки (типичного для ниобиевых переходов) при напряжениях $V > V_g/3 = 1.21 \text{ мВ}$. Скорее всего, диапазон определяется параметрами схемы, оптимизированными для полностью ниобиевых устройств. Для исследования этого

вопроса была проведена серия расчетов с учетом различных значений лондоновской глубины проникновения λ_L для Nb и NbN.

Известно, что лондоновская глубина проникновения NbN намного больше, чем у Nb (точные значения зависят от технологических процессов и т.д.). Для расчетов была использована модифицированная версия программы MCAD. С учетом всех промежуточных согласующих элементов между ФФО и СИС смесителем можно вычислить связь по мощности между ними. Для моделирования заметного уменьшения частот согласования надо положить значение этого параметра порядка 300 нм (что намного больше, чем традиционное значение 170-200 нм, известное из литературы). Возможно, необходимо также принимать в расчет некоторые дополнительные факторы.

Предварительные оценки показывают, что оптимизация конструкции микросхемы позволяет “скомпенсировать” даже такое значительное уменьшение $f_{\max}$ (см. рис. 3). Частично оно было скомпенсировано толщиной изолирующего слоя и изменением площади СИС перехода, но большую часть компенсации обеспечил полный перерасчет всех согласующих структур. Мы планируем продолжить работу над этими вычислениями для получения схемы, оптимизированной с учетом параметров электрода из NbN.

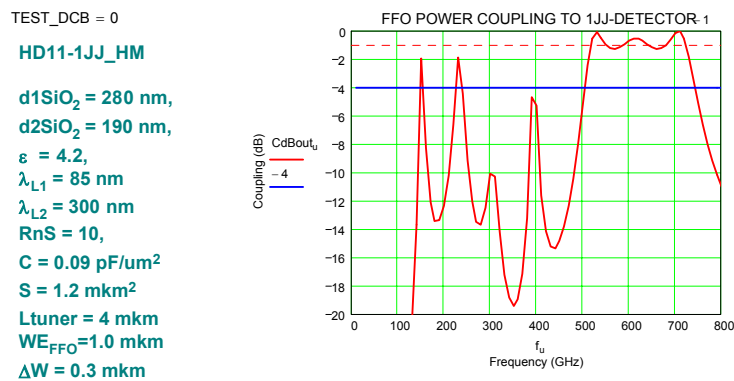


Рис. 3. Расчетное согласование по мощности ФФО с СИС смесителем для оптимизированных схем с одним электродом из NbN ($\lambda_L=300$ нм, см. вставку слева). Отметим, что $f_{\max}$ больше 700 ГГц.

3. Разработка и исследование интегрального спектрометра в частотном диапазоне 500 – 700 ГГц.

В настоящее время, субмиллиметровые спектрометры представляют огромный интерес для радиоастрономии и мониторинга земной атмосферы. Большинство лучших современных спектрометров используют сверхмалошумящие СИС смесители при температуре жидкого гелия. СИС смеситель представляет собой тонкопленочный интегральный элемент микронных размеров, так что небольшая схема может содержать множество СИС переходов. Напротив, традиционные генераторы гетеродина, используемые вместе с СИС смесителями, являются полупроводниковыми устройствами, работающими при комнатной температуре. Этот подход делает сложной интегральную компоновку всей приемной системы. Для решения этой проблемы в ИРЭ РАН была разработана и экспериментально апробирована новая концепция субмиллиметрового сверхпроводникового интегрального приемника (СИП). СИП является устройством, содержащим СИС смеситель с квазиоптической антенной и сверхпроводящий гетеродин.

На первом этапе проекта была выработана концепция интегрального сверхпроводникового спектрометра для мониторинга атмосферы с криогенным генератором гетеродина. Этот приемник разрабатывается совместно с Институтом космических исследований Голландии и предназначен для дистанционного мониторинга

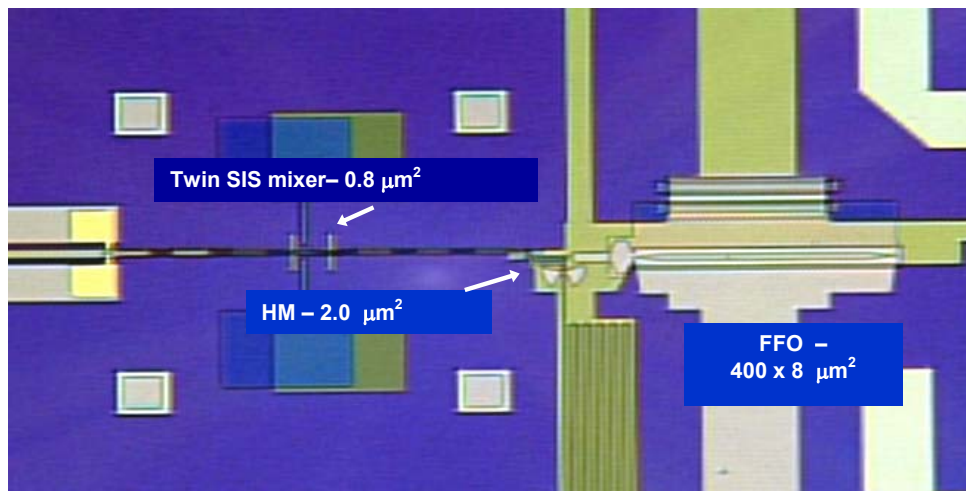


Рис. 4. Фото центральной части интегральной микросхемы с двойной дипольной антенной.

атмосферы с борта высотного аэростата (проект TELIS). Главной научной задачей проекта является реализация предельной чувствительности СИС-смесителя и высокой разрешающей способности приемника со сверхпроводниковым генератором на основе ФФО, работающего в режиме фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ).

СИП объединяет на одной микросхеме (размерами $4 * 4 * 0.5 \text{ мм}^3$) маломощный СИС смеситель с квазиоптической антенной и сверхпроводниковый генератор на потоке джозефсоновских вихрей (ФФО), использующийся в качестве гетеродина. ФФО представляет собой длинный джозефсоновский переход, в котором приложенное магнитное поле и ток смещения создают однонаправленный поток флаксонов. Скорость и плотность потока флаксонов и, таким образом, мощность и частота излучаемого сигнала могут настраиваться независимо совместной подстройкой токов смещения и магнитного поля. Согласно предложенной концепции, сигнал ФФО распределяется между двумя СИС-смесителями, один из которых используется как приемный квазичастичный элемент, в то время как второй работает в режиме гармонического смесителя (см. рис. 4).

Микросхемы СИП для квазиоптических смесительных элементов изготавливаются из высококачественных трехслойных структур Nb-AlOx-Nb на подложке из кремния. ФФО соединяется со смесительным элементом, расположенным внутри двойной дипольной или двойной щелевой антенны, с помощью микрополосковой линии, содержащей согласующие СВЧ структуры и развязки по постоянному току. ФФО и СИС имеют интегральные управляющие линии, с помощью которых задаются локальные магнитные поля. Для уменьшения влияния магнитного поля СИС смесителя на ФФО линия управления смесителя имеет П-образную форму и расположена перпендикулярно ФФО, что обеспечивает уровень паразитного магнитного поля не более 10^{-3} .

За отчетный период были разработаны, изготовлены и предварительно испытаны интегральные микросхемы приемника для TELIS с рабочей частотой 500 – 650 ГГц. Фотография центральной части интегральной микросхемы представлена на рис. 4. Уже в первых экспериментах было продемонстрировано, что разработанная микросхема может успешно функционировать в качестве интегрального спектрометра. Показано, что

частотные области, где сверхпроводниковый генератор гетеродина обеспечивает достаточный уровень мощности для накачки как приемного СИС-смесителя, так и интегрального гармонического смесителя, перекрываются с областью чувствительности СИС-смесителя и планарной приемной антенны, измеренной с помощью Фурье-спектрометра (FTS). Были проведены измерения шумовой температуры приемника с генератором гетеродина, работающего в режиме ФАПЧ. На частоте 661 ГГц получено значение шумовой температуры приемника (DSB) порядка 200 К, что полностью удовлетворяет требованиям проекта ТЕЛИС.

Большинство из перечисленных выше результатов являются оригинальными и получено впервые в мире, они не имеют аналогов ни в нашей стране, ни за рубежом. Работы, проводимые в рамках проекта, хорошо известны, в течение 2005 года они 10 раз докладывались на различных международных конференциях, где ведущие специалисты проекта выступали с приглашенными докладами. Эти результаты изложены в 14 статьях и тезисах докладов.

Список публикаций по тематике проекта за 2005 год.

1. V.P. Koshelets, S.V. Shitov, A.B. Ermakov, O.V. Koryukin, L.V. Filippenko, A. V. Khudchenko, M. Yu. Torgashin, P. Yagoubov, R. Hoogeveen, O.M. Pylypenko, "Superconducting Integrated Receiver for TELIS", *"IEEE Trans. on Appl. Supercond."*, vol. 15, pp. 960-963, 2005.
2. V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, V.V. Kurin, A.L. Pankratov, J. Mygind, "Optimization of the Phase-Locked Flux-Flow Oscillator for the Submm Integrated Receiver", *"IEEE Trans. on Appl. Supercond."*, vol. 15, pp. 964-967, 2005.
3. J. Mygind, M. R. Samuelsen, V. P. Koshelets and A. S. Sobolev, "The mm-wave Josephson Flux Flow Oscillator; linewidth measurements and simple theory", *"IEEE Trans. on Appl. Supercond."*, vol. 15, pp. 968-971, 2005.
4. В.П. Кошелец, П.Н. Дмитриев, А.Б. Ермаков, Л.В. Филиппенко, О.В. Корякин, М.Ю. Торгашин, А.В. Худченко, «Интегральный сверхпроводниковый спектрометр для мониторинга атмосферы.», Известия ВУЗов «Радиофизика», Том XLVIII, № 10–11, стр. 1-8, 2005.
5. J. Mygind, M. R. Samuelsen, V. P. Koshelets and A. S. Sobolev. "Simple theory for the spectral linewidth of the mm-wave Josephson Flux Flow Oscillator", pi-shift Workshop "Physics of Superconducting Phase Shift Devices", Ischia (Napoli), 2-5 April 2005.
6. P.A. Yagoubov, J. Dercksen, R.W.M. Hoogeveen, V.P. Koshelets, O.V. Koryukin, and O.M. Pylypenko, "550-650 GHz spectrometer development for TELIS", Abstract for the 16th International Symposium on Space Terahertz Technology, Sweden, May 2005, p. 156.
7. V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, O.V. Koryukin, A.V. Khudchenko, M.Yu. Torgashin, P.A. Yagoubov, R. W.M Hoogeveen, and W. Wild, "Superconducting Submm Integrated Receiver with Phase-Locked Flux-Flow Oscillator for TELIS" Abstract for the 16th International Symposium on Space Terahertz Technology, Sweden, May 2005, p. 108.
8. P. Yagoubov, H. van de Stadt, R. Hoogeveen, V. Koshelets, M. Birk, A. Murk, "Optical Design of sub-Millimeter Spectrometer for Limb Sounder" Extended Proceedings of the 28th ESA Antenna Workshop, June (2005).
9. V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, and V.B. Borisov, "Superconducting Flux-Flow Oscillators for THz Integrated Receiver", presented at the second Franco-Russian Seminar on Nanotechnologies., Lille, France, August 2005.
10. V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, A.V. Khudchenko, O.V. Koryukin, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin. Development of the Flux-Flow Oscillators for Submm Integrated Receiver" Extended Abstract of the ISEC 2005, September 2005, the Netherlands, p. PL-07.

11. V.V. Kurin, A.L. Pankratov, V.L. Vaks, and V.P. Koshelets “Investigation of Spectral Properties of Phase-Locked Flux Flow Oscillator” “Extended Abstract of the ISEC 2005, September 2005, the Netherlands, p. PD-04.

12. V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, O.V. Koryukin, A.V. Khudchenko, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, P.A. Yagoubov, R.W.M. Hoogeveen, W.J. Vreeling, W. Wild, and O.M. Pylypenko, “Superconducting Submm Integrated Receiver for TELIS” – presented at the 7th European Conference on Applied Superconductivity EUCAS '05, September 2005, Vienna.

13. A.S. Sobolev, V.P. Koshelets, and J. Mygind, “Radiation linewidth of the flux-flow oscillator with integrated self-field coil”, – presented at the 7th European Conference on Applied Superconductivity EUCAS '05, September 2005, Vienna.

14. R.W.M. Hoogeveen, P.A. Yagoubov, A. de Lange, A.M. Selig, V.P. Koshelets, B.N. Ellison and M. Birk, “Superconducting Integrated Receiver development for TELIS”, presented at the 12th International Symposium on Remote Sensing, 19-22 September 2005, Bruges, Belgium.

Проект 2.2. Исследование и разработка технологии высокоскоростного выращивания поликристаллических алмазных пленок и пластин, основанной на использовании газового разряда в пучках миллиметровых волн (CVD-технология)

(Руководитель проекта А.Л.Вихарев)

А.Л. Вихарев, А.М. Горбачев, А.В. Козлов, В.А. Колданов, А.Г. Литвак,
Н.М. Овечкин, Ю.В. Быков, Г.Г. Денисов, Д.Б. Радищев
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
val@appl.sci-nnov.ru

Синтез поликристаллических алмазных пленок из газовой фазы с использованием плазмы газовых разрядов относится к последним достижениям науки и интенсивно разрабатывается в различных странах мира. Алмазные пленки привлекают всеобщее внимание в силу уникальных физических свойств, которыми они обладают, как, например: чрезвычайная механическая твердость (до 90 ГПа) и износостойкость, наивысший модуль упругости ($1,2 \cdot 10^{12}$ Н/м²), наибольшая теплопроводность при комнатной температуре ($2 \cdot 10^3$ Вт/м·К), наименьший коэффициент теплового расширения при комнатной температуре (10^{-6} К), оптическая прозрачность в широком диапазоне от ультрафиолетового до глубокого инфракрасного диапазона длин волн.

В настоящее время широкое внедрение высококачественных алмазных пленок (с высокой теплопроводностью) сдерживается технологическими трудностями их получения и высокой стоимостью из-за низкой скорости роста алмазных пленок. Увеличение скорости роста поликристаллических алмазных пленок из газовой фазы возможно при повышении концентрации химически активных частиц, прежде всего атомов водорода, образующихся в газовом разряде в основном при столкновениях электронов с молекулами. Для этого необходимо повышение концентрации электронов в разряде и увеличение удельной микроволновой мощности, поглощаемой в плазме. Этого можно добиться за счет создания плазмы микроволновым излучением более высокой частоты, чем 2,45 ГГц, традиционно использующейся в CVD реакторах. Можно надеяться, что этот метод может быть реализован при использовании для выращивания алмазных пленок специализированных гиротронных комплексов, работающих на частотах 24-84 ГГц с мощностями от 10 до 30 кВт.

Данный проект посвящен исследованиям осаждения алмазных пленок из газовой фазы в плазме СВЧ разряда, создаваемого пучками миллиметровых волн. Целью проекта являлось определение условий высокоскоростного осаждения алмазных пленок в плазме такого разряда в зависимости от состава и давления газовой смеси, температуры подложки; получение опытных образцов алмазных дисков толщиной 0,5-1,5 мм и диаметром 75-100 мм с высокой теплопроводностью.

Для проведения исследований использовалась установка на основе гиротрона с мощностью 10 кВт и частотой 30 ГГц, в которой стационарный СВЧ разряд создавался с помощью электродинамической системы, формирующей четыре пересекающихся волновых пучка. При таком способе создания плазмы в области пересечения пучков образуется область усиленного поля, в которой происходит поддержание стационарного СВЧ разряда. Изменяя форму и размеры поперечного сечения пучков, можно регулировать размеры и форму плазмы.

На рис.1 представлена блок-схема установки, которая состоит из следующих основных частей: источника микроволнового излучения – гиротрона (1); вакуумной камеры (2), снабженной системой напуска (3) и откачки (4) рабочей смеси газов; системы формирования и подвода электромагнитной энергии (5) к СВЧ разряду (6), волноводного тракта (7), обеспечивающего транспортировку энергии от гиротрона к реактору; модового конвертора (8), согласующего выходное излучение гиротрона с волноводным трактом;

блока управления установкой (9); блоков питания гиротрона, систем охлаждения, диагностических и измерительных приборов (на рисунке не показаны).

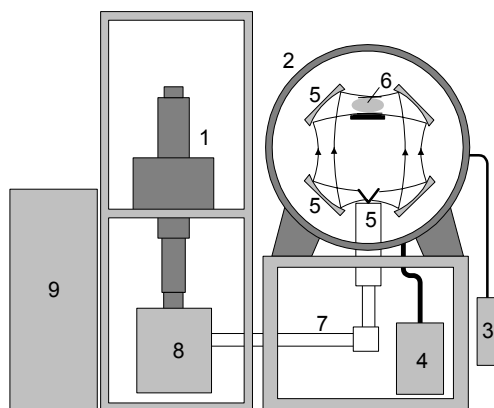


Рис.1. Блок схема установки: 1 – гиротрон, 2 - вакуумная камера, 3 - система напуска газа, 4 – откачная система, 5 - система подвода электромагнитной энергии к СВЧ разряду, 6 – газоразрядная плазма, 7 - волноводный тракт, 8- модовый преобразователь, 9- блок управления установкой.

Приведенная установка обеспечивала поддержание газового разряда в пучках электромагнитных волн миллиметрового диапазона вблизи подложки, которое требуется для выращивания алмазных пленок на подложке. На рис.2 приведена фотография СВЧ разряда над подложкой при давлении газовой смеси Ar/H_2 равном 150 Торр. Как видно из рисунка, разряд имеет форму диска с диаметром равным диаметру подложки и толщиной 2 см. Такая форма разряда позволяет достичь достаточно высоких энерговкладов в разрядную плазму.



Рис.2. Фотография разряда над подложкой при давлении газовой смеси 150 Торр.

Температура подложки является одним из существенных параметров, влияющих на процессы осаждения алмазной пленки. Температура подложки зависит от давления и состава газовой смеси, подводимой к плазме микроволновой мощности. На рис.3а приведена зависимость температуры подложки от подводимой к разряду мощности в Ar/H_2 газовой смеси в 30 ГГц CVD реакторе. Из рисунка видно, что при всех давлениях газовой смеси температура возрастает при увеличении микроволновой мощности. Также наблюдается незначительный рост температуры при уменьшении давления газовой смеси. Такое поведение температуры подложки в разряде, создаваемом пучками электромагнитных волн в 30 ГГц CVD реакторе, отличается от наблюдаемого в

традиционном 2,45 ГГц CVD реакторе. В последнем реакторе увеличение давления газа приводит к заметному уменьшению размеров разряда, увеличению удельной (на единицу объема) мощности, поглощаемой в плазме, и увеличению температуры подложки, рис.3б. В 30 ГГц CVD реакторе разряд над подложкой имеет форму диска и его объем изменяется незначительно при изменении давления газа.

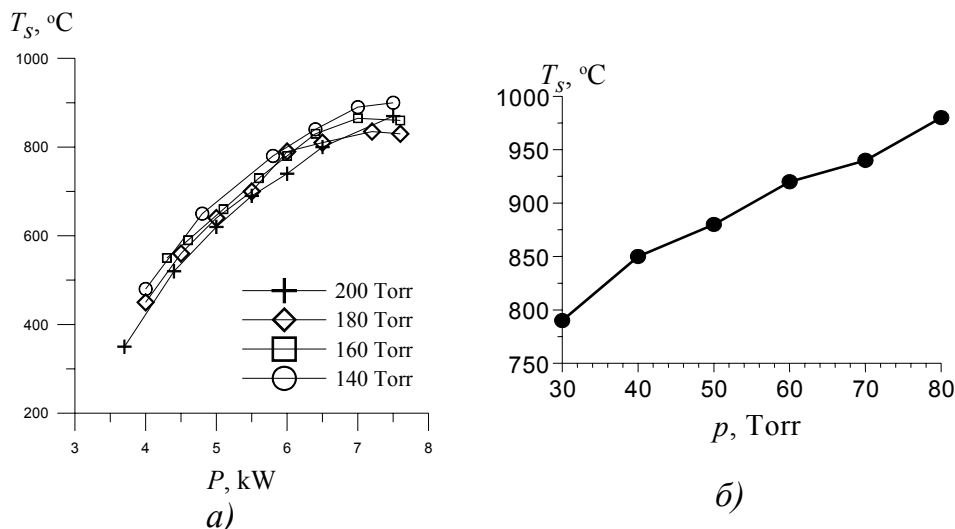


Рис.3. Зависимость температуры подложки от подводимой к разряду СВЧ мощности в 30 ГГц CVD реакторе (а) и от давления газа в СВЧ разряде в 2,45 ГГц CVD реакторе (б) [1].

Исследования осаждения алмазных пленок в 30 ГГц CVD реакторе проводились в газовой смеси $\text{Ar}/\text{H}_2/\text{CH}_4$, которая позволяет выращивать как поликристаллические, так и нанокристаллические алмазные пленки, варьируя содержание аргона в смеси. Исследование напыления поликристаллических алмазных пленок проводилось при широком варьировании рабочих параметров. Содержание метана в трехкомпонентной газовой смеси варьировалось от 0.5% до 2%, аргона – от 50% до 75%, при скорости полного газового потока 400 sccm. CVD реактор работал в широком диапазоне газовых давлений 100–400 Торр и вводимой СВЧ мощности от 5 до 8 кВт. В ходе экспериментов менялись также температура подложки и ее высота относительно СВЧ разряда. Алмазные пленки осаждались на (100) ориентированную кремневую подложку толщиной 2 мм и диаметром 60-75 мм. Перед процессом осаждения кремниевые подложки механически обрабатывались 2-х микронным алмазным порошком. Время осаждения тонких пленок составляло 1-4 часа. Средняя скорость роста определялась на основании измерений массы осажденной алмазной пленки при предположении однородности ее толщины по поверхности подложки.

Скорость роста в зависимости от концентрации метана приведена на рис.4. Как видно из рисунка, наблюдается увеличение скорости при увеличении содержания CH_4 при давлении 200 Торр и концентрации аргона 75%.

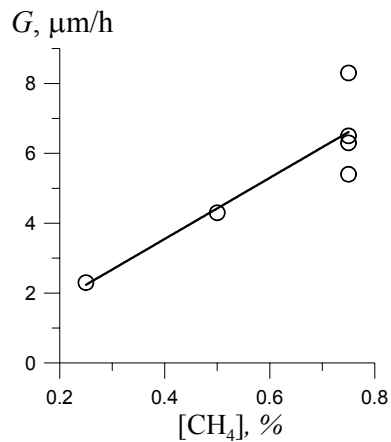


Рис.4. Скорость роста алмазных пленок в зависимости от концентрации метана при давлении газа 200 Торр.

На рис.5 приведены рамановские спектры рассеяния из центра двух пленок и оптические микрофотографии поверхности этих пленок, выращенных при концентрации метана 0.75%, температуре подложек 790-850⁰С и давлении газа 200 Торр. Из приведенных данных видно, что различие в температуре подложек сказывается на текстуре пленок и их качестве.

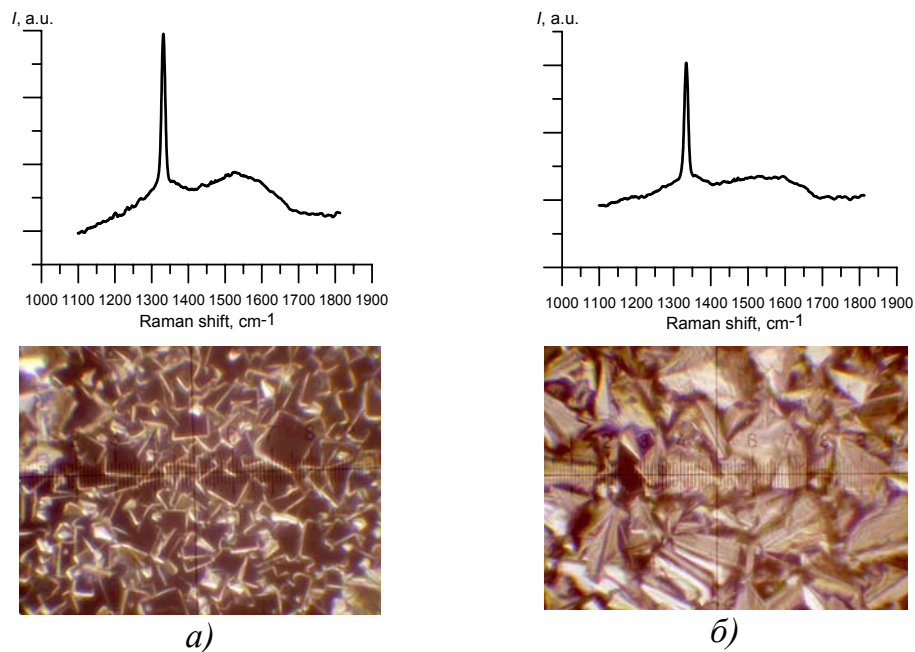


Рис.5. Спектры рамановского рассеяния и микрофотографии поверхности алмазных пленок, выращенных в 30 ГГц плазменном реакторе при различных режимах, время осаждения 3 часа в обоих случаях.

Для корректного сравнения процессов осаждения алмазных пленок в 2,45 ГГц и 30 ГГц CVD реакторах был проведен цикл исследований роста алмазных пленок при одинаковом составе газовой смеси, давлении, скорости газового потока, температуре подложки и падающей СВЧ мощности. Для сравнения был выбран 2,45 ГГц реактор на

основе эллипсоидального резонатора [2]. На рис.6 показаны спектры рамановского рассеяния и микрофотографии поверхности пленок, выращенных в газовой смеси Ar/H₂/CH₄ на двух реакторах. Следует отметить, что осаждение алмазной пленки в 2,45 ГГц CVD реакторе осуществлялось в течение 8 часов, при этом средняя скорость осаждения составила 1,9 микрон в час, а в 30 ГГц CVD реакторе алмазная пленка осаждалась в течение 3 часов при скорости 9 микрон в час. В обоих реакторах рабочие параметры были следующие: давление газа 200 Торр, температура подложки 820⁰С, падающая мощность 6 кВт, концентрация аргона 75%, концентрация метана 0,75 %. Из проведенных экспериментов видно, что в 30 ГГц CVD реакторе скорость роста выше. Это может быть объяснено тем, что в 30 ГГц реакторе разряд был локализован вдоль подложки и плотность мощности (Вт/см³) была существенно выше.

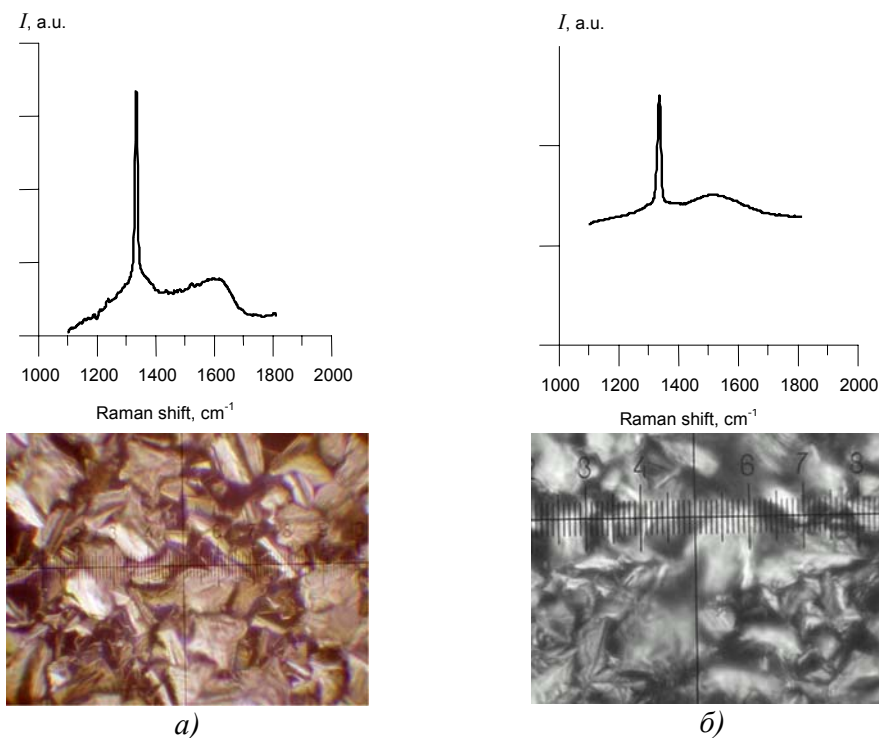


Рис.6. Спектры рамановского рассеяния и микрофотографии поверхности алмазных пленок, выращенных в двух CVD реакторах: (а) в 30 ГГц реакторе, время осаждения 3 часа, (б) в 2,45 ГГц эллипсоидальном реакторе, время осаждения 8 часов.



Рис.7. Общий вид поликристаллических алмазных пластин толщиной 0,13 мм и диаметром 60 мм (а); толщиной 0,65 мм и диаметром 75 мм (б) на кремниевых подложках.

Проведенные исследования позволили определить условия синтеза высококачественных алмазных пластин. Создание автоматической системы контроля и управления процессами в 30 ГГц CVD реакторе дало возможность проводить длительные (до сотен часов) эксперименты по синтезу алмазных пленок и пластин с использованием газового разряда в пучках миллиметровых волн. На установке были выращены пластины из поликристаллического алмаза толщиной 0,13 мм и диаметром 60 мм, толщиной 0,65 мм и диаметром 75 мм, рис.7.

Для обеих пластин были проведены исследования структуры поверхности и качества полученного алмаза. На рис.8. показаны микрофотографии поверхности и спектры рамановского рассеяния в центре и вблизи края одной из пластин. Установлено, что обе пластины отличаются высоким качеством и однородностью параметров.

Таким образом, проведена серия экспериментов по осаждению алмазных пленок на кремниевые подложки диаметром 60 и 75 мм в газовой смеси $\text{Ar}/\text{H}_2/\text{CH}_4$ при варьировании давления и состава газовой смеси, скорости газовых потоков и температуры подложки. Получены высокие скорости роста алмазных пленок до 9 микрон в час. Проведено сравнение результатов выращивания алмаза в 2,45 ГГц и 30 ГГц МРАСVD реакторах. Показано, что скорость роста алмазных пленок в 30 ГГц реакторе в 5-7 раз выше, чем скорость роста в 2,45 ГГц реакторе при одинаковых рабочих параметрах.

Экспериментально подтверждена возможность использования технологии высокоскоростного выращивания алмазных пленок из газовой фазы на 30 ГГц CVD реакторе для получения толстых высококачественных алмазных пластин. Получены экспериментальные образцы алмазных пластин диаметром 60мм и толщиной 0,13 мм, диаметром 75мм и толщиной 0,65мм. Обе пластины отличаются высоким качеством, однородностью поверхности роста и толщины.

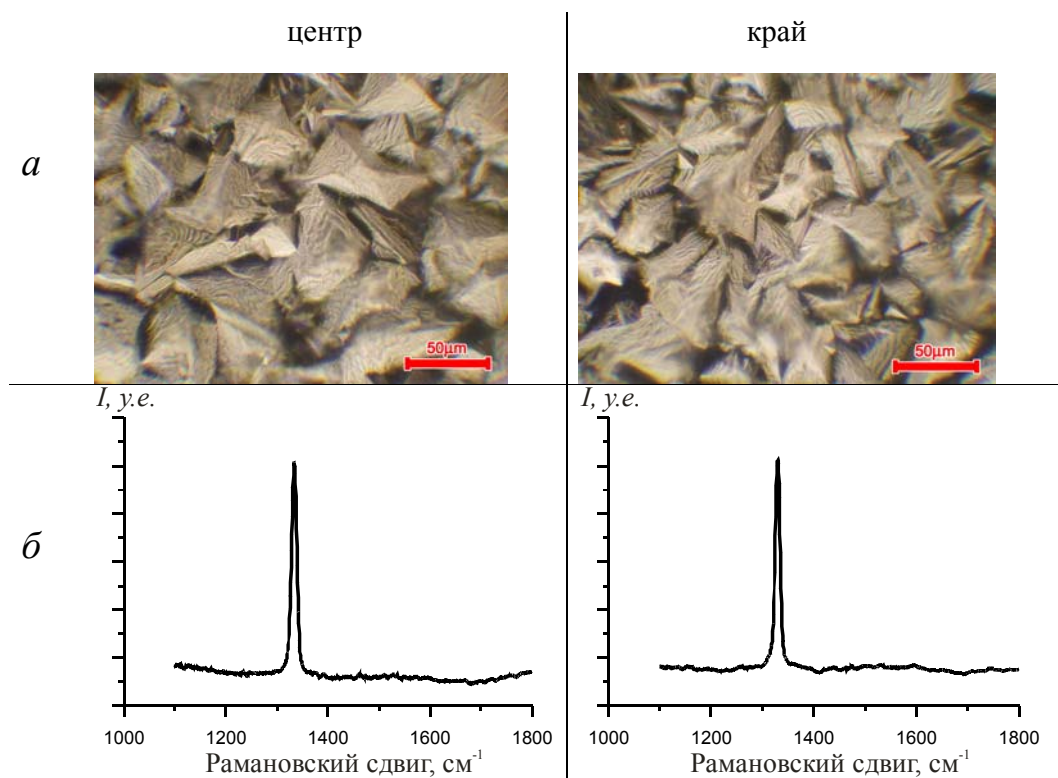


Рис.8. Микрофотографии поверхности алмазной пластины (а) и спектры рамановского рассеяния (б) в центре и вблизи края.

Литература

1. А.Л. Вихарев, А.М. Горбачев, В.А. Колданов, Д.Б. Радищев, Физика плазмы, 31, №4, 1-9, (2005).
2. M. Funer, C. Wild, P. Koidl, Appl. Phys. Lett., 72, 1149 (1998).

Проект 2.3. Субмиллиметровый матричный радиометр на высокочувствительных болометрах (Руководитель проекта А.Н. Выставкин)

А.Н. Выставкин, С.В. Шитов, А.Г. Коваленко, С.А. Ковтонюк, А.В. Пестряков
Институт радиотехники и электроники РАН, Москва
В.Ф. Вдовин, В.Г. Перминов
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
vyst@hitech.cplire.ru

Цель создания высокочувствительных субмиллиметровых матричных радиометров – установка их на телескопах наземного и космического базирования для проведения астрономических наблюдений и измерений. Программой на 2005 год было предусмотрено следующее содержание исследований и разработок:

- (1) Отработка технологии изготовления болометров с использованием электронного литографа.
- (2) Создание низкотемпературного лабораторного стенда.
- (3) Разработка топологии элементов и матриц болометрических приемников.

Ниже изложены результаты перечисленных исследований и разработок.

1. Отработка технологии изготовления болометров с использованием электронного литографа [1 - 4].

Завершен цикл разработки технологии изготовления двухслойных структур «сверхпроводник-нормальный металл» с нанометровыми (10...100 нм) толщинами слоев и измерений электрических характеристик таких структур и оценки чувствительности к принимаемому субмиллиметровому излучению сверхпроводниковых болометров, работающих в режиме датчиков на краю перехода (от англ. transition edge sensor - TES) на основе таких структур.

В качестве двухслойных структур «сверхпроводник-нормальный металл» были выбраны двухслойные структуры «молибден-медь», где молибден – сверхпроводник при температурах ниже 0,9 К, а медь – нормальный металл. В таких и подобных структурах наблюдается эффект близости, заключающийся в частичном подавлении сверхпроводимости в сверхпроводнике за счет близости нормального металла, используя который, можно подбирать температуру края перехода, соответствующую рабочей температуре применяемого рефрижератора. На основе выбранных материалов получают пленки с хорошей сплошностью и гладкостью, что позволяет изготавливать высококачественные сверхпроводниковые наноструктуры, а на их основе – высокочувствительные болометры и матрицы болометров. Технологическое оборудование состоит из собственно технологической напылительной установки L-560 фирмы Leybold Heraeus, Германия, и контрольно-измерительных приборов для определения толщины, сплошности и гладкости поверхностей слоев наноструктур: профилометра Alpha-Step 200, фирмы KLA-Tenkor США, электронного растрового микроскопа JEOL-6460, фирмы JEOL, Япония, и микроскопа атомных сил «Solver P47H», Россия. У изготовленных структур пленка молибдена и двухслойная структура Mo-Cu сплошные и гладкие. Шероховатости поверхности молибдена $\delta_{Mo}=0,253$ нм, меди $\delta_{Cu}=0,418$ нм. Такое высокое качество поверхностей слоев обеспечивает точность получения температуры края перехода наноструктур не хуже 3 – 5 %. На рис. 1 приведен результат измерения гладкости поверхностей.

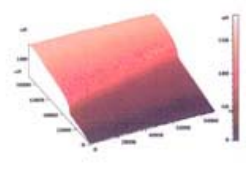
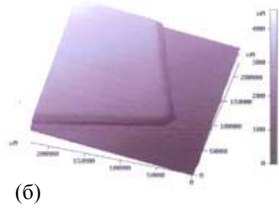


Рис.1. Результаты исследования на микроскопе атомных сил. У молибдена гладкость поверхности 15-нм слоя $\delta_{\text{Mo}} = 0.25$ нм (а); У двухслойной 15/35 - нм структуры молибден - медь гладкость поверхности меди $\delta_{\text{Cu}} = 0.41$ нм (б).

В измерительном рефрижераторе сверхнизких температур ($T = 50$ мК...1,0 К) ИФП РАН были измерены температурные зависимости сопротивления двухслойных структур при различных толщинах слоев молибдена и меди. Результаты измерений типичных образцов представлены на рис. 2 и основные параметры сведены в таблицу.

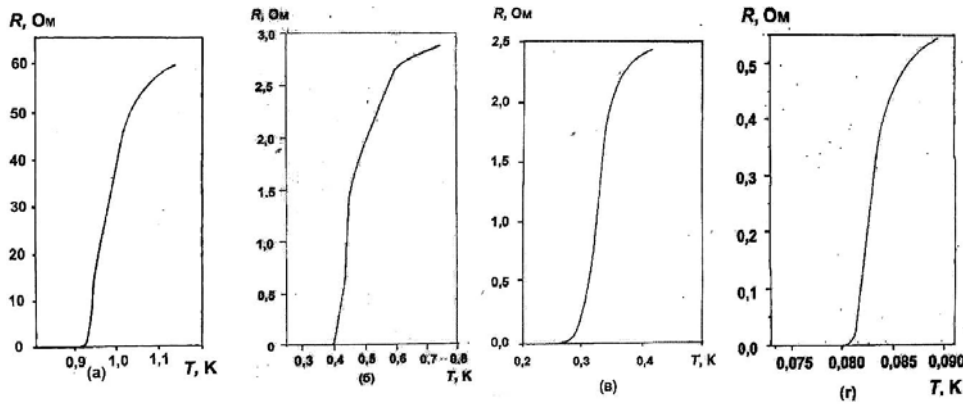


Рис. 2. Типичные измеренные зависимости $R(T)$ для четырех температур края перехода образцов Mo/Cu (а) - (г), параметры которых даны в таблице.

Основные параметры групп измеренных образцов

Группа образцов	Толщины слоев, нм		$T_{\text{к}}, \text{K}$	$R_{\text{н}}, \text{Ом}$	$\alpha = \frac{T}{R} \cdot \frac{dR}{dT}$
	Mo	Cu			
а	12	0	0,93	67	1070
б	15	35	0,4	2,9	150
в	12	35	0,27	2,6	320
г	12	100	0,08	0,6	510

С использованием измеренных температурных зависимостей сопротивления образцов сверхпроводниковых структур и уравнения баланса энергии электронов

$$P_j = U^2 / R(T_e) = \Sigma v(T_e^5 - T_{ph}^5),$$

где левая часть $P_j = U^2 / R(T_e)$ – джоулева мощность, поступающая в электронную систему из цепи смещения, и правая часть – мощность горячих электронов, выходящая из электронной системы в решетку тонкой металлической пленки и в подложку через электрон-фононные взаимодействия, U – фиксированное напряжение смещения, T_e – температура горячих электронов, $R(T_e)$ – сопротивление болометра, зависящее от

температуры электронов, вычислены вольтамперные и вольтваттные характеристики болометров, которые возможно создать на основе двухслойных структур (рис. 3). С использованием этих характеристик выполнена оценка предельной чувствительности болометров. Они оказались равными: $P_{пр0,4} \cong 4 \cdot 10^{-19}$ Вт/Гц^{1/2}, $P_{пр0,27} \cong 2 \cdot 10^{-20}$ Вт/Гц^{1/2} и $P_{пр0,08} \cong 4 \cdot 10^{-21}$ Вт/Гц^{1/2} при температурах края перехода 0,4, 0,27 и 0,08 К, соответственно. Этих предельных чувствительностей вполне достаточно для создания субмиллиметровых матричных радиометров для большинства астрономических задач.

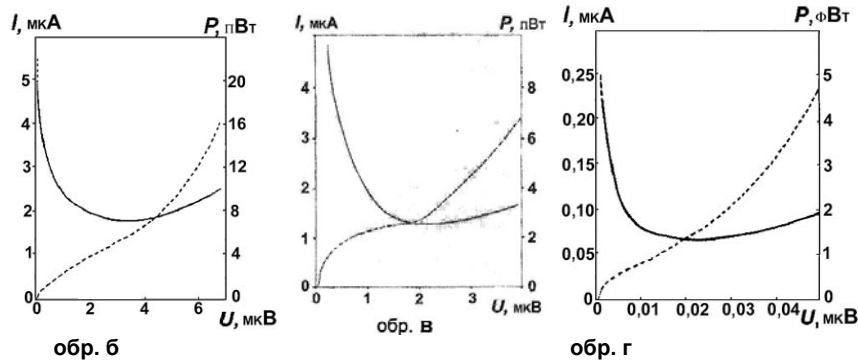


Рис. 3. Вольтамперные характеристики (сплошные линии) и зависимости поглощенной мощности (штриховые линии) от приложенного фиксированного напряжения смещения U трех рассчитываемых болометров (образцы б, в, г) с поперечными размерами поглотителя $7 \times 0,7$ мкм².

Проведена разработка и моделирования системы мультиплексирования сигналов в матрице болометров. Дело в том, что для наблюдения протяженных источников космического излучения требуются матрицы болометров размерностью 100×100 и более. При этом встает проблема перегрева последней ступени криогенной системы из-за большого числа проводников, требующихся для подвода смещения к болометрам и отвода от них продетектированных сигналов. С целью решения этой проблемы предложен новый метод мультиплексирования сигналов в матрицах приемных элементов с болометрами. Он состоит в суммировании продетектированных сигналов в рядах параллельно включенных N болометров (рис. 4), сборе сумм сигналов в N параллельных рядах при вращении изображения наблюдаемого источника в плоскости этого изображения, находящегося в фокальной плоскости телескопа и совмещенного с плоскостью приемной матрицы, относительно этой матрицы с фиксированием изображения с угловым шагом и последующее восстановление исходного изображения из сумм сигналов с применением алгоритмов, подобных тем, что применяются в компьютерной томографии. Возможно считывание сумм сигналов по рядам и при непрерывном вращении решетки через равные промежутки времени, соответствующие поворотам с определенным небольшим угловым шагом. Разработаны алгоритмы восстановления изображения при применении описанного метода мультиплексирования. Проведено моделирование процедуры восстановления с использованием изображения галактики М33 (рис. 5), опубликованного в литературе и Интернете. Показано, что метод работает нормально.

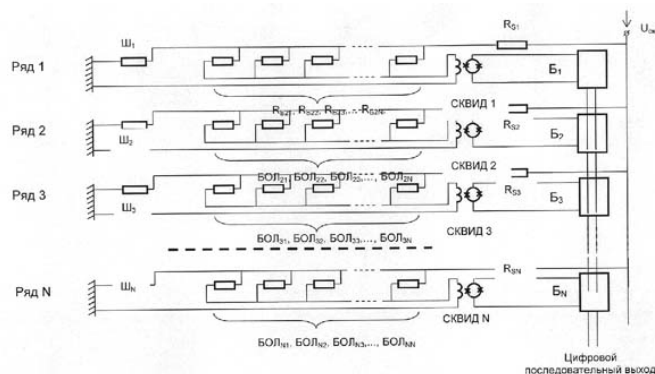


Рис. 4. Параллельное электрическое включение болометров с выходом на СКВИД-усилители (N рядов по N болометров в ряду): БОЛ – болометры с одинаковыми сопротивлениями R_B и температурой края сверхпроводникового фазового перехода; Ш – шунты, с которых на болометры подается заданное напряжение смещения U ; R_S – последовательные сопротивления цепей смещения; U_{CM} – источник заданного напряжения смещения; Б – блоки электроники СКВИД'ов, аналого-цифровых преобразователей и последовательной цифровой передачи данных (цепи обратной связи СКВИД'ов не показаны).

2. Создание низкотемпературного лабораторного стенда [5].

Для проведения исследований матриц болометров и создания на их основе радиометра разработан лабораторный стенд на основе двухступенчатого $^4\text{He}/^3\text{He}$ рефрижератора, смонтированного в криостате предохлаждения, блок-схема которого изображена на рис. 6. Двух-ступенчатый рефрижератор изображен на рис. 7. Испытания показали следующие характеристики низкотемпературного лабораторного стенда: непрерывная работа при температуре 0,3 К – десять часов, время восстановления рабочей температуры после 10-часового цикла – 1 час.

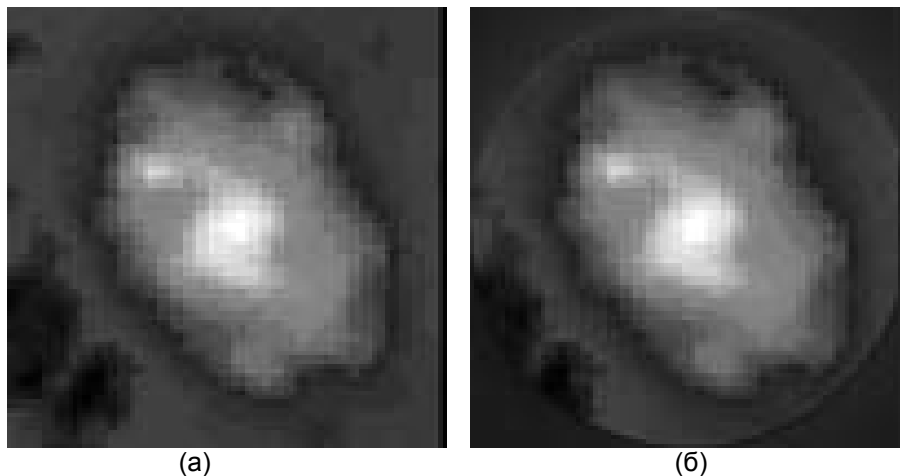


Рис. 5. (а) исходное изображение галактики М33, полученное на длине волн $\lambda = 100$ мкм [94], (б) результат математического моделирования процедуры мультиплексирования с использованием изображения галактики М33 в качестве исходного.

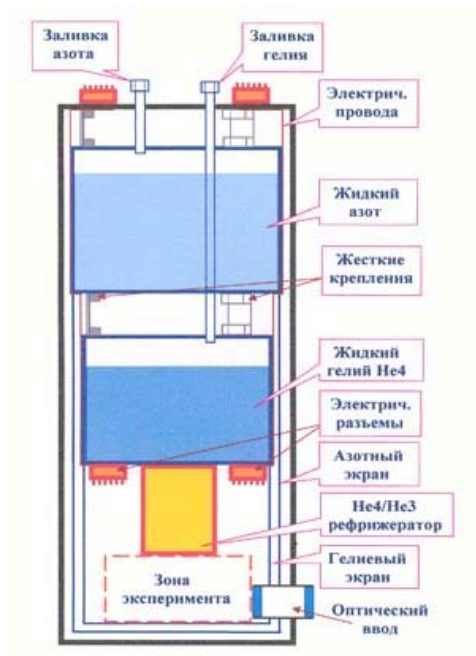


Рис.6. Блок - схема криостата
предохлаждения (4,2 K) со встроенным
в него сорбционным рефрижератором
 $^4\text{He} / ^3\text{He}$.



Рабочая поверхность с
температурой 0,3 K

Отформатировано: русский
(Россия)

Рис. 7. Фотография двухступенчатого
сорбционного $^4\text{He} / ^3\text{He}$ рефрижератора,
смонтированного в криостате
предохлаждения, блок-схема которого
изображена на рис. 6.

3. Разработка топологии элементов и матриц болометрических приемников [6 - 7].

С целью реализации матрицы болометров с системой мультиплексирования сигналов разработана согласующая антенная матрица с возможностью приема обеих поляризаций излучения. Сверхпроводниковые болометры включаются в антенную матрицу, общая структура которой изображена на рис. 8. Она состоит из отдельных крестообразно пересекающихся двух пар щелевых антенн, что обеспечивает прием обеих поляризаций излучения, и выполнена в виде интегральной микросхемы. На рис. 9 изображен один антенный элемент такой интегральной микросхемы с двумя болометрами. Две взаимно перпендикулярные микрополосковые линии согласованы каждая с двумя соответствующими щелями антенны. Распространение излучения вдоль цепей смещения (рис. 11) ограничено четвертьволновыми фильтрами-развязками, по два с каждого конца. Эскиз верхнего (металлического) слоя микросхемы с числом болометров $3 \times 3 \times 2$ изображен на рис. 10. Видны девять антенн с двумя парами крестообразно пересекающихся щелевых антенн; прямоугольные прорезы – верхние части четвертьволновых фильтров-развязок. На рис. 11 дан эскиз одного из двух нижних слоев (для одной поляризации), представляющих собой разводку смещения к болометрам и одновременно нижний провод микрополосковой линии, ограниченной четвертьволновыми фильтрами. На рис. 12 показана электрическая и микроволновая развязка двух микрополосковых линий, представляющая собой часть микросхемы в центре одного приемного элемента, выполненная в четырех уровнях.

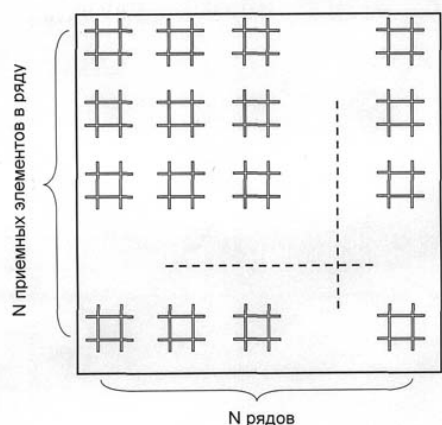


Рис. 8.

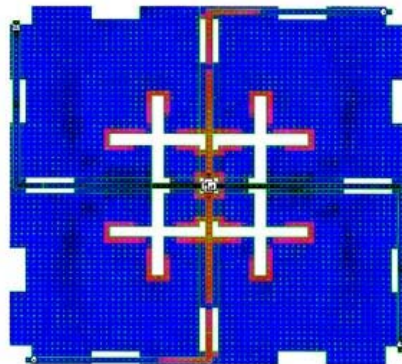


Рис. 9.

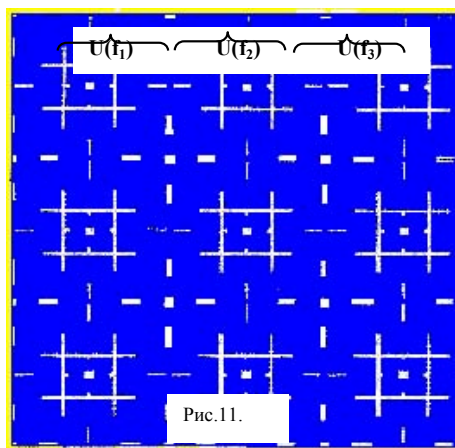


Рис.10

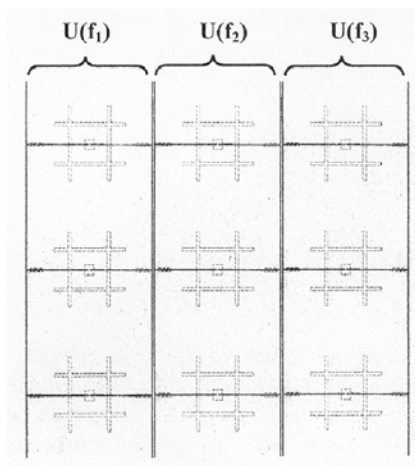


Рис.11

Белым цветом показаны два болометра, включенные в разрывы микрополосковых линий. Аналогичная развязка организована в цепях, подводящих смещение к болометрам. По-существу, микрополосковые линии, возбуждаемые щелями, и включенные в них болометры представляют собой микрополосковые трансформаторы, обеспечивающие согласование низкоомных болометров со сравнительно высокоомными щелевыми антеннами. На рис. 13 представлен результат расчета потерь на отражение падающего излучения на один элемент приемной матрицы для одной поляризации, характеризующих его спектральную чувствительность. В центре полосы потери на отражение составляют $\sim 5\%$, что соответствует 95% прохождения мощности излучения в болометр. Это хорошая цифра, характеризующая согласование болометра с оптическим трактом. На рис. 14 представлены результаты вычисления взаимного влияния (перекрестных помех) антенн матрицы $3 \times 3 (\times 2)$. Видно, что уровень перекрестных помех лежит значительно ниже 20 дБ, что позволяет пренебречь этими эффектами и считать антенны полностью изолированными.

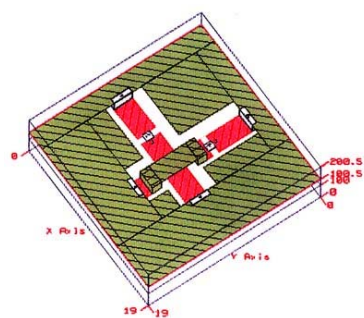


Рис. 12

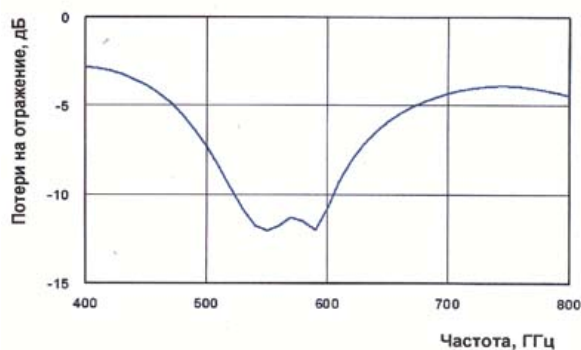


Рис. 13.

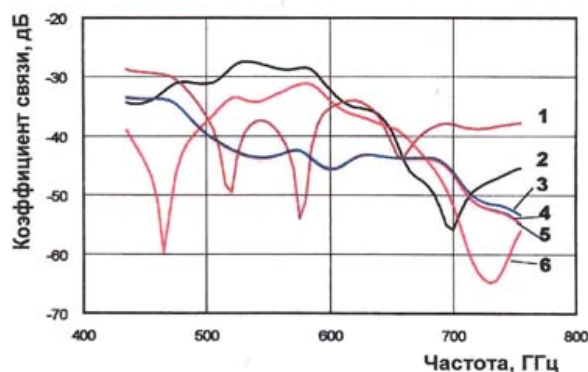


Рис.14. Взаимное влияние (перекрестные помехи) антенн матрицы 3×3 ($\times 2$). Расчет выполнен для одной щелевой антенны центрального приемного элемента с одной поляризацией. Коэффициенты связи: 1 – с соседней по горизонтали (горизонтальная с горизонтальной), 2 – с соседней внизу (горизонтальная с горизонтальной), 3 – внутри одного приемного элемента (вертикальная с горизонтальной), 4 – с соседней внизу (горизонтальная с вертикальной), 5 – с соседней по горизонтали (горизонтальная с вертикальной), 6 – с соседней по диагонали (горизонтальная с горизонтальной).

В рамках данного проекта были выполнены разработка и изготовление приемных элементов матрицы, состоящих из описанных выше планарных согласующих двойных щелевых антенн с одной поляризацией и включенных в них через микрополосковые трансформаторы сверхпроводниковых болометров. На рис. 15 представлен выполненный в АВТОКАД'е чертеж чипа с шестьюдесятью четырьмя приемными элементами. На рис. 16 представлена фотография центральной части изготовленного одного из таких приемных элементов. При изготовлении этих приемных элементов применялась технология, описанная в разделе 1, а также электронный литограф на базе электронного растрового микроскопа JEOL-6460, фирмы JEOL, Япония. Достигнутая на сегодняшний день ширина болометра, входящего в состав приемного элемента на рис. 16, составляет 0,3 мкм.

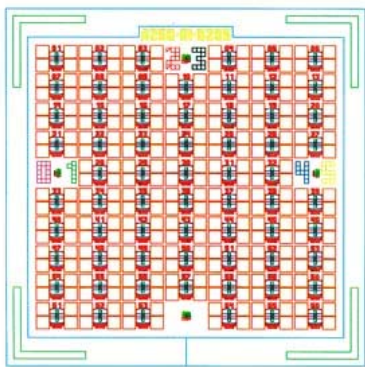


Рис. 15. Чертеж чипа с шестидестью четырьмя приемными элементами.

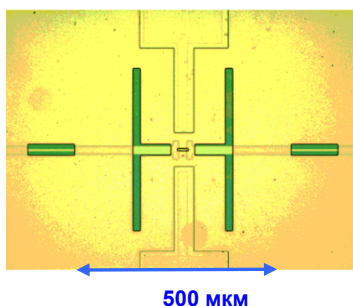


Рис. 16. Фотография центральной части одного из изготовленных приемных элементов, изображенных на предыдущем рисунке.

Литература

1. А.Г. Коваленко, Тестирование двухслойных структур молибден-медь, Журнал радиоэлектроники (электронный журнал), <http://jre.cplire.ru> 2005, март.
2. А.Г. Коваленко, Тонкопленочные структуры «молибден-медь» с эффектом близости и сверхпроводниковым переходом для сверхчувствительных субмиллиметровых болометров, Диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук, Ин-т радиотехн. и электроники РАН, апрель 2005.
3. Исследование сверхпроводникового перехода в тонкопленочных структурах «молибден-медь» и оценка чувствительности субмиллиметровых болометров на основе таких структур. A.N. Vystavkin, A.G. Kovalenko, S.A. Kovtonyuk, Study of superconducting transition in a Mo/Cu thin film structure and estimation of sensitivity of SUBMM waveband region TES bolometers on the basis of such a structure, Proc. of 16-th Intern. Symp. on Space Terahertz Technology, 31 April - 4 May, 2005.
4. Мультиплексирование сигналов в решетках прямых детекторов с использованием сочетания методов проекций и частотного разделения смещения. A.N. Vystavkin, A.V. Pestriakov, The multiplexing of signals in direct detector arrays using the combination of projections and frequency domain biasing methods, Proc. of 16-th Intern. Symp. on Space Terahertz Technology, 31 April - 4 May, 2005.
5. В.Н. Трофимов, А.Н. Черников, В.Ф. Вдовин, В.Г. Перминов, А.Н. Выставкин, Оптический криостат с сорбционным рефрижератором ^3He , Сообщения Объединенного института ядерных исследований, вып. РИ-2005-41, Дубна, 2005.
6. Интегральная антенная решетка для ДКП матричного радиометра: общая концепция и моделирование. S.V. Shitov, A.N. Vystavkin, An integrated array antenna for a TES imaging radiometer: general concept and simulations, Proc. of 16th Intern. Symp. on Space Terahertz Technology, 31 April - 4 May, 2005.
7. Анализ конструкции матричного радиометра с включенными в антенну датчиками на краю перехода. S.V. Shitov, A.N. Vystavkin, A design analysis of imaging radiometer with antenna-coupled transition edge sensors, Proc. of 11th Intern. Workshop on Low Temperature Detectors, Tokyo, Japan, 1 - 5 August.

Проект 2.4. Разработка и исследование сверхвысокочувствительного болометра терагерцового диапазона на разогреве электронов в нормальном металле отражением при сверхнизких температурах»

Руководитель проекта 2.4 д.ф.-м.н. В.С.Эдельман

Институт физических проблем РАН, Москва

e-mail: bogomolov@kapitza.ras.ru

Аннотация

Разработан и исследован компактный криостат растворения для охлаждения до 50 мК сверхвысокочувствительных микроболометров терагерцового диапазона. Разработаны и проверены электронные схемы измерения характеристик таких болометров при сверхнизких температурах.

Цель и направленность исследований

Исследования в терагерцовом диапазоне касаются не только получения новой физической информации об объектах исследования, но и параллельного развития средств этих исследований.

Одним из самых востребованных в настоящее время направлений фундаментальных физических исследований является подготовка экспериментальной базы для выяснения физической природы и непосредственного измерения свойств «Темной материи» и «Темной энергии». За последние 10 лет, в результате обработки данных тщательных измерений углового распределения и спектра реликтового излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах стало очевидным, что свойства Вселенной – ее метрика и динамика расширения – определяются в значительной степени (более 90% по массе) не столько видимой и наблюдаемой до сих пор имеющимися средствами материи (звезды, пыль, газы и т.п.), а той материей, которая не испускает и не поглощает электромагнитного излучения, и эти ее свойства позволили назвать материю «темной».

Дальнейшие исследования в этом направлении требуют, в частности, использования сверхчувствительных, сверхмалошумящих криогенных детекторов. Существующие традиционные охлаждаемые детекторы на основе болометров на горячих электронах и СИС детекторов и смесителей не обеспечивают необходимой чувствительности. Решить эту фундаментальную проблему возможно, применяя недавно предложенные и испытанные болометры на холодных электронах. При температурах порядка 50 мК продемонстрирована мощность эквивалентная шуму на уровне 10^{-18} Вт/Гц^{1/2} и частотный диапазон до 2 ТГц. Технология изготовления таких детекторов развивается в ИРЭ РАН, МГУ, а также сотрудниками ИФП, ИРЭ, МГУ при тесном сотрудничестве с Чалмерским университетом в Швеции.

Кроме реализации всех предельных характеристик созданных детекторов, для его применения в радиоастрономии терагерцового диапазона необходимо разработать компактный и удобный в работе с наземными телескопами или для балонных экспериментов квазиоптический криостат с рабочей температурой 50-300 мК при тепловой нагрузке до 100 мкВт.

Несмотря на значительный прогресс во всем мире по изготовлению и применению сверхнизкотемпературных (менее 1К) криостатов, в которых используется или откачка ³He, или растворы ³He в ⁴He, большинство криостатов представляют собой достаточно внушительные и дорогостоящие приборы, в основном предназначенные для работы в

лабораториях, имеющих опыт работы с криогенной техникой. Они, как правило, потребляют значительное количество гелия, и их применение вполне оправдано при использовании в Центрах коллективного пользования. В данном проекте целью разработки являются компактные сверхнизкотемпературные криостаты циклического (время работы не менее 8-ми часов), а также непрерывного действия с внутренними абсорберами гелия.

В рамках данного проекта проводилась работа по созданию компактных криостатов растворения ^3He в ^4He двух модификаций – циклического и непрерывного действия.

Компактный криостат растворения.

Рефрижераторный блок автономного, компактного и экономичного криостата растворения с конденсационной откачкой смеси выполняется в виде вставки в беззотный транспортный сосуд Дюара с «горлом» диаметром 58 мм, отечественного производства. [1,2]

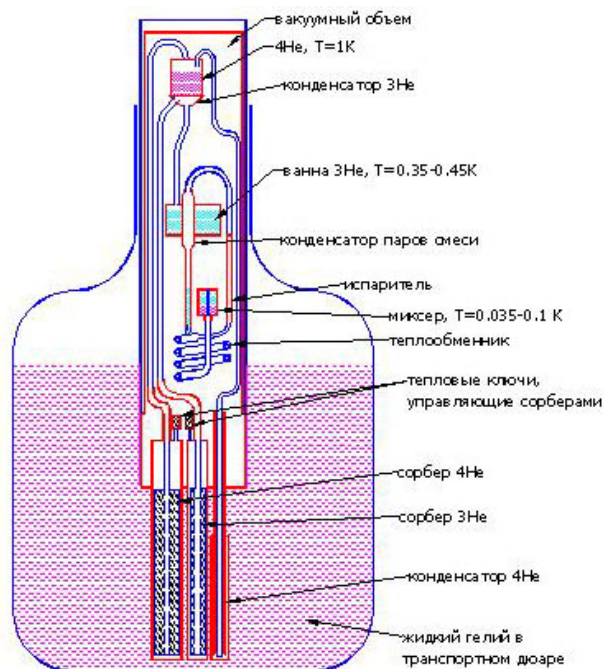


Рис.1. Схема криостата.

Работа начинается с конденсации ^4He в конденсаторе при нагреве сорбера ^4He . По завершению конденсации сорбер охлаждается, и начинается откачка ^4He , который по капилляру переливается в ванну ^4He и остывает до примерно 1 K. Включается нагрев сорбера ^3He , и десорбирующийся ^3He конденсируется за счет запаса холода в ^4He и стекает в ванну ^3He . После завершения конденсации ^3He сорбер охлаждается, и температура жидкого ^3He снижается до 0.35-0.45K, и начинается охлаждение смеси ^3He - ^4He .

По достижению температуры 0.6 – 0.5K происходит расслоение смеси на тяжелую фракцию с малым содержанием ^3He и легкую фракцию с преимущественным содержанием ^3He . В этот момент включается нагрев испарителя, в котором содержится тяжелая фракция, из которой преимущественно испаряется ^3He . В результате концентрация ^3He становится ниже равновесной, и его недостаток восполняется

диффузией через теплообменник ^3He из миксера в испаритель и переходом в миксере ^3He из легкой фазы в тяжелую, что сопровождается поглощением тепла и снижением температуры смеси. Испарившийся в испарителе ^3He конденсируется на холодной стенке в конденсаторе паров смеси и стекает обратно в миксер, чем замыкается цикл циркуляции. Особенность созданного прибора – он работает при малой циркуляции ^3He , порядка нескольких микромолей в секунду, что в десятки и сотни раз меньше, чем у традиционных криостатов растворения. В результате, при малых запасах ^3He в приборе (порядка 1-3 литров газа) предельно низкая температура может поддерживаться несколько часов.

Криостат-вставка в сборе и низкотемпературная часть прибора показаны на рис. 2 и 3 соответственно.

Автоматизация работы криостата.

Для измерения температуры камеры растворения, контроля температуры основных узлов криостата, сбора и анализа данных, управления работой микрокриостата растворения разработана специализированная аппаратно-программная система.

В качестве датчиков температуры для диапазона от комнатной температуры до температуры жидкого гелия использованы термодатчики «медь-константан» из прокалированного материала, для диапазона от температуры жидкого гелия до десятков мК – термометры сопротивления из бескорпусных резисторов РН1-12 с резистивным элементом на основе оксида рутения.

Для усиления сигналов температурных датчиков, согласования этих сигналов с диапазоном входного сигнала измерительного АЦП и подавления синфазных помех применены дифференциальные предварительные усилители на основе прецизионных операционных усилителей OP177 производства “Analog Devices”. Кроме усилителей, в состав интерфейсного блока входят реле, предназначенные для подачи управляющих сигналов на нагреватели сорбентов и тепловые ключи криостата, для управления испарителем криостата и для задания измерительного тока через термометры сопротивления.

Измерение и оцифровка сигналов осуществляются компьютерной АЦП/ЦАП платой NI-6014 производства “National Instruments”. Плата обеспечивает измерение восьми сигналов в дифференциальном режиме. Сбор и анализ данных, а также и управление работой криостата осуществляются разработанной для этих целей программой под Windows.

Окно программы показано на рис. 4. В левой части экрана сверху расположена схема криостата. Под ней находится окно для вывода промежуточных данных: результатов преобразования АЦП, напряжений на входах предусилителей, сопротивлений термометров. В центре и в правой части – окна с графиками зависимостей температур основных узлов криостата от времени.

Испытания работы компактного криостата, начатые в 2004 году, показали возможность получения температуры до 0.035 К на стенке камеры растворения (см. рис.5). Возможность длительной работы демонстрирует рис.6.

В 2005 году работа по проекту проводилась параллельно по следующим направлениям:

А. Компактные криостаты растворения

Изготовлены и испытаны рефрижераторные блоки двух компактных криостатов растворения, выполненных в виде вставки в промышленный транспортный безазотный криостат для жидкого гелия. Циркуляция ^3He в обоих приборах осуществляется его откачкой при конденсации на стенке с температурой 0.35 – 0.5 К, охлаждаемой сорбционной откачкой ^3He из отдельной ванны. Одна из модификаций криостата –

периодического действия, когда температура ниже 0.1 К поддерживается в криостате несколько часов, после чего требуется регенерация сорбционного насоса, занимающая около получаса. Другая модификация криостата – непрерывного действия, изготовленная и исследованная в результате совместной работы ИФП РАН и IAP, Berlin (Институт прикладной фотоники, Берлин). В этот криостат введена дополнительная ванна с жидким ^3He , что благодаря большой теплоемкости жидкости позволяет поддерживать циркуляцию во время регенерации сорбционного насоса. Минимальная достигнутая температура составляет 0.035 К. Приборы работают при циркуляции в пределах $\sim 1 - 10$ мкмоль/с. Расход жидкого гелия на поддержание работы рефрижераторов составляет 1 – 2 л/сутки. Описание приборов опубликовано в статье [3]:

В приборе непрерывного действия установлена система экранов и теплопроводов для охлаждения легко доступного держателя образцов, находящегося в верхней части прибора, до низкой температуры. Фотография держателя образцов и окружающих его экранов (со снятыми крышками) приведена на рис. 7.

Измерения показали, что при средней температуре 0.1К перепад температур между самым холодным местом - камерой растворения и держателем образцов не превосходит точности определения температуры, равной 0.01 К.

В качестве проверки возможности охлаждения образцов в сверхнизкотемпературном держателе компактного криостата были проведены предварительные опыты по охлаждению СКВИД'а, изготовленного в Институте немецкого комитета стандартов (г. Берлин).

В последнее время в криогенной технике интенсивно развиваются методы охлаждения с использованием криоохладителей на основе импульсных труб. Такого типа рефрижераторы особенно перспективны для полевых исследований, в частности, для радиоастрономических наблюдений, поскольку они не требуют периодической заливки жидкого гелия.

В 2005 году начаты совместные работы ИФП РАН и IAP по созданию «сухого» компактного рефрижератора растворения, работающего по тому же принципу - циркуляции ^3He путем его откачки конденсацией на стенке с температурой 0.35 – 0.5 К, охлаждаемой сорбционной откачкой ^3He из отдельной ванны. В качестве криоохладителя используется импульсная труба с базовой температурой 2.5 К. Разработан и испытан первый вариант такого прибора. Достигнута температура 0.14 К, время ее поддержания - около 4 ч.

Б. Разработка и исследование сверхвысокочувствительного болометра на разогреве электронов в нормальном металле при сверхнизких температурах

Отрабатывалась технология изготовления болометра структуры «сверхпроводник – изолятор – нормальный металл – изолятор – сверхпроводник». Помимо меди, как стандартного материала абсорбера (нормального металла), проведено также изготовление тестовых образцов с палладием и с титаном. Обнаружено, что применение как палладия, так и титана существенно ухудшает характеристики туннельного барьера из окиси алюминия, что может объясняться частичным растворением окисла в пленке нормального металла. Для дальнейших исследований изготовлена и протестирована в криостате партия болометров с медным абсорбером и характерным отношением сопротивлений, достигающим 1000. Изготовлены образцы с нормальным сопротивлением в районе 1 кОм, что является оптимальным для режима с электронным охлаждением.

Как тестовая задача по отработке технологии изготовления болометров изготовлена пробная партия СИН термометров, в которых проверена линейность и отклик при температурах до 50 мК. Применение последовательной цепочки из 10-ти термометров позволило повысить отношение сигнал/шум до 10 и измерить

кратковременную и долговременную стабильность температуры в криостате, которая составила менее 0.5 мК.

Изготовлен комплект электронных схем для проведения измерений в криогенных системах ИФП РАН - в компактном криостате растворения (до 50 мК), а также в многоцелевом криостате растворения KELVINOX (производства Oxford Instruments) – до 6 мК, введенном в эксплуатацию в этом году.

Комплект электроники позволяет проводить задание и измерение токов от долей пикоампера до сотни микроампер при минимальном уровне вносимых шумов, помех и наводок. Напряжение измеряется на уровне долей микровольта с шумами на уровне не выше $1 \text{ нВ/Гц}^{1/2}$. Задание периодического линейно возрастающего тока смещения в указанных пределах - как от аналогового источника, так и от компьютера.

Прототип описываемой схемы претерпел несколько модификаций, оптимизирован и апробирован в составе установок с криостатами растворения для исследования одноэлектронных транзисторов и болометров на холодных электронах.

В комплект входят два отдельных блока разверток и смещения, включающие схемы свипирования с переключаемой постоянной времени и регулируемой амплитудой, схемы независимого постоянного смещения с высокой точностью установки напряжения, схемы симметризации для уменьшения влияния внешних наводок. Блок позволяет переходить от задания автономного смещения к заданию смещения от внешнего управляемого компьютером источника смещения размахом $\pm 10 \text{ В}$. Блоки размещены в металлических экранированных корпусах и снабжены необходимыми разъемами и переключателями. Развертка может быть как быстрой для наблюдения ВАХ на экране осциллографа, так и медленной для регистрации на компьютере, самописце, для интеграции выходного сигнала и т.д. Схема состоит из 12-ти операционных усилителей, набора переключателей, резисторов и конденсаторов. В случае применения внешнего управляемого от компьютера источника напряжения схема осуществляет развязку от внешних цепей для устранения воздействия наводок и помех.

В комплект также входят блоки задания тока и напряжения на образец, включающие прецизионные аттенюаторы, переключаемые резисторы смещения до 10 ГОм, проходные фильтры на каждый ввод, наборную панель для подключения источников тока и измерителей тока и напряжения к любой комбинации подводящих проводов. Блоки снабжены разъемами типа Fischer-24 для непосредственного подключения к ответному разъему на капке криостата растворения KELVINOX. В submodule размещены схема задания и измерения тока в составе малошумящих аналоговых операционных усилителей, переключателей, высокоточных резисторов и проходных фильтров низких частот. Деление входного задающего напряжения для задания тока осуществляется ступенчато через последовательные резисторы от 100 кОм до 10 ГОм. Малый уровень шумов определяется применением малошумящих операционных усилителей ОРА111 и ОР27, включенных по схеме инструментального усилителя с дифференциальным входом и выходом, тщательной симметризацией измерительной схемы и подключений.

Литература

1. В.С. Эдельман, ПТЭ, №4, с.229, 1971;
2. В.С. Эдельман, ПТЭ, №3, с.139, 2002;
3. R. Nettmann, А.В. Офицеров, И.Н. Хлюстиков, В.С. Эдельман, ПТЭ, №5, с.142-152, 2005.

Иллюстративные рисунки.



Рис. 2. Криостат-вставка в сборе.



Рис.3. Низкотемпературная часть криостата со снятыми экранами и корпусом.

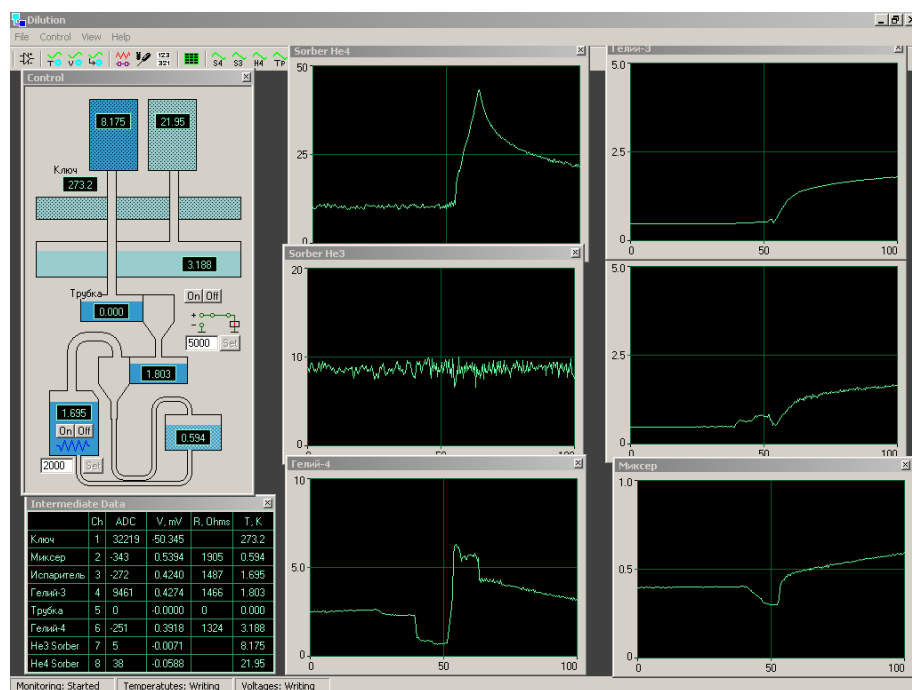


Рис. 4. Окно программы сбора информации о работе микрокриостата.

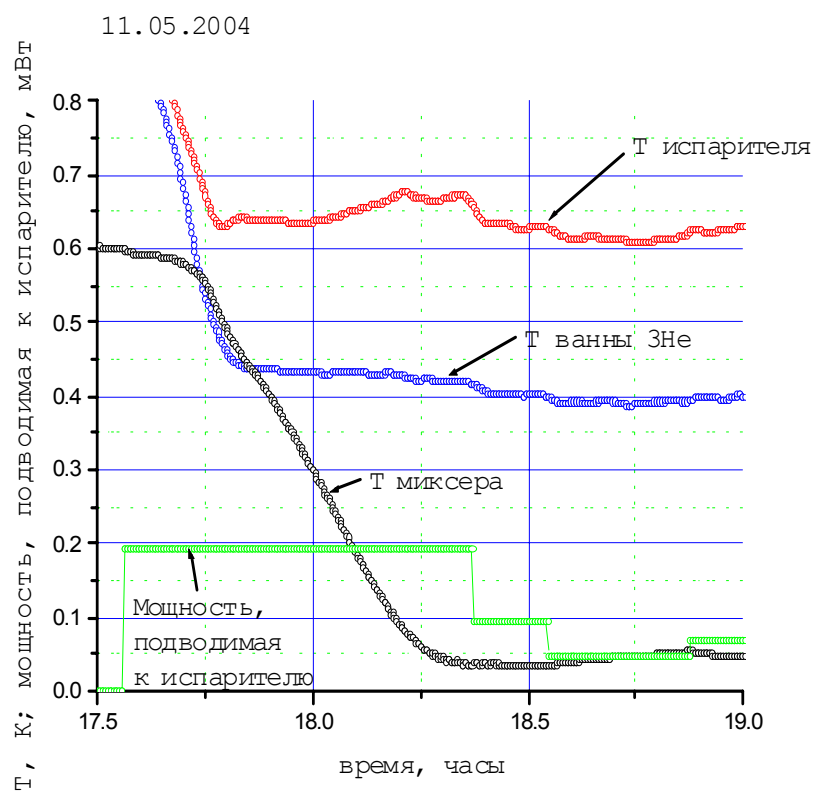


Рис. 5. Температуры в разных точках прибора при работе криостата.

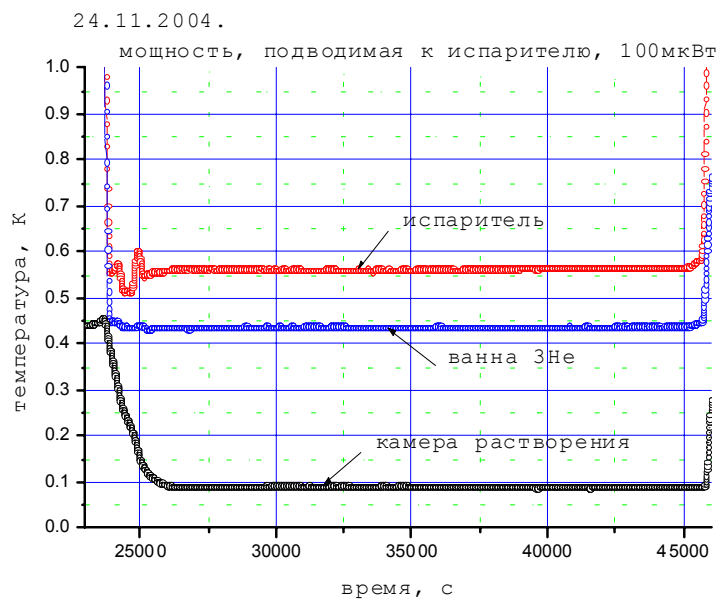
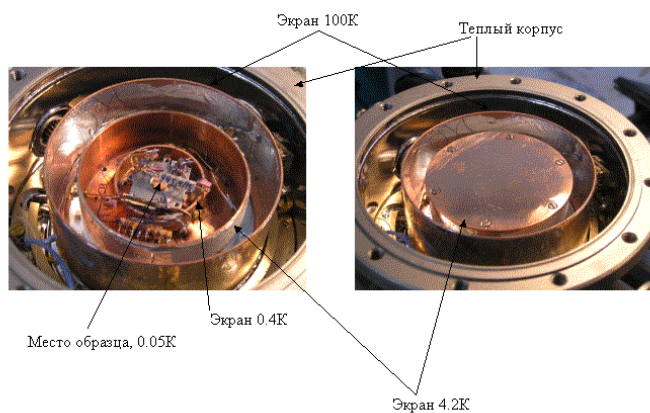


Рис. 6. Опыт, демонстрирующий длительную работу криостата.



Верх прибора со снятыми верхней теплой вакуумно плотной крышкой,
крышкой экрана 100К и (слева) крышкой экрана 4.2К.

Рис. 7. Компактный криостат со снятой верхней крышкой.

2.3. РАЗРАБОТКА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ОСНОВ ПРИЛОЖЕНИЙ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Проект 3.1. Высокочувствительный сверхпроводниковый анализатор спектра субмиллиметрового диапазона длин волн для радиоастрономии и атмосферных исследований (Руководитель проекта И. И. Зинченко)

О. С. Большаков¹, В. Ф. Вдовин¹, А.И. Елисеев¹, И. И. Зинченко¹, А. Ю. Климов³,
В. П. Кошелец², И. В. Кузнецов¹, Ю. Н. Ноздрин³, В. В. Рогов³, А. В. Худченко²

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

²Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

³Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

e-mail: zin@appl.sci-nnov.ru

Аннотация

Обсуждается общая концепция построения анализатора. Описывается разработка стенда для тестирования его элементов, в частности, криостат. На частотах до ~ 700 ГГц входными элементами анализатора будут являться смесители на основе перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС). Возможным вариантом является использование микросхемы сверхпроводникового интегрального приемника (СИП), объединяющей в себе СИС смеситель и гетеродин на потоке джозефсоновских вихрей (ФФО). Приводятся результаты исследований спектральных характеристик СИП. На более высоких частотах предполагается использование смесителей на эффекте разогрева электронов в сверхпроводниках (НЕВ). Описывается технология изготовления НЕВ на основе молибдена и предварительные результаты их испытаний.

1. Разработка общей концепции и детальной схемы построения анализатора

Концепция построения сверхпроводникового супергетеродинного анализатора спектра в субмиллиметровом диапазоне длин волн основана на требованиях его высокой чувствительности, длительной стабильности и надежности на всех этапах функционирования. Высокая чувствительность современных приемников достигается за счет применения мал шумящих глубоко охлаждаемых приемных узлов и минимизации потерь во входном тракте. Среди приемных узлов на частотах 0.1-1.0 ТГц наиболее чувствительны смесители на переходе сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (СИС), на более высоких частотах – смесители на эффекте разогрева электронов в сверхпроводниках, который реализуется в так называемых болометрах на горячих электронах (НЕВ).

Минимальные потери входных цепей реализуются с помощью квазиоптических элементов на гауссовых пучках, которые включают в себя рупора, линзы, зеркала, поляризационные сетки и пр. Для уменьшения потерь элементы входных цепей, по возможности, размещаются в криостате.

Надежные режимы работы приемных узлов анализатора обеспечивает автоматизированная система контроля и управления. Система должна осуществлять контроль в реальном времени температуры всех ступеней охлаждения, безопасное управление напряжением смещения СИС и НЕВ переходов, измерение вольтамперной характеристики, установку и стабилизацию смещения в рабочей точке, а также документировать данные измерений в файлы, а в реальном времени просматривать их в виде графиков.

Гетеродин во входной тракт подается через плоский отражатель из тонкого лавсана, почти прозрачного для входного сигнала. В качестве гетеродина используются генераторы Ганна или лампы обратной волны с соответствующими комплектами умножителей частоты. Стабильность частоты гетеродина, которая определяет стабильность и частотное разрешение всего анализатора, обеспечивается системой частотно-фазовой стабилизации. Сигнал промежуточной частоты усиливается многокаскадным услителем, первый каскад которого охлаждается в том же криостате до ~ 10 К.

2. Разработка криостата для тестирования элементов приемника

Основные функции криостата – охлаждение приемных узлов анализатора спектра до рабочих температур, подача входного сигнала и вывод сигнала промежуточной частоты с минимальными потерями, а также обеспечение рабочих режимов смесителей и УПЧ. Для сверхпроводниковых смесителей (на обычных низкотемпературных сверхпроводниках) рабочие температуры составляют около 4-5 К. Этот температурный режим достигается охлаждением жидким гелием либо заливаемым непосредственно в изолированную полость криостата (заливная система), либо конденсирующимся в небольших теплопроводящих емкостях (система замкнутого цикла). В данном приборе планируется криостат на основе системы охлаждения замкнутого цикла либо российского производства (НПО «Сибкриотехника», г. Омск), либо фирмы “Sumitomo” (Япония).

Подача входного сигнала внутрь криостата осуществляется через вакуумные окна. Минимальные потери обеспечиваются применением низко поглощающего материала – тефлона на частотах ниже 0.3 ТГц и полиэтилена высокой плотности (HDPE) на более высоких частотах, а также согласующими канавками на поверхности вакуумного окна. За аналогичным окном располагается «холодная» калибровочная нагрузка.

Для исключения нагрева сверхпроводящих приемных узлов окружающим инфракрасным излучением используются ИК фильтры, практически прозрачные для входного сигнала. Наиболее доступный материал – пенопласт, но он «газит» при глубоком вакууме. Наиболее эффективным ИК фильтром является комбинация тефлона (HDPE) и материала «Zitex» - тефлонный аналог пенопласта. Разработки криостатов для данного проекта представлены в работах [1-3].

3. Разработка и изготовление оптимизированных СИС смесителей субмиллиметрового диапазона

Для работы в диапазоне длин волн ~ 1 мм были разработаны и изготовлены волноводные СИС – смесители, интегрированные с диагональным рупором и платой согласования по промежуточной частоте (ПЧ), где размещались и элементы цепи смещения, и измерения ВАХ. Полоса усилителей ПЧ составляла 1.3-1.7 ТГц и 3.5-4.5 ТГц. Один из вариантов охлаждаемой приемной части анализатора, состоящей из трех СИС – смесителей диапазона 1.1-1.3 мм, приведен на Рис. 1. Для подавления шумов Джозефсона в данном варианте использовался сверхпроводящий магнит. Разработана и изготовлена система автоматизации контроля и управления режимами работы СИС смесителей на базе персонального компьютера [4]. Система включает в себя блоки управления напряжением смещения и измерения токов СИС переходов, обеспечивает снятие вольтамперных характеристик, установку и стабилизацию смещения в рабочей точке по четырем независимым каналам. Предусмотрена возможность наращивания числа каналов. Разработано программное обеспечение для управления, контроля и документирования данных.

На более высоких частотах, ~ 500 -700 ТГц, планируется использование разрабатываемой в ИРЭ РАН микросхемы сверхпроводникового интегрального

приемника (СИП), объединяющей на одной подложке (размерами 4 мм * 4 мм * 0.5 мм) малошумящий СИС смеситель с квазиоптической антенной и сверхпроводниковый генератор на потоке джозефсоновских вихрей (ФФО), использующийся в качестве гетеродина [5-7]. Изначально ФФО является генератором с не очень стабильной частотой – его естественная ширина линии порядка нескольких мегагерц, что ограничивает предельное спектральное разрешение приемника. Однако нами было показано, что ФФО – это генератор, управляемый напряжением, и его частота может быть синхронизирована с некоторым внешним опорным генератором с помощью системы ФАПЧ [5-7]. Компоненты системы ФАПЧ размещаются как можно ближе к криостату для уменьшения общей длины соединений системы ФАПЧ. На основании данного подхода было разработано несколько семейств интегральных микросхем. В ИРЭ РАН были разработана конструкция и изготовлены микросхемы интегрального спектрометра; результаты их испытания представлены в отчете по проекту 2.1. «Разработка и создание сверхпроводниковых элементов и интегральных приемных устройств с рабочими частотами до 1 ТГц».

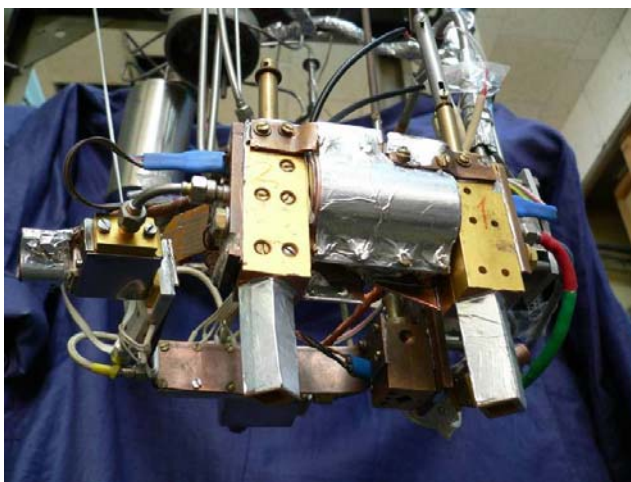


Рис. 1. Пример охлаждаемой части из трех СИС – смесителей, два из которых соединены электромагнитом. Слева и справа - выходы на ПЧ (вентиль и УПЧ хорошо видны слева), на дальнем плане в центре – третий смеситель и соответствующий УПЧ.

В рамках выполнения проекта был промоделирован процесс преобразования принимаемого сигнала в СИП. Оценено влияние неидеальности спектра гетеродина на процесс преобразования. Исследована возможность устранения вносимых гетеродином искажений, возникающих в процессе восстановления спектра сигнала на входе приемника. Предложен и исследован новый метод восстановления спектра сигнала. Изучено влияние шума в сигнале на выходе приемника на восстановление спектра исходного сигнала, и определены требования к параметрам спектра гетеродина, при которых будет обеспечена требуемая точность восстановления.

В идеальном приемнике спектр гетеродина должен иметь форму δ – функции. Спектр FFO неидеален и заметно отличается от δ – функции. Прямая задача заключается в моделировании процесса преобразования принимаемого сигнала в интегральном приемнике и определении влияния неидеальности спектра FFO на спектр преобразованного сигнала. В результате необходимо выработать требования к параметрам спектра FFO, при которых будет обеспечена требуемая точность преобразования сигнала.

В качестве источника была выбрана смоделированная линия излучения HCl на частоте 625.9 ГГц, рассчитанная для различных условий. Используемые линии излучения HCl являются удачным примером для оценки спектральных возможностей приемника при измерении атмосферных спектров: они имеют сложную форму и содержат узкие пики.

В качестве спектров гетеродина использовался набор экспериментально измеренных спектров частотно-стабилизированных и фазово-синхронизированных FFO. Ширина линии излучения варьирует от 1.6 до 9.4 МГц для ЧС FFO, что соответствует изменению спектрального качества для ФС FFO от 89.4% до 25.3%. Собственная ширина центрального пика излучения FFO в режиме фазовой синхронизации мала [8]; в спектрах, используемых для вычислений, она составляет 1 МГц, что равно разрешению спектроанализатора, с которым были измерены спектры. Отметим, что отношение мощности в пике к мощности, сосредоточенной в фазовых шумах, остается неизменным, что является принципиально важным, так как в дальнейшем все спектры гетеродина нормируются. Нормировка на единицу дает возможность в прямой задаче оценить искажения принимаемого спектра, связанные с неидеальностью спектра FFO. Спектр мощности выходного сигнала можно вычислять как свертку спектров мощности источника и гетеродина.

Вычисленные в рамках приведенной выше модели выходные спектры СИП для частотно-стабилизированного и фазово-синхронизированного FFO в сравнении со спектром входного сигнала представлены на рис. 2а. Ширина линии используемого в качестве гетеродина ЧС FFO составляет 4 МГц, а спектральное качество соответствующего ФС FFO равно 66.8%. В качестве источника взята спектральная линия HCl на высоте 35 км. Из рисунка видно, что в случае ЧС FFO пики сглажены значительно сильнее, чем в случае ФС FFO, что приводит к большей ошибке (рис. 2б). Заметим, что ввиду специфики спектра ФС FFO (узкий центральный пик и широкая подставка из фазовых шумов) форма спектра сигнала на выходе остается схожей с формой входного сигнала, что в меньшей степени наблюдается для ЧС FFO.

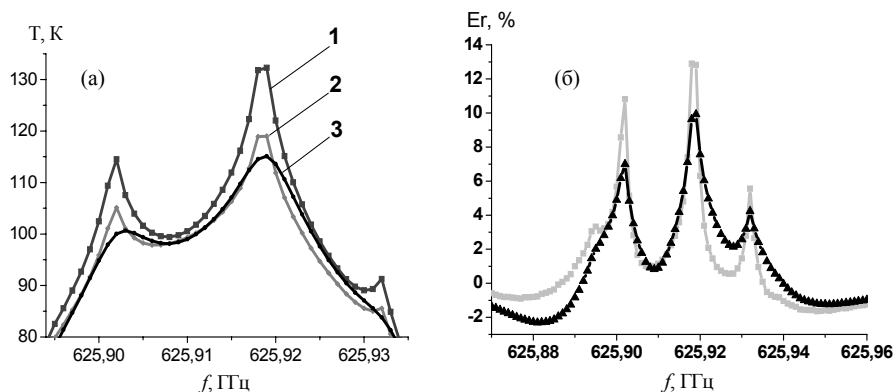


Рис. 2. Рассчитанные выходные спектры для ЧС FFO (3) и ФС FFO (2) в сравнении со спектром на выходе идеального приемника (1), который совпадает с входным спектром. б) Диаграмма относительной ошибки для ФС FFO (черная кривая) и ЧС FFO (серая кривая), максимальные значения 10 и 13 % соответственно.

На этом примере можно утверждать, что для получения ошибки не более 10 % необходимо использовать ЧС FFO с шириной линии менее 3 МГц, а в случае ФС FFO спектральное качество должно быть более 67 %, что достигается при фазовой синхронизации ЧС FFO с шириной линии 4 МГц. С увеличением высоты, на которой производятся измерения, пики в спектре линии HCl становятся более узкими и выделенными, поэтому возрастает ошибка и повышаются требования к параметрам FFO.

Чтобы ошибка была в пределах 1 %, необходимо, чтобы спектральное качество FFO было более 94 %, для реализации такого качества необходима ширина линии FFO менее 0.7 МГц.

4. Разработка, изготовление и предварительные испытания волноводного НЕВ смесителя на основе молибдена

Материалы, традиционно используемые для НЕВ, – это Nb и NbN с T_c 9,3 К и 14 К соответственно. Кроме того, что получение сверхпроводящих пленок этих материалов с толщиной менее 10 нм является серьезной технической проблемой, их удельное сопротивление получается при этом ~ несколько десятков Ом/□. Поэтому при построении рабочего элемента приходится существенно увеличивать длину по отношению к ширине, что приводит к увеличению его теплоемкости и росту паразитной индуктивности. Уменьшение толщины пленок из Nb и NbN сдвигает T_c в сторону более низких температур и приводит к уменьшению $\partial R/\partial T$ в области перехода.

Использование структуры Si – Mo – Si обеспечивает сопротивление 50 Ом в рабочей точке по температуре максимально близкой к T_c при соотношении линейных размеров чувствительного элемента близким к 1. Кроме того, известно, что входной шум НЕВ смесителя $\propto T_c$, а требуемая мощность гетеродина $\propto T_c^2$. У структур Si – Mo – Si критическая температура заметно меньше, чем у Nb и NbN (рис. 3). Приведенные характеристики позволяют предположить, что структура Si – Mo – Si является одной из наиболее приемлемых при построении болометров с электронным нагревом для использования в качестве смесителей терагерцового диапазона.

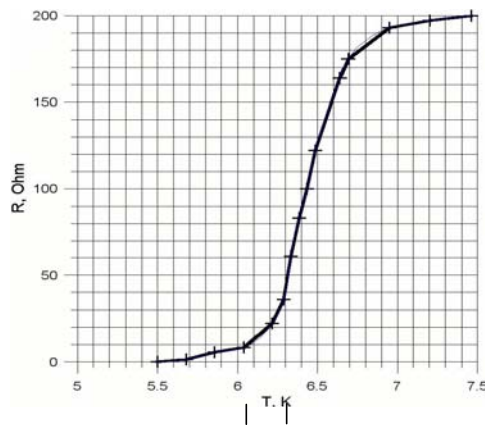
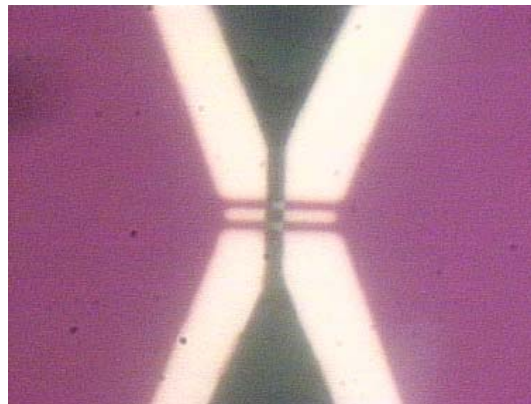


Рис. 3. Зависимость $R(T)$ для структуры Si-Mo-Si $d_{Mo}=5$ нм.



2мкм

Рис. 4. Макет смесительного элемента.

В ИФМ РАН изготовлены пленки Si-Mo-Si с $T_c \sim 4,2 - 6,5$ К и $\rho_{\square} \sim 500 - 200$ Ом/□. В качестве материала подложки использовался сапфир, кремний, поликор и т.д. На этой основе изготовлены макеты смесительных элементов (рис. 4), включающих в себя мостик из структуры Si – Mo – Si с размерами $0,5 \times 1$ мкм и толщиной Mo слоя 5 нм, имеющий следующие характеристики: $R_n = 350$ Ом, $T_c = 6,2$ К, $I_{кр} = 100 \mu A$, а также фильтр для выделения промежуточной частоты. Вся схема сформирована на сапфировой подложке. Проведены предварительные оценки быстродействия устройства по смещению на антенне с включенным Si – Mo – Si мостом излучения двух частот и с выделением промежуточной частоты на анализаторе спектра. Удалось зарегистрировать промежуточную частоту до 2

ГГц. Таким образом, можно утверждать, что постоянная времени составляет менее 5×10^{-10} с.

Литература

1. Вдовин В.Ф. Сборник тезисов докладов Всероссийского семинара по радиофизике миллиметрового и субмиллиметрового диапазона. Н.Новгород, 2005. С.69-70.
2. В.Ф.Вдовин. Известия ВУЗов- «Радиофизика», т.48, 2005, № 10 с. (в печати)
3. Вдовин В.Ф., Кортаев Д.В., Лапкин И.В., Федосеев Л.И. Известия ВУЗов- «Радиофизика», т.48, 2005, № 10 с. (в печати)
4. Большаков О.С., Вдовин В.Ф., Елисеев А.И. и др. Радиотехника и электроника, 2005, том 50, № 11, стр. (в печати)
5. V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. V. Shchukin, L. V. Filippenko, P. N. Dmitriev, V. L. Vaks, J. Mygind, A. B. Baryshev, W. Luinge, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, vol. 9, no. 2, p. 4133, 1999.
6. V. P. Koshelets, S. V. Shitov, L. V. Filippenko, V. L. Vaks, J. Mygind, A. B. Baryshev, W. Luinge, N. Whyborn, *Rev of Sci Instr.*, vol. 71, pp. 289-293, 2000.
7. V. P. Koshelets, S. V. Shitov, P. N. Dmitriev, A. B. Ermakov, L. V. Filippenko, V. V. Khodos, V. L. Vaks, A. M. Baryshev, P. R. Wesselius, J. Mygind, *Physica C*, vol. 367, pp. 249-255, 2002.
8. V.P Koshelets, P.N. Dmitriev, A.S. Sobolev et al. *Physica* 2002, C 372–376, P 316.

Проект 3.2. Разработка высокочувствительных спектрометров терагерцового диапазона на основе эффекта когерентного спонтанного излучения (Руководитель проекта В.Л. Вакс)

В.Л. Вакс, А.Н. Панин, С.И. Приползин, С.Д. Никифоров, Д.Г. Павельев, Ю.И. Кашуринов
Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
e-mail: vax@ipm.sci-nnov.ru

Аннотация

На основе разработанных гармонических смесителей было проведено сравнительное исследование характеристик диодов Шоттки и планарных диодов на полупроводниковых сверхрешетках (ППСР). В режиме генератора гармоник были определены предельные номера гармоник в терагерцовом частотном диапазоне. Исследовались также шумовые характеристики гармонических смесителей, использующих диоды Шоттки и диоды ППСР. Показано существенное превосходство характеристик диодов ППСР. С помощью гармонического смесителя на ППСР осуществлена синхронизация ЛОВ диапазона 790-970 ГГц по 55 гармонике опорного синтезатора сантиметрового диапазона длин волн.

1. Исследование характеристик диодов на основе ППСР и ДВШ

Необходимым условием достижения высокого и сверхвысокого разрешения в спектроскопии является наличие источника излучения с достаточно узким спектром и точным управлением частотой излучения. Спектроскопические требования к параметрам частоты и спектра высококачественного источника излучения определяются, как правило, необходимостью разрешения доплеровского уширения линий ($\sim 10^{-6}$), определения частот спектральных линий и перемещений их центров с точностью $\sim 10^{-8} \div 10^{-10}$.

Традиционно такая система – синтезатор частот – представляет собой систему пропорционального умножения (на основе фазовых автоподстроек частоты генераторов различных диапазонов) частоты опорного синтезатора, как правило, сантиметрового диапазона длин волн. Обычно в качестве нелинейного элемента в гармонических смесителях гигагерцового диапазона частот широко применяются планарные полупроводниковые диоды с барьером Шоттки. Однако применение диодов с барьером Шоттки в терагерцовом диапазоне требует увеличения предельной частоты работы диода, f_p (частоты, определяющей верхнюю границу рабочего диапазона диода), что затруднено по причине ряда существующих ограничений. С одной стороны, предельная частота определяется непосредственно особенностями физических процессов, протекающих в полупроводниковой структуре: в частности, для диодов с барьером Шоттки инерционностью пролета электронами активной области. Так, время пролета для лучших диодов порядка 1 пс. С другой стороны, предельная частота в значительной степени обусловлена влиянием паразитных емкости диода, C , и его последовательного сопротивления, R_s ($f_p = 1/2\pi R_s C$), состоящего из сопротивления толщи полупроводника, контактных соединений и выводов диода. Емкость диода с барьером Шоттки с площадью активной области в единицы квадратных микрон в настоящее время составляет не менее 3 фФ, а уменьшение последовательного сопротивления диода путем увеличения легирования полупроводника ограничено значением концентрации $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Более короткие времена отклика и меньшие величины значений емкости могут быть достигнуты путем создания планарных диодов на основе полупроводниковых сверхрешеток (ППСР). Сверхрешетки обладают также вольтамперной характеристикой с отрицательной дифференциальной проводимостью, которая сохраняется вплоть до частот выше 1 ТГц. Совокупность этих свойств делает сверхрешетки весьма привлекательным

объектом исследований, так как изготовленные на их основе генераторы и умножители частоты, а так же детекторы и смесители могут послужить основой новых твердотельных источников и приемников электромагнитных колебаний терагерцового диапазона частот.

Поэтому в рамках данной задачи были разработаны гармонические смесители и умножители частоты терагерцового частотного диапазона на основе наноструктурированных сверхрешеток GaAs/AlAs. Нами было проведено сравнение планарных диодов на основе ППСР с планарными диодами Шоттки (ДБШ) субмиллиметрового диапазона с целью определить максимальный номер генерируемой гармоники в терагерцовом частотном диапазоне. С этой целью была разработана волноводная камера, представленная на рис.1. Блок-схема измерительного стенда представлена на рис 2. Для этого была использована методика, применение которой позволяет не использовать приемники терагерцового диапазона. По этой методике диод облучается сигналами от двух источников миллиметрового диапазона длин волн разных частот F_s и F_p . Низкочастотный сигнал биений частотой f_{if} между гармониками частот mF_s и nF_p , где n и m целые числа, возникающий в диоде, определяемый из простого соотношения $mF_s - nF_p = f_{if}$, усиливается малошумящим усилителем и наблюдается на экране анализатора спектра. Перестраивая частоты генераторов F_s и F_p , по смещению частоты f_{if} на экране анализатора спектра можно определить номера гармоник n и m , возникающих в диоде. Для исследования микроволновых свойств диоды размещались в полые металлические одномодовые волноводы диапазона частот 80-120 ГГц. Блок-схема измерений включала в себя два синтезатора частот 80-120 ГГц и 115-150 ГГц, набор ослабителей, малошумящий усилитель диапазона 1-2 ГГц, анализатор спектра диапазона 0.1-2 ГГц и источники постоянного тока.

Максимальная частота гармоники 3000 ГГц наблюдалась для диодов на сверхрешетках и 1800 ГГц для (ДБШ). Экспериментальная зависимость уровня низкочастотного сигнала биений от номера гармоники для (ДБШ) аппроксимировалась степенным полиномом с показателем степени -5.3 и для диодов на основе ППСР с показателем степени -3.6 (см. рис.3).

На рис.4, 5 показаны графики зависимости эквивалентной мощности шумов и дифференциального сопротивления диодов на ППСР и диодов Шоттки соответственно от приложенного тока. Таким образом, планарные диоды на основе легированных ППСР могут с успехом использоваться для построения источников излучения терагерцового диапазона частот.

2. Синхронизация ЛОВ диапазона 790-970 ГГц с помощью гармонического смесителя на основе ППСР

В настоящее время известны системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) лампы обратной волны (ЛОВ) до 380 ГГц с использованием субгармонических смесителей на диодах с барьером Шоттки (ДБШ) по опорному источнику сигнала сантиметрового диапазона $8 \div 18$ ГГц. В такой системе ФАПЧ синхронизация ЛОВ осуществлялась на гармониках от 16 до 26 опорного синтезатора частоты HP 8673 E с выходной мощностью 20 мВт. В системе ФАПЧ ЛОВ более высоких частот от 380 до 1000 ГГц используются, в качестве опорного сигнала, гармоники от 4 до 10 синтезаторов частот диапазонов $78 \div 118$ ГГц или $118 \div 178$ ГГц. Ниже описывается система ФАПЧ ЛОВ диапазона 790-970 ГГц, в которой применялся субгармонический смеситель на ППСР. В этой системе ФАПЧ синхронизация осуществлялась по гармоникам 44-55 сигнала опорного синтезатора диапазона частот $8 \div 20$ ГГц. Предварительно были проведены измерения характеристик умножителей на ППСР с целью применения их в качестве источников излучения до 2.5 ТГц и измерения характеристик субгармонических смесителей на ППСР для систем ФАПЧ ЛОВ до 1 ТГц. Ранее проведенные

экспериментальные измерения характеристик умножителей частоты на ППСР показали, что необходимая мощность входного сигнала должна составлять от 12 до 20 мВт.

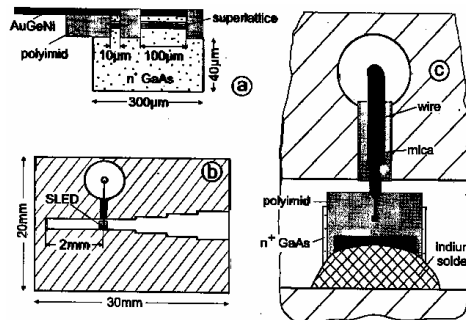


Рис.1.Камера для диодов Шоттки и ППСР.

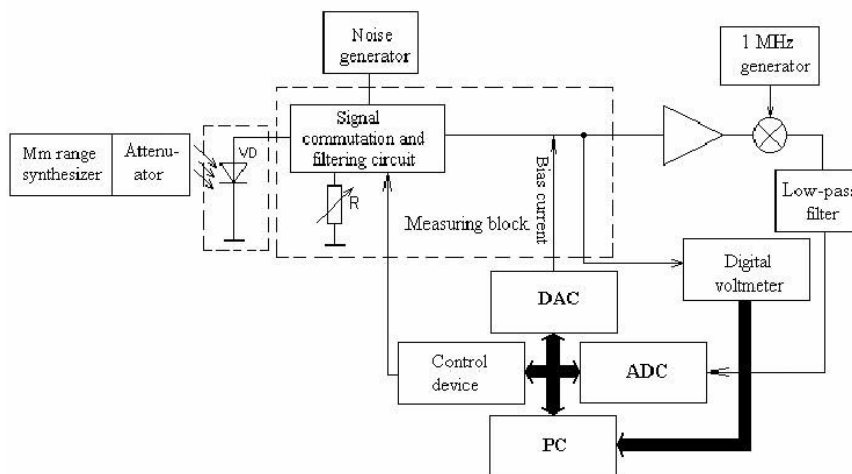


Рис.2. Блок-схема измерительной установки.

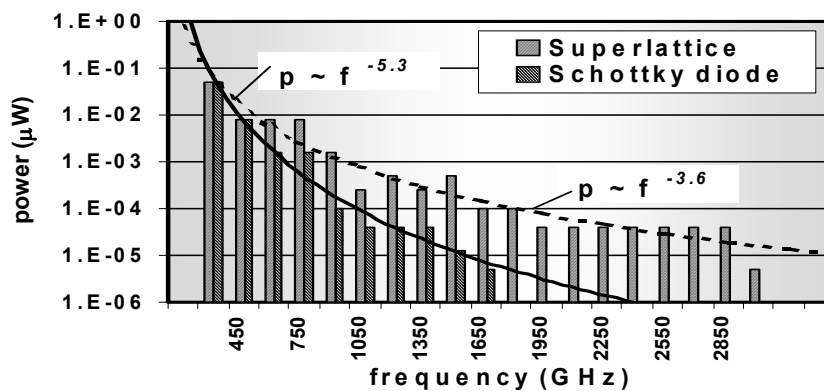


Рис.3. Сравнительные характеристики планарных ДБШ и диодов на основе ППСР.

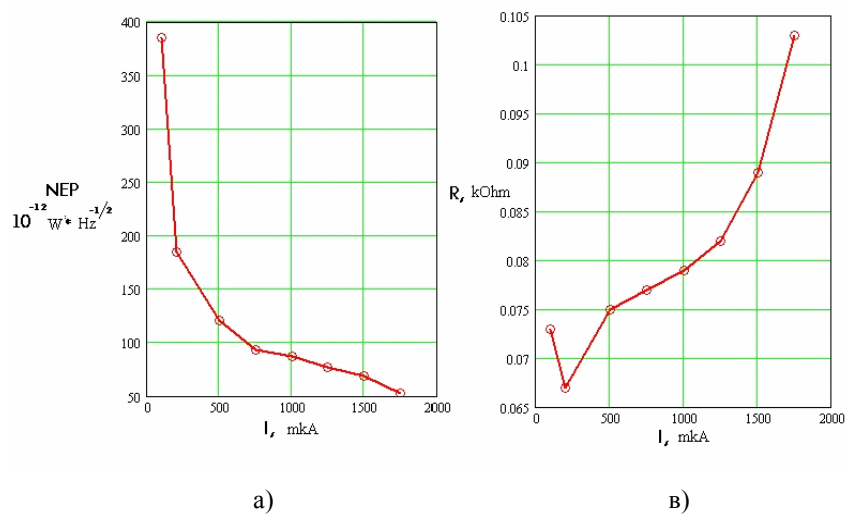


Рис. 4. Параметры диодов на сверхрешетках:

- а) эквивалентная мощность шума зависимости то величины тока,
- в) дифференциальное сопротивление в зависимости от величины тока.

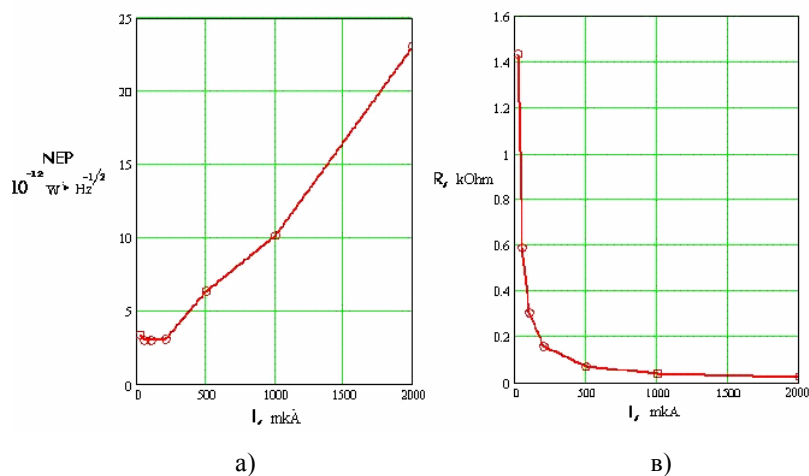


Рис. 5. Параметры диодов Шоттки:

- а) эквивалентная мощность шума зависимости от величины тока,
- в) дифференциальное сопротивление в зависимости от величины тока.

С целью оптимизации работы ППСР исследовалась возможность работы умножителей на ППСР с подведением напряжения. Для изучения влияния напряжения смещения на характеристики ППСР в экспериментальной установке в качестве входного источника сигнала использовался синтезатор частоты диапазона $8 \div 18$ ГГц с выходной

мощностью до 100 мВт. Применение такого синтезатора позволило сравнивать характеристики ППСР в двух различных режимах, со смещением и без смещения.

В результате эксперимента было установлено, что с подачей смещения необходимая входная мощность на ППСР уменьшается, но при этом возрастает шум в выходном сигнале и в некоторых точках частотного диапазона появляется частотная модуляция выходного сигнала. Это свидетельствует о плохом согласовании тракта опорного генератора с входом умножителя на ППСР. Качественные измерения шумов субгармонических смесителей на ППСР в тракте промежуточной частоты (ПЧ) показали, что при использовании в качестве усилителей промежуточной частоты промышленных усилителей М42136 НПП «Салют» с коэффициентом шума $k_{ш} = 2$ дБ при $t = 25^\circ\text{C}$ шумы смесителя были больше шумов усилителя, как минимум, на 5 дБ. Измерения проводились при помощи спектроанализатора Hewlett Packard E4402В. Коэффициент преобразования субгармонического смесителя входного сигнала мощностью 0.5 мВт на частоте $f_{ЛОВ} = 844$ ГГц с 44^й гармоникой опорного генератора частотой $f_{сч} = 19.175$ ГГц и мощностью $P_{сч} = 20$ мВт составил 80 дБ.

Блок-схема системы ФАПЧ ЛОВ на рис. 6. В этой установке опорным генератором служит синтезатор частоты диапазона $0.01 \div 20$ ГГц. В диапазоне $667 \div 857$ ГГц синхронизация осуществляется на гармониках от 44 до 55 сигнала опорного синтезатора частот. Тракт ПЧ состоит из трех усилителей М42136 и полосового фильтра с полосой пропускания 40 МГц на частоте $f_{ПЧ} = 300$ МГц. Общий коэффициент усиления УПЧ составляет 85 дБ. Для улучшения отношения сигнал/шум сигнала, поступающего на частотно-фазовый детектор (ЧФД), ширина полосы пропускания канала ПЧ выбиралась как можно уже, но при этом учитывалась ширина спектра сигнала свободно генерирующей ЛОВ. Эта ширина составляет 20 МГц. Управление частотой ЛОВ осуществлялось по двухканальной схеме. Сигнал управления после ЧФД разделялся на два канала, низкочастотный, от 0 до 40 кГц и высокочастотный, выше 40 кГц. ЧФД собран на микросхеме фирмы Peregrine PE3236 с частотой опорного сигнала $f_{чфд} = 50$ МГц. Управление частотой ЛОВ по низкочастотному каналу происходит через высоковольтный блок питания. Сигнал управления высокочастотного канала подается через разделительную емкость непосредственно на катод ЛОВ. Такая схема управления частотой ЛОВ позволяет получить наиболее широкую полосу синхронизации 5 МГц.

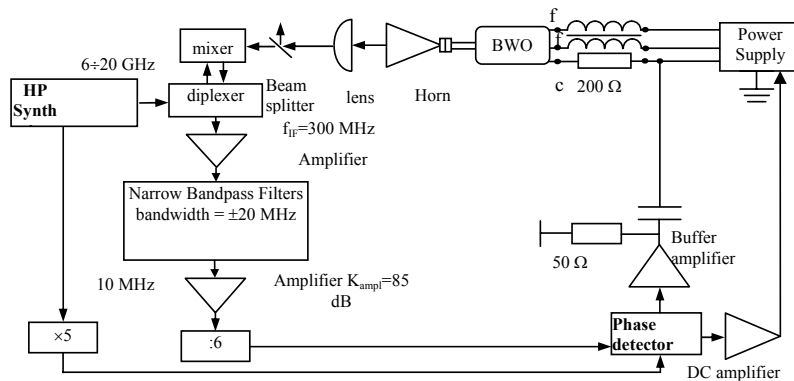


Рис. 6. Схема системы ФАПЧ.

Анализ спектральных характеристик излучения ЛОВ с ФАПЧ делался по сигналу промежуточной частоты. На рис.7 показан спектр гармоник опорного сигнала на выходе гармонического смесителя. Мы добились фазовой и частотной стабилизации до 55 номера гармоник. На рис. 8 изображен спектр сигнала ПЧ с $f_{ПЧ} = 300$ МГц выходного сигнала ЛОВ $f_{ЛОВ} = 844$ ГГц и 44 гармоники сигнала синтезатора частоты с $f_{СЧ} = 19.175$ ГГц и мощностью 20 мВт. Измерения производились на спектроанализаторе RHNDE SCHWARZ

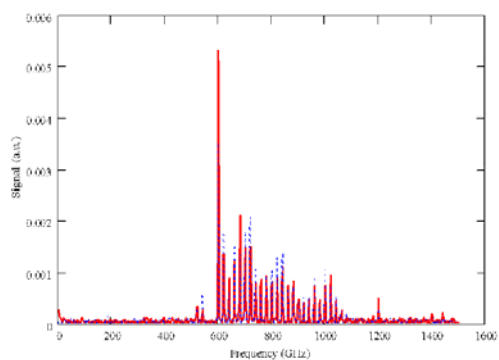


Рис. 7. Спектр гармоник опорного сигнала на выходе гармонического смесителя.

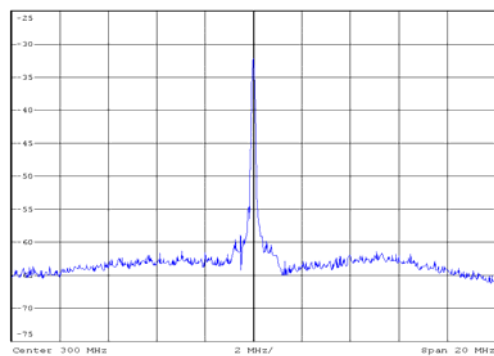


Рис. 8. Спектр сигнала ПЧ.

Анализ полученных результатов по синхронизации ЛОВ и анализ характеристик субгармонических смесителей на ППСР позволяет рассчитывать на то, что по такой схеме можно получить синхронизацию ЛОВ диапазона до 1 ТГц.

Проект 3.3. Применение нестационарной (time-domain) спектроскопии с использованием сверхширокополосных когерентных терагерцовых импульсов в интересах экологии, медицины и безопасности
(Руководитель проекта Е.В.Суворов)

Р.А.Ахмеджанов, И.Е.Иляков, А.И.Корытин, А.Г.Литвак, А.С.Постникова, Е.В.Суворов,
Б.В.Шишкин
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
e-mail:suvoa@appl.sci-nnov.ru

Аннотация

Представлены демонстрационные результаты измерений спектров поглощения некоторых газообразных (пары воды, OCS) и жидких (включая известные растворители, а также растворы протеинов и пептидов) сред, а также предварительные результаты по построению двумерных изображений в терагерцовом диапазоне длин волн.

За последние 10-20 лет были достигнуты значительные успехи в области генерации и детектирования сверхкоротких (на уровне длительности от одного до нескольких периодов) мощных терагерцовых импульсов оптическими методами. Разработанная техника позволила на порядки повысить отношение сигнал/шум в системах терагерцового радиовидения и разработать основы так называемой time-domain спектроскопии, при которой измеряются и амплитудные и фазовые характеристики терагерцового излучения, прошедшего через исследуемое вещество. Это позволяет измерять как действительную, так и мнимую части диэлектрической проницаемости в широком частотном диапазоне, типичном для короткого импульса терагерцового излучения, и снимать спектральные «отпечатки» различных молекул, каждая из которых характеризуется своим типичным набором спектральных линий.

В настоящей работе представлены результаты измерений спектров поглощения некоторых газообразных (пары воды, OCS) и жидких (включая известные растворители, а также растворы протеинов и пептидов) сред, а также предварительные результаты по построению двумерных изображений в терагерцовом диапазоне длин волн.

Экспериментальная установка состоит из фемтосекундного лазера, управляемой компьютером линии задержки, электрооптического кристалла для генерации терагерцового излучения за счет оптического выпрямления лазерного излучения (пластинка телурита цинка толщиной 1 мм), системы параболических зеркал для коллимации и фокусировки терагерцового пучка, кристалла для электрооптического детектирования терагерцового излучения (пластинка ZnTe толщиной 1 мм) и акустооптического затвора для модуляции лазерного излучения. При помощи делительной пластики из выходного излучения фемтосекундного лазера формируется мощный генерирующий и слабый зондирующий оптические пучки. Измерение временной формы терагерцового импульса осуществляется путем изменения временной задержки между генерирующим и зондирующим оптическими пучками. Используется балансная схема детектирования, состоящая из четвертьволновой пластины, призмы Воластона и двух быстрых фотодиодов. Разностный сигнал с фотодиодов после усиления направляется в компьютер для дальнейшей обработки. Для одновременного управления линией задержки, синхронным усилителем и двухкоординатной подвижкой создана специализированная программа с использованием пакета Lab WIEW.

Процедура измерений стандартна для так называемой время-разрешенной (time-domain) спектроскопии:

- измеряются временные формы терагерцового импульса при отсутствии и наличии исследуемого образца между генератором и детектором;
- с помощью преобразования Фурье определяются их амплитудные и фазовые спектры;
- амплитудные и фазовые спектры образца вычисляются по разностным спектрам, определяемым следующими соотношениями:

$$S(\Omega) = \frac{1}{L} \ln \left\{ \frac{\left| \int_0^\infty E_{THz0}(t) \cdot \exp\{i\Omega t\} dt \right|^2}{\left| \int_0^\infty E_{THz1}(t) \cdot \exp\{i\Omega t\} dt \right|^2} \right\}$$

$$n(\Omega) = \frac{c}{L\Omega} \cdot \text{Im} \left(\ln \left\{ \frac{\int_0^\infty E_{THz0}(t) \cdot \exp\{i\Omega t\} dt}{\int_0^\infty E_{THz1}(t) \cdot \exp\{i\Omega t\} dt} \right\} \right) + 1,$$

где Ω – частота, L – длина образца, c – скорость света, t – время, $E(t)$ – распределение напряженности электрического поля во времени, S – спектральная мощность, n – показатель преломления исследуемого образца. Спектральный интервал, в котором осуществляются измерения, определяется величиной шага изменения задержки пробного лазерного импульса относительно импульса накачки, а спектральное разрешение – диапазоном изменения задержки.

Для исследования возможностей импульсной ТГц спектроскопии были проведены измерения поглощения паров воды в воздухе при нормальных условиях (Рис. 1). Полученные экспериментальные данные сравнивались с данными из каталога НАСА, где приведены интегральные по линии интенсивности переходов. Для наглядности экспериментальные данные изображены с отрицательным знаком. Спектр поглощения паров воды в данном интервале частот содержит около тридцати сильных линий поглощения. Измерения производились для разных величин относительной влажности воздуха: 40 и 60%. Влажность изменялась посредством вытеснения воздуха из пространства, где производились измерения, сухим азотом, получаемым при испарении жидкого азота. Общая трасса ТГц излучения между генератором и приемником была равна 55 см. При измерениях контролировались температура и влажность газа. Измерения производились с разрешением 7 ГГц, что определялось диапазоном изменения задержки пробного лазерного импульса относительно импульса накачки (43 мм) и шагом 40 мкм. На полученном спектре отчетливо видны локальные максимумы, соответствующие частотам 0,56 ТГц (18,7 см⁻¹), 0,76 ТГц (25,3 см⁻¹) и 1,42 ТГц (43,7 см⁻¹). Так же четко детектируются серии максимумов в диапазоне от 1,1 до 1,3 ТГц и выше 1,6 ТГц. Повышенный уровень шумов при частотах свыше 1,7 ТГц связан с низким уровнем спектральной интенсивности ТГц излучения в этом диапазоне. Отсутствие ряда линий в экспериментальном спектре можно объяснить их перекрытием с близкими соседними линиями при столкновительном уширении и недостаточным спектральным разрешением измерений. Сравнение экспериментальных результатов с данными каталога НАСА (см. <http://spec.jpl.nasa.gov>.) показывает хорошее совпадение у большинства линий, что свидетельствует о высоком потенциале импульсной ТГц спектроскопии при исследовании вращательных спектров молекул.

Такое же хорошее согласие с литературными данными получено при измерении поглощения сероокиси углерода (Рис.2).

Были проведены пробные измерения спектров поглощения ряда жидких образцов, включая известные растворители, а также растворы протеинов и пептидов. Для измерений использовались кюветы из фторопласта марки ФТ-4 и плавленого кварца марки КУ-1 толщиной 0,25, 0,5 и 1 мм. Измерения производились как с пустой, так и с наполненной кюветой, что позволило учесть поглощение материала кювет. Аналогичным образом

вычиталось поглощение растворителя при спектроскопии растворов белков. На Рис. 3а-г изображены типичные результаты измерений с усреднением по десяти реализациям. Для всех жидких образцов характерно существенное слабоструктурированное (фоновое) поглощение, растущее с увеличением частоты. Наличие сильного фонового поглощения значительно осложняет измерения, поскольку изготовление качественных кювет с толщинами порядка 100 мкм и менее вызывает существенные технические трудности, и к тому же приходится учитывать искажения спектров, связанные интерференцией (эталон-эффект). В случае растворов сильное поглощение растворителя снижает динамический диапазон измерений, что в свою очередь, с учетом тенденции увеличения поглощения с ростом частоты, ограничивает спектральный диапазон измерений. Так, если уровень сигнала сравнивается с уровнем шума для фенилоксирана (Рис. 3а) при 1,7 ТГц, то для растворов белков (Рис. 3в, г) эта величина равна 1 ТГц. При более высоких частотах зависимости на Рис. 3 имеют шумовой характер и не воспроизводятся от реализации к реализации. Снижение уровня шума за счет усреднения по большому количеству реализаций неэффективно из-за неприемлемо большого времени измерений (часы). Наиболее перспективным способом спектроскопии органических молекул следует считать применение образцов в сухом виде.

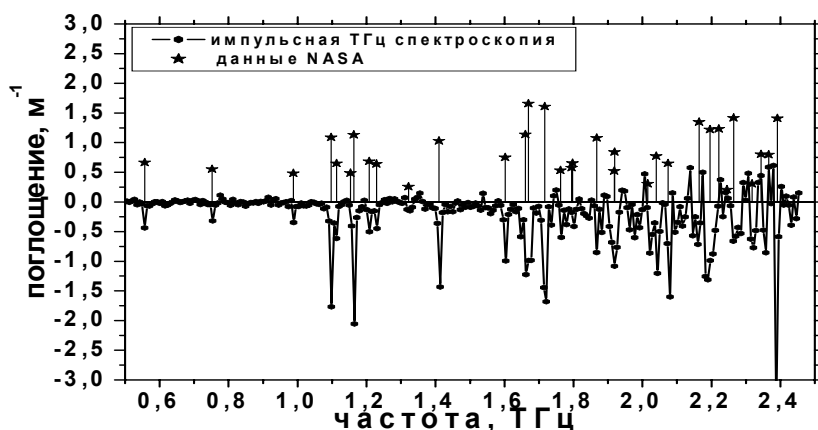


Рис.1. Спектр поглощения паров воды в воздухе при нормальных условиях. Экспериментальные данные (сплошная кривая) изображены с отрицательным знаком. Интегральные интенсивности наиболее мощных линий по каталогу НАСА изображены звездочками.

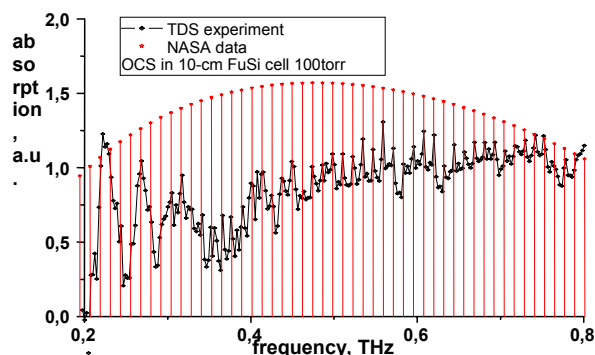
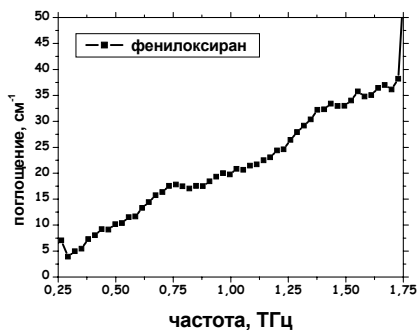
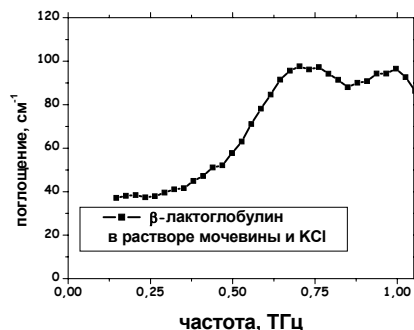


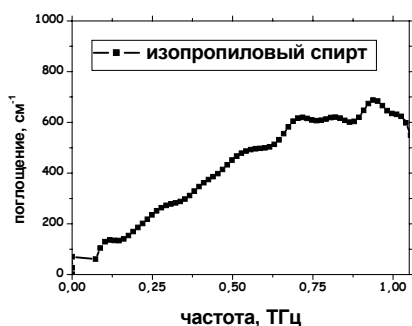
Рис.2. Спектр поглощения сероокиси углерода.



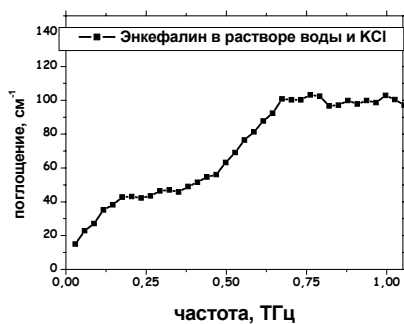
а)



б)



в)



г)

Рис. 3. Спектры поглощения некоторых жидкостей (а – фенилоксиран, б - изопропиловый спирт) и растворов белков (в - β -лактоглобулин в соляном растворе мочевины, г - энкефалин в соляном водянном растворе).

Были проведены также демонстрационные эксперименты по построению двумерных изображений в терагерцовом диапазоне длин волн. Пространственное разрешение при построении двумерных изображений определяется шириной перетяжки терагерцового пучка. Для ее измерения мы сканировали экран (knife-edge) в фокальной плоскости при фиксированной задержке между импульсом накачки и пробным импульсом (соответствующей максимальному сигналу на синхронном усилителе). В предположении о гауссовом характере распределения терагерцового поля соответствующая ширина перетяжки оказалась равной 500 мкм.

Для построения двумерных изображений образцы помещались непосредственно на двухкоординатной подвижке, управляемой от компьютера. Изображение строилось по величине проходящего терагерцового излучения при сканировании образца в фокальной плоскости терагерцового пучка при фиксированной временной задержке между генерирующим и зондирующим лазерными пучками. Полученные результаты представлены на Рис. 4.

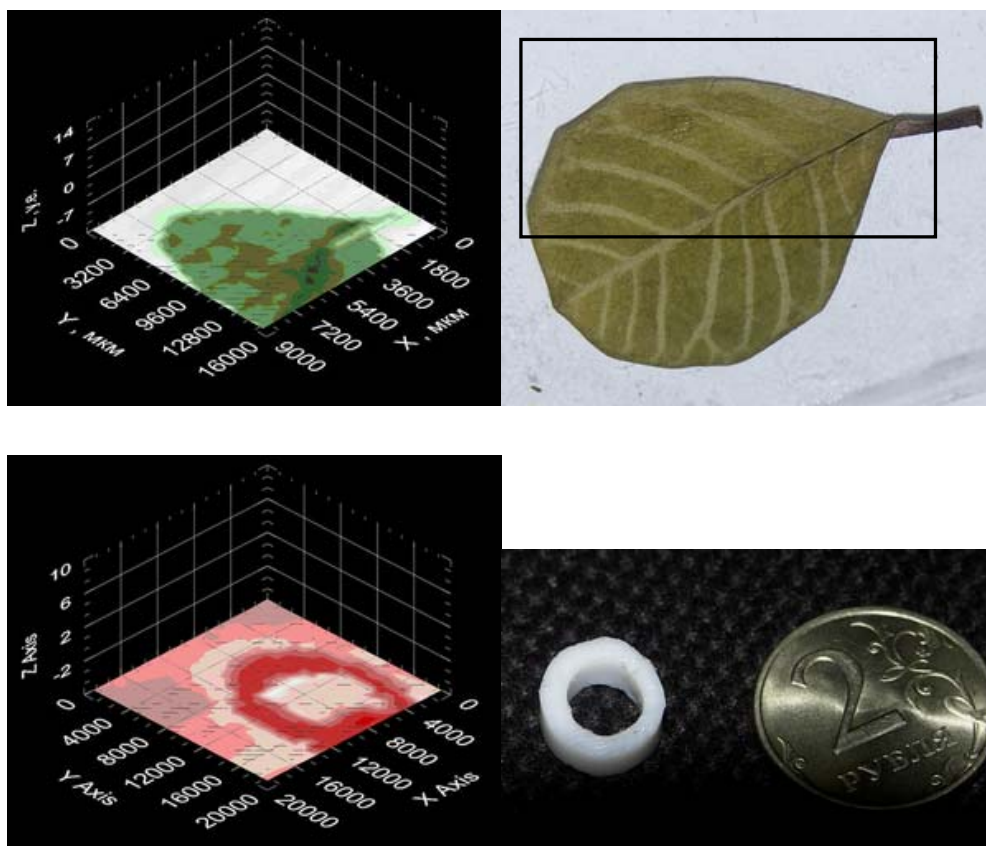


Рис.4. Изображения различных объектов в терагерцовом и оптическом диапазоне длин волн, соответственно.

Проект 3.4. Использование высокочастотной динамической поляризации ядер для повышения чувствительности высокополевого ЯМР
(Руководитель проекта В.Л. Братман)

В.Л. Братман, К.И. Рыбаков, А.Э. Федотов
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
Б.С. Думеш
Институт спектроскопии РАН, г.Троицк Московской области
Ф.С. Русин
ФГУП "ВНИИФТРИ"», п/о Менделеево Московской обл.
e-mail: bratman@appl.sci-nnov.ru

Аннотация

Для повышения чувствительности ЯМР за счет динамической поляризации ядер путем СВЧ накачки образцов предложено использовать квазиоптический резонатор, что позволяет заметно снизить требующийся уровень СВЧ-мощности. Получена оценка мощности, необходимой для эффективной СВЧ накачки исследуемых образцов. Разработан и изготовлен источник когерентного излучения диапазона 0.14 ТГц (оротрон) с мощностью 0,2 Вт в непрерывном режиме генерации. Разработан совместимый с ЯМР-спектрометром малогабаритный открытый резонатор с добротностью порядка 10^4 для СВЧ-накачки исследуемых образцов и квазиоптическая линия передачи излучения от источника в резонатор накачки.

Введение

Динамическая поляризация ядер (ДПЯ) используется для повышения чувствительности спектроскопии ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Методы динамической поляризации ядер посредством насыщения спектральных переходов в электронной спиновой системе образца позволяют увеличить ядерную спиновую поляризацию до γ_e/γ_n раз, то есть на три порядка (γ_e и γ_n – гиромагнитные отношения для электрона и ядерного спина, соответственно). Тем самым удается приблизить ядерную поляризацию к равновесной электронной и, соответственно, во много раз увеличить интенсивность сигнала ЯМР. Ожидаемый выигрыш в чувствительности может составить $\gamma_e/\gamma_n \approx 10^3$, что позволит, в частности, измерять ЯМР на ядрах ^{13}C без предварительного изотопического обогащения образца. Для насыщения электронной спиновой системы требуется довольно большая интенсивность СВЧ-накачки, поэтому метод ДПЯ распространен пока только для сравнительно низкополевых ЯМР спектрометров, работающих в сантиметровом диапазоне и длинноволновой части миллиметрового диапазона, где доступны мощные генераторы. В то же время, современные ЯМР спектрометры работают с магнитными полями 5 Тл и выше (что необходимо для увеличения спектрального разрешения), и требуемые частоты накачки для ДПЯ $\omega \approx \gamma_e H$ оказываются больше или порядка 140 ГГц. В настоящее время несколько экспериментальных групп работают над реализацией ДПЯ с накачкой излучением коротковолновой части миллиметрового диапазона на основе гиротронов мощностью в несколько ватт и более. Следует иметь в виду, что непрерывный гиротрон является в настоящее время довольно дорогим прибором, требующим применения сверхпроводящего магнита. В то же время, поглощаемая образцом СВЧ-мощность невелика, так как накачиваются, как правило, запрещенные переходы, а высокая амплитуда поля

необходима для их стимулирования. В известных экспериментах ДПЯ осуществлялась в стандартных ЯМР спектрометрах, схема расположения образца в которых не позволяла эффективно использовать СВЧ-накачку, в результате чего при большой подводимой СВЧ-мощности амплитуда поля на образце не слишком велика. В настоящем проекте разработана схема ДПЯ, в которой исследуемый образец помещается в достаточно добротный ($Q \approx 10^4$) СВЧ-резонатор, что увеличивает действующее на образец поле. Это позволяет использовать в качестве источника сравнительно простой СВЧ-генератор – оротрон. При этом важно, чтобы резонатор накачки был совместим с ЯМР-спектрометром: внутри резонатора должен размещаться ВЧ датчик, а его размеры вместе с подводящим фидером ограничены диаметром шахты сверхпроводящего соленоида.

Динамическая поляризация ядер

При динамической поляризации ядер средняя поляризация ядерных спинов образца увеличивается посредством смешивания ядерных и электронных зеемановских подуровней под действием СВЧ-поля. В общем случае удастся довести величину ядерной поляризации до электронной. Основные применения ДПЯ – создание поляризованных ядерных мишеней для и усиление сигнала ЯМР. В первом случае речь идет о получении ядерной поляризации на уровне 90%, поэтому равновесная поляризация электронных спинов также должна быть высокой, что требует применения низких температур ($T=1K$), больших магнитных полей и проведения ДПЯ в специально приготовленных образцах. Интенсивность сигнала ЯМР пропорциональна величине ядерной поляризации, поэтому увеличение последней в десятки раз, как правило, оправдывает применение этого метода.

Различные методы ДПЯ можно свести к двум предельным случаям: эффекту Оверхаузера и солид-эффекту. Солид-эффект, который является более универсальным методом, состоит в увеличении ядерной поляризации при насыщении запрещенных переходов с взаимными переворотами ядерных и электронных спинов (рис. 1). При этом требуется большая интенсивность СВЧ-поля, чем при использовании эффекта Оверхаузера. Рассчитаем требуемую для солид-эффекта величину СВЧ-поля. Обычно солид-эффект весьма эффективен в веществах с концентрацией электронных (парамагнитных) спинов на два-три порядка меньше, чем ядерных. Так как электронная спин-решеточная релаксация много интенсивнее ядерной, электронный спин возбужденной СВЧ-полем пары быстро возвращается в основное состояние, а ядерный «застревает» в верхнем состоянии. При достаточно интенсивной накачке можно перевести большую часть ядерных спинов образца в возбужденное состояние, и результирующая ядерная поляризация будет близка к равновесной электронной.

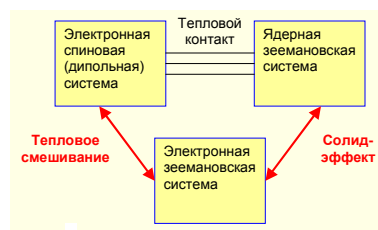


Рис. 1. Схема солид-эффекта.

Взаимные перевороты электронных и ядерных спинов на частотах накачки $\omega_c \pm \omega_l$ (частоты электронного спинового резонанса и ЯМР) частично разрешаются вследствие электронно-ядерного диполь-дипольного магнитного взаимодействия, в гамильтониане которого есть перекрестные члены типа

$$\sum D_{ij} (I_i^+ S_j^- + I_i^- S_j^+), \quad (1)$$

где для простой кубической решетки $D_{ij} = -\frac{3g\mu_B\gamma_n}{2r^3} \sin\theta_{ij} \cos\theta_{ij} e^{-i\varphi_{ij}}$ (2)

g – электронный g -фактор, μ_B – магнетон Бора, θ и φ – полярный и азимутальный углы радиус-вектора r . Вероятности переходов на $\omega_e \pm \omega_n$ под действием этого возмущения выражаются формулой:

$$W^\pm(\omega_e \pm \omega_n) \approx \frac{9g^2\mu_B^2}{4r^6 H_0^2} W(\omega_e), \quad (3)$$

где $W(\omega_e) = \pi/2(\gamma_e h)^2 g(\omega_e)$ – вероятность разрешенных электронных спиновых переходов, H_0 и h – амплитуды постоянного и СВЧ магнитных полей, $g(\omega_e)$ – нормированная функция формы линии электронного спинового резонанса. Стационарная величина ядерной поляризации под действием накачки выражается следующей формулой:

$$p_n \approx s^\pm p_e / (1 + s^\pm + s^\pm f), \quad (4)$$

где $s^\pm = W^\pm \tau_{nL}$ – степень насыщения электронных спиновых переходов, $f = N\tau_{eL}/\tau_{nL}$ – фактор утечки (этот параметр регулируется подбором концентрации парамагнитных примесей в образце), N – отношение концентраций ядерных и электронных спинов, τ_{eL} и τ_{nL} – времена электронной и ядерной спин-решеточной релаксации. Из (4) видно, что достаточно большое усиление сигнала ЯМР (≈ 100) достигается уже при сравнительно малых параметрах насыщения $s^\pm \approx 0.1$. (При типичных величинах $N \approx 10^2 - 10^3$, $\tau_{eL}/\tau_{nL} \approx 10^{-3}$ $f < 1$ и небольших $s^\pm$ последним членом в знаменателе (4) можно пренебречь.)

Для оценки $s^\pm$ возьмем следующие значения величин: $g=2$, $g \approx 0,3$ нм, $H=50$ кЭ, добротность линии электронного резонанса $Q \approx 10^3$ и получим $s^\pm \approx 30 h^2 \tau_{nL}$. Разброс времен ядерной спин-решеточной релаксации весьма велик, но часто встречаются значения $\tau_{nL} \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ сек. В этом случае амплитуда СВЧ-поля величиной 1 Э достаточна для большого усиления сигнала ЯМР. Как уже отмечалось, в случае эффекта Оверхаузера требуемые поля еще меньше.

Схема рабочего резонатора спектрометра

Геометрия ЯМР-спектрометров задается сверхпроводящим соленоидом, ось которого (и направление постоянного магнитного поля) в подавляющем числе случаев вертикальна. Соответственно, согласно правилам отбора для магнитодипольных переходов, магнитные компоненты ВЧ-поля ЯМР-датчика и СВЧ-поля должны ориентироваться в горизонтальной плоскости. Создающая ВЧ-поле катушка индуктивности, как правило, имеет диаметр ~ 1 см. Такая катушка будет слабо искажать СВЧ-поле, если ее расположить в центре двухзеркального резонатора с малой (меньше сантиметра) величиной каустики в центральной плоскости и ориентировать вдоль оси резонатора.

Разработанная конструкция СВЧ-резонатора вместе с ВЧ-датчиком ЯМР-спектрометра схематически изображена на рис.2а. Стандартные шахты ЯМР-спектрометров имеют диаметр порядка шести-семи сантиметров, что достаточно для горизонтального размещения добротного двухзеркального резонатора. Для предотвращения паразитного рассеяния СВЧ-сигнала на образце предлагается использовать образцы с плоскими торцами, слабо искажающие поле резонатора. Для резонатора из двух сферических зеркал с радиусом кривизны 30 мм и расстоянием между зеркалами 50 мм на волне 2 мм радиус каустики на зеркалах менее 7 мм. При диаметре зеркал 20 мм дифракционные потери резонатора достаточно малы. При этом радиус каустики в перетяжке около 3 мм. Для достижения амплитуды СВЧ-поля 1 Э мощность волны в резонаторе должна составлять около 7 Вт. Реальная добротность резонатора будет определяться потерями в образце, которые можно регулировать размерами образца и

концентрацией примесей. При добротности 10^4 (что соответствует 3% потерям волны за проход) необходимая для запитки резонатора мощность составляет 0,2 Вт. Для связи резонатора с подводящим фидером служит система вертикальных щелей в центре одного из зеркал, к которым снаружи пристыкован вертикально расположенный волновод со срезанной широкой стенкой. С нижней стороны волновод закорачивается настроечным поршнем, а с другой стороны заканчивается входным рупором. На периферии резонатора достаточно места для расположения крепежных элементов, подводящих фидеров, корректирующих катушек и т. д. Для передачи СВЧ-мощности от источника излучения в резонатор накачки разработана и сконструирована линия передачи (рис. 2б) на основе круглого гофрированного волновода и вогнутых зеркал с расчетными потерями мощности 10-15%.

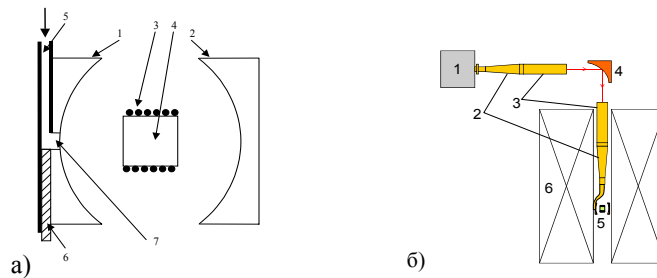


Рис. 2. а) Схема открытого СВЧ-резонатора с ВЧ-датчиком ЯМР-спектрометра, 1,2 – сферические зеркала, 3 – приемная катушка датчика, 4 – образец, 5 – входной волновод, 6 – подстроечный поршень, 7 – отверстие связи. б) Схема передающей линии: 1 – оротрон, 2 – волноводные переходы, 3 – гофрированные волноводные секции, 4 – квазиоптическое зеркало, 5 – резонатор с образцом, 6 – соленоид.

Источник излучения для динамической поляризации ядер

В качестве источника, обеспечивающего требуемые параметры, предложено использовать оротрон – СВЧ-генератор, основанный на излучении Смита-Парселла пучка электронов в открытом резонаторе. Подобные импульсные генераторы уже используются в молекулярной и ЭПР-спектроскопии высокого разрешения. В рамках проекта разработан и экспериментально исследован низковольтный оротрон с частотой 140 ГГц (рис. 3). В генераторе используется многоштыревая структура с периодом 170 мкм и высотой штырей 700 мкм. Длина периодической системы вдоль линии движения электронов 16,5 мм. Напряжение генератора 700-3000 В при токе 70-250 мА. В оротроне используется термокатод компании «Исток», создающий плотный электронный пучок с поперечными размерами 0,3 мм × 3 мм. Для транспортировки пучка внутри периодической структуры приложено поле 1,25 Тл, создаваемое магнитной системой, выполненной из сплава NdFeB, с зазором 32 мм и неоднородностью поля в пространстве транспортировки пучка (на длине 20 мм) менее 1,5 %. Вес прибора с магнитом 23 кг. Вывод излучения из резонатора осуществляется через сверхразмерный (4-х миллиметровый) волновод, запитываемый через отверстия в поверхности вогнутого зеркала. В качестве вакуумного окна используется стеклянная пленка толщиной около 50 мкм, обеспечивающая малый коэффициент отражения во всем диапазоне генерации. В приборе применяется водяное охлаждение структуры, на которую осаждается значительная часть электронного пучка.

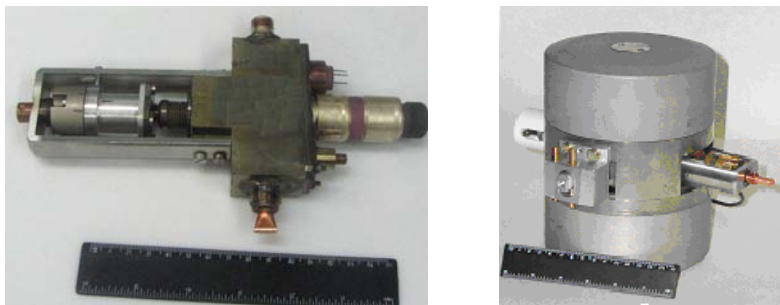


Рис. 3. Внешний вид оротрона без магнита и в постоянном магните.

Разработанный оротрон испытан в импульсном режиме при длительности импульсов от 200 нс до 10 мс, а также в непрерывном режиме. В импульсном режиме получено излучение в широком диапазоне 90-190 ГГц, а в непрерывном режиме - в диапазоне 90-140 ГГц. Измерение мощности излучения проводилось при помощи калиброванного полупроводникового детектора, а также при помощи калориметра в непрерывном режиме и при повторяющихся импульсах со скважностью 10. Измеренная выходная мощность в импульсном режиме составила 0,1-1 Вт при токе до 250 мА. В режиме непрерывной генерации получено излучение на частоте 140 ГГц с необходимой выходной мощностью около 200 мВт.

Основные публикации 2005 г. в рамках проекта

1. V.L. Bratman, I.V. Bandurkin, B.S. Dumes, A.E. Fedotov, Y.K. Kalynov, N.G. Kolganov, V.N. Manuilov, F.S. Rusin, S.V. Samsonov, and A.V. Savilov, "Sources of Coherent Terahertz Radiation," proceedings of the 7-th International High Energy Density and High Power RF Workshop, Kalamata, Greece, 13-17 June 2005 (in print).
2. В.Л. Братман, В.А. Гинцбург, Ю.А. Гришин, Б.С. Думеш, Ф.С. Русин, А.Э. Федотов «Импульсные широкодиапазонные оротроны миллиметровых и субмиллиметровых волн», Известия вузов – Радиофизика, 2006 (в печати).

Проект 3.5. Проектирование, изготовление и монтаж канала вывода терагерцового излучения из лазера на свободных электронах

Руководитель проекта Г.Д.Богомоллов
Институт физических проблем РАН, Москва
bogomolov@kapitza.ras.ru

Работа выполнена при участии сотрудников Института ядерной физики СО РАН, Новосибирск.

1. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА КАНАЛА

Оптический резонатор ЛСЭ [1] представляет собой два зеркала, помещенные в вакуумный объем (см. Рис. 1).

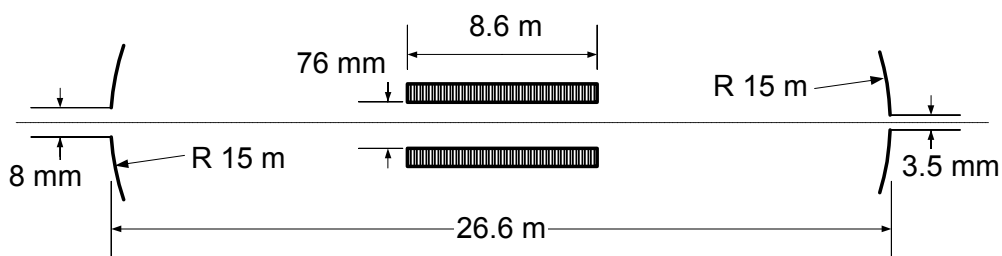


Рис. 1. Схема оптического резонатора ЛСЭ.

Отверстие в левом зеркале используется для вывода излучения, в правом – для ввода луча гелий-неонового лазера, который используется для юстировки зеркал оптического резонатора и канала вывода излучения.

Так как максимальная длина волны λ излучения довольно велика (200 микрон), то велика и расходимость излучения $1.22 \lambda/D = 0.03$ ($D = 8$ мм – диаметр выходного отверстия в зеркале). Поэтому для транспортировки излучения на десятки метров требуется применение фокусировки. Это само по себе является технической проблемой, так как преломляющая оптика (линзы) с достаточно малым поглощением в терагерцовом диапазоне длин волн отсутствует, сферические зеркала дают астигматизм фокусировки, а тороидальные или эллипсоидальные зеркала большого размера сложны в изготовлении и дороги. Для уменьшения угловой расходимости применено сферическое медное зеркало с радиусом кривизны 2.5 м, на которое излучение падает под малым (около 7°) углом к нормали. Расчетная зависимость размера эквивалентного Гауссова пучка (т. е. Гауссова пучка, который дает наибольший вклад в разложение поля излучения) от расстояния вдоль канала для длины волны 200 микрон показана на Рис. 2.

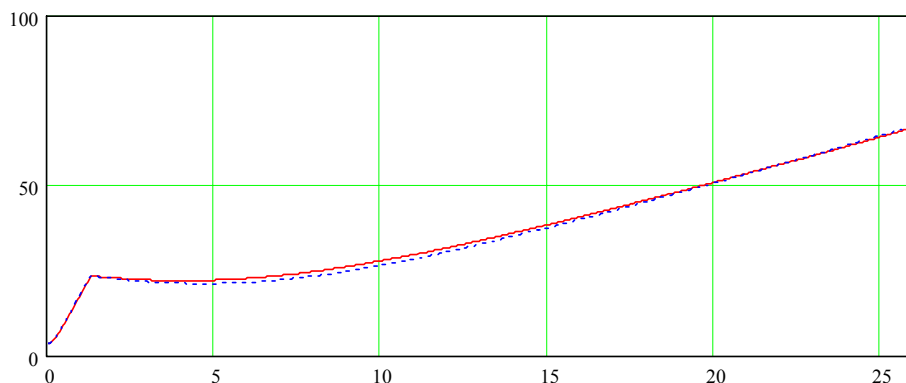


Рис. 2. Зависимость поперечных размеров пучка излучения (мм) от расстояния вдоль канала (м).

2. КОНСТРУКЦИЯ КАНАЛА

Для обеспечения сверхвысокого вакуума в ЛСЭ и ускорителе-рекуператоре, вакуумный объем последних отделен от канала вывода алмазным окном. Так как электрическое поле излучения ЛСЭ горизонтально, то окно повернуто на угол Брюстера вокруг вертикальной оси, что обеспечивает практически полное прохождение излучения через окно. Для минимизации размеров окна, оно расположено вблизи выходного отверстия зеркала оптического резонатора, где поперечные размеры пучка излучения минимальны. Алмазная пластинка имеет диаметр 40 мм, толщину 0,7 мм и вакуумно уплотняется индиевой проволокой.

Сам канал вывода состоит из пяти камер, где расположены плоские медные зеркала, соединенные трубами. Вакуумная система выполнена из нержавеющей стали и закреплена на специальных подвесках.

Канал должен быть откачан или заполнен инертным газом, так как терагерцовое излучение сильно поглощается в воздухе (в основном, водяным паром).

Подробности конструкции канала приведены на прилагаемых чертежах.

3. ЮСТИРОВКА И ЗАПУСК КАНАЛА

Собранный канал вывода показан на Рис. 3 - 6.

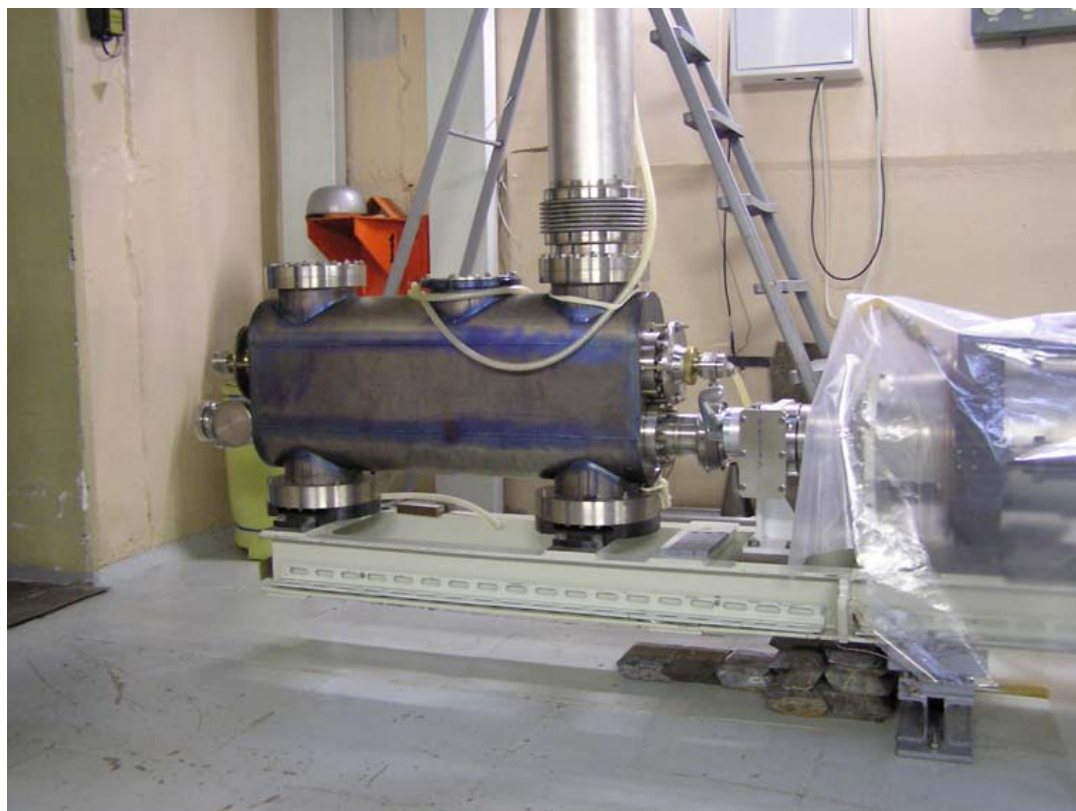


Рис. 3. Начальная часть канала. Сферическое зеркало, преобразующее расходящийся пучок излучения в параллельный, находится внутри корпуса из нержавеющей стали. В том же корпусе расположено плоское зеркало, направляющее пучок вверх.



Рис. 4. Продолжение канала (вверху).



Рис. 5. Середина канала и выход из ускорительного зала. На переднем плане виден цилиндрический корпус, в котором находится одно из зеркал.



Рис. 6. Канал в зале для пользователей. Видны спуски к экспериментальным станциям.

После сборки канала был включен юстировочный гелий-неоновый лазер. Горизонтальные и вертикальные координаты и углы лазера были выставлены так, что его луч прошел через отверстия в зеркалах оптического резонатора и вышел в канал вывода излучения.

Все зеркала канала имеют юстировочные устройства, позволяющие изменять наклоны зеркала. С их помощью луч юстировочного лазера был проведен по центрам зеркал (где имеются метки).

После этого на выходные отверстия канала были установлены полиэтиленовые пленки. Поверх пленок устанавливаются специальные заглушки с отверстиями для откачки, соединенными гибкими шлангами с основным объемом. При откачке канала воздух удаляется с обеих сторон пленки, иначе последняя прорвалась бы атмосферным давлением. После откачки в канал напускается сухой азот под атмосферным давлением, а затем снимаются заглушки.

Литература

Kubarev V.V., Persov B.Z., Vinokurov N.A., Davidov A.V. Optical resonator of powerful free-electron laser // Nuclear instruments and methods in physics research. Sec. A. – 2004. – Vol. A528, No 1/2. – P. 199-202.

**Проект 3.6. Генерация поверхностных плазмонов терагерцовым излучением
ЛСЭ и определение их эффективного показателя преломления
(Руководитель проекта Г.Д.Богомолов)**

Г. Н. Жижин¹⁾, А. К. Никитин¹⁾, Г. Д. Богомолов²⁾, В. В. Завьялов²⁾

¹⁾ Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва

²⁾ Институт физических проблем им.П.Л. Капицы РАН, Москва

e-mail: gzhizhin@mail.ru

Осуществлено возбуждение поверхностных плазмонов (ПП) на поверхности алюминия, меди и стали излучением лазера на свободных электронах (ЛСЭ) ($\lambda = 110$ и 150 мкм). С помощью двухлучевого плазмонного интерферометра определена действительная часть показателя преломления ПП на алюминии. Измерена длина распространения ПП по алюминию и исследована её зависимость от толщины покровного слоя германия. По комплексному показателю преломления ПП рассчитана диэлектрическая проницаемость алюминия на длине волны 110 мкм.

1. Особенности поверхностных плазмонов в терагерцовом диапазоне

Поверхностные плазмоны (ПП) представляют собой комплекс, состоящий из волны плотности свободных носителей в проводнике и p -поляризованной электромагнитной волны, поле которой максимально на границе раздела «проводник - окружающая среда» и экспоненциально затухает как при удалении от границы в обе стороны, так и в направлении распространения ПП [1]. ПП используют в оптометрии для повышения чувствительности измерений, поскольку возбуждение ПП зондирующим излучением сопровождается усилением напряжённости его поля в приповерхностной области и увеличением расстояния взаимодействия с поверхностью [2]. Наиболее эффективная область применения ПП в оптических измерениях – спектроскопия поверхности металлов, позволяющая получать спектры поглощения мономолекулярных слоёв [3].

Наибольшее развитие получила абсорбционная ПП-спектроскопия среднего ИК диапазона, где, наряду с наличием множества линий поглощения различных веществ, исследователи давно располагали лазерными источниками излучения, а длина распространения ПП L достигает нескольких сантиметров [1, 3]. В видимом диапазоне этот метод не нашёл большого распространения, ввиду малости L (порядка 10λ), а в терагерцовом (ТГц) диапазоне он и вовсе не практиковался до создания ЛСЭ в середине 80-х годов. Кроме того, на ТГц частотах длина распространения ПП достигает несколько метров, что снижает точность измерения L до десятков процентов при размерах образца 10 - 20 см.

В качестве примера дисперсии ПП в Таблице №1 приведены зависимости их основных характеристик (действительной части ϵ' эффективного комплексного показателя преломления $\epsilon = \epsilon' + j\epsilon''$, длины распространения L , глубины проникновения поля ПП в металл δ_1 и окружающую среду δ_2 , долей энергии поля ПП, переносимых в металле P_1 и в среде P_2) от длины волны λ , рассчитанные для границы раздела «алюминий (с комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = \epsilon_1' + j\epsilon_1''$) – вакуум(ϵ_2)». Данные о диэлектрической проницаемости алюминия взяты из справочника [4], а для $\lambda = 110$ мкм – рассчитаны по модели Друде. Из Таблицы видно, что 1) энергия поля плазмонов переносится, в основном, непосредственно над поверхностью металла ($\delta_2 < 100\lambda$; $P_1 \ll P_2$); 2) с ростом λ фотонные доли плазмонов становятся всё более выраженными ($\epsilon' \rightarrow 1$, L - возрастает до метров).

Таким образом, для экстраполяции метода ПП-спектроскопии на ТГц диапазон, необходимо было не только овладеть техникой возбуждения ПП излучением ЛСЭ, но и разработать способ определения обеих частей ϵ с учётом того факта, что ϵ' близко к

единице, а величина L (обратно пропорциональная α'') значительно превышает размеры образца.

Таблица №1

λ , мкм	ε'_1	ε''_1	α'	L , см	δ_1 , мкм	δ_2 , мкм	P_1 , %	P_2 , %
0,6	-56,6	21,4	1,007808	0,002	0,012	0,76	7,5	92,5
1,0	-91,3	26,1	1,005100	0,005	0,016	1,57	2,45	97,55
5,0	-2287	843	1,000193	0,561	0,017	40,5	0,1	99,9
10,0	-7424	4544	1,000049	2,65	0,018	160	0,024	99,976
20,0	-17925	17845	1,000014	11,4	0,022	602	0,010	99,990
32,0	-32655	42848	1,000006	34,5	0,024	1521	0,003	99,997
110,0	-31902	231622	$1,0+10^{-7}$	413	0,040	20701	0,0007	99,9993

2. Управление характеристиками ТГц ПП тонкоплёночным покрытием поверхности

Этот метод воздействия на характеристики ПП широко практикуется в видимом [2] и среднем ИК диапазоне [5]. В работе [5] показано, что с ростом толщины d покрытия фазовая скорость ПП монотонно уменьшается, а эффективный показатель преломления ПП асимптотически стремится к значению α для ПП на невозмущённой границе «металл-материал слоя». Длина же распространения $L=\lambda/(2\pi\alpha'')$ ведёт себя с ростом d неоднозначно: резко уменьшается от L_0 (значение L при $d=0$), достигает минимума $L_{\min}$ при $d_c = \lambda / \left[4 \cdot \sqrt{n_l^2 - 1} \right]$ (где n_l – показатель преломления материала покровного слоя), а затем, по мере увеличения d , возрастает, асимптотически стремясь к значению L_∞ для ПП на невозмущённой границе «металл-материал слоя».

Для оценки влияния покрытия на поглощение ПП, направляемых поверхностью алюминия, нами было выполнено компьютерное моделирование зависимостей L и α' от толщины d слоя Ge в видимой и ИК областях спектра. Комплексные значения α определяли путём численного решения дисперсионного уравнения ПП для трёхслойной структуры [1]. Оптические постоянные (показатель преломления – n и показатель поглощения – k) алюминия и германия брали из справочника [4]. Показатель преломления германия n_l полагали равным 4 при всех λ (величина n_l при возрастании λ от 10 до 110 мкм изменяется лишь в третьем знаке после запятой: от 4,004 до 4,006; а значение k для Ge равно $1 \cdot 10^{-5}$ при $\lambda=10$ мкм и $2 \cdot 10^{-3}$ при $\lambda=110$ мкм).

На рис.1 изображены расчётные зависимости L от толщины d покровного слоя Ge для ПП, генерируемых на поверхности размещённого в вакууме алюминиевого образца излучением с $\lambda=10,0$ мкм и $\lambda=110$ мкм, соответственно. Из сравнения графиков видно, что при большей λ эффект уменьшения L при $d \approx d_c$ более выражен.

Таблица №2

λ , мкм	d_c , мкм	L_0 , мм	$L_{\min}$, мм	L_∞ , мм	$L_0/L_{\min}$	$L_\infty/L_{\min}$
0,63	0,029	0,0167	0,00008	0,00018	208,75	92,78
1,0	0,049	0,0531	0,00025	0,00064	212,40	82,97
5,0	0,311	5,6055	0,00762	0,08683	735,63	64,56
10,0	0,600	26,5330	0,02072	0,41366	1280,55	64,14
32,0	2,100	344,9640	0,09730	5,38871	3545,36	64,01
110,0	7,20	4131,950	0,47500	64,56080	8698,84	64,00

В Таблице 2 приведены результаты расчётов экстремальных значений длины распространения ПП в структуре "Al – слой Ge – вакуум" на некоторых λ оптического диапазона (значения ε_1 такие же, как в Табл.1). Видно, что с ростом λ поглощение ПП, вследствие наличия на металле слоя германия, становится более выраженным (колонка

$L_0/L_{\min}$). Отметим, также, что учёт слабого селективного поглощения в слое *Ge* приводит к уменьшению значения L не более чем на 1%.

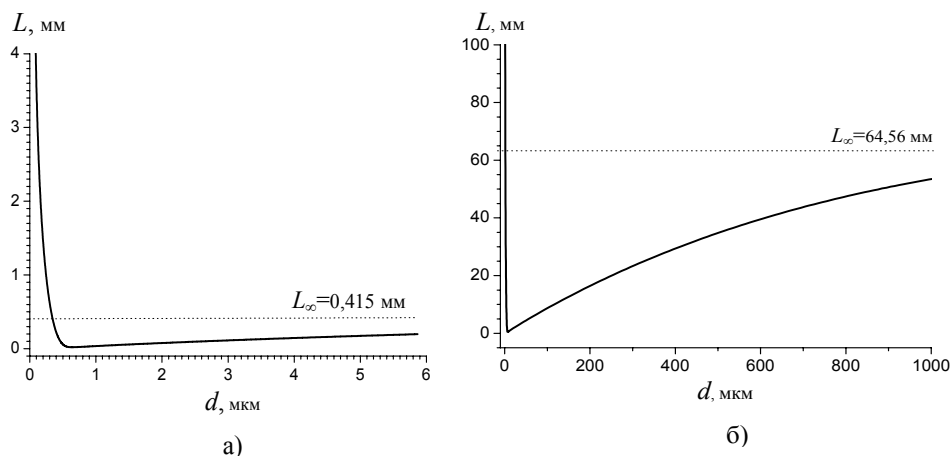


Рис.1. Расчётные зависимости длины распространения L поверхностных плазмонов в структуре «алюминий – слой германия - вакуум» от толщины слоя d для излучения с $\lambda=10$ мкм (а) и 110 мкм (б).

Конечно, величина d_c в терагерцовом диапазоне, как правило, превышает технологически допустимые значения толщины покровного слоя (в том числе и для германия). Однако, даже при $d < d_c$, длина распространения ПП L может быть уменьшена до расстояния, сравнимого с приемлемым размером образца (10÷20 см).

Таким образом, предложенный способ уменьшения величины L позволяет осуществлять в ТГц диапазоне контроль поверхности посредством измерения характеристик поверхностных плазмонов.

3. Измерение действительной части показателя преломления ТГц ПП с помощью двухлучевого плазмонного интерферометра

а) Описание схемы экспериментальной установки

Поскольку отличие фазовой скорости ТГц ПП $\vartheta = C/\varepsilon'$ от скорости света C в вакууме незначительно ($\Delta\varepsilon' = \varepsilon' - 1 \approx 10^{-6}$), то определить её можно только интерференционным методом при условии пробега поверхностной волной значительного расстояния a (чтобы фазовый набег $\Delta\varphi = \Delta\varepsilon' \cdot a \cdot 2\pi/\lambda$ составил порядка π).

Для определения ε' ПП инфракрасного диапазона авторами работ [6, 7] был разработан и создан двухлучевой плазмонный интерферометр. В основу его конструкции была положена схема интерферометра Майкельсона, при этом излучение в измерительном плече интерферометра часть пути проходит в виде ПП, а затем вновь преобразуется в объёмную волну. Существовая в виде ПП, зондирующее излучение приобретает фазовый сдвиг $\Delta\varphi$, который можно оценить по регистрируемой интерференционной картине.

Схема ПП-интерферометра, применённого нами в экспериментах по определению ε' ТГц ПП, приведена на рис.2. Излучение лазера на свободных электронах (ЛСЭ) фокусировалось линзой 1 на край экрана 2, дифрагировало на нём и расщеплялось на два пучка, один из которых распространялся под углом к поверхности образца (стеклянная подложка – 3, непрозрачная металлическая пленка – 4) в виде расходящегося пучка объёмных электромагнитных волн, а другая часть преобразовывалась в ПП, распространявшихся прямо по поверхности образца. Пройдя расстояние a , ПП приобретали фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ и, дойдя до края образца, преобразовывались на нём в объёмную волну. В области пересечения объёмных волн, исходящих от экрана и края

образца, формировалась интерференционная картина – интерферограмма 5, регистрируемая детектором 6, перемещаемым в вертикальном направлении на расстоянии b от края образца.

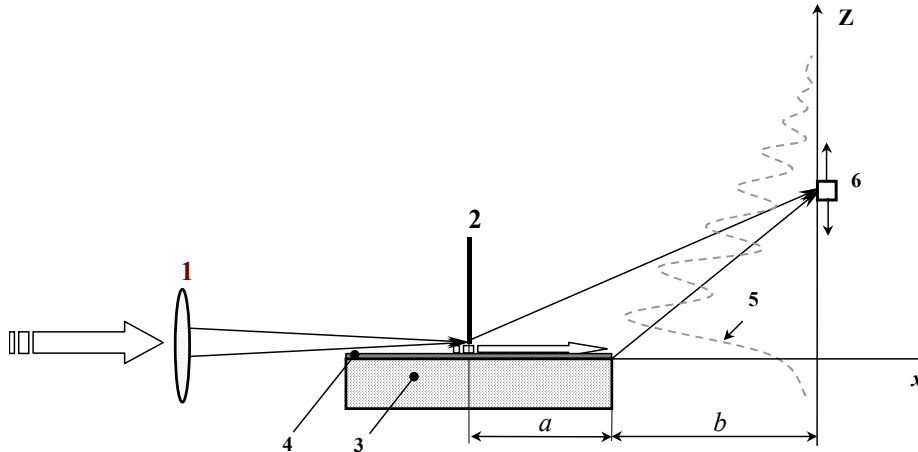


Рис.2. Схема ПП-интерферометра для определения действительной части показателя преломления ПП в терагерцовой области спектра: 1 – линза, 2 – экран, 3 – подложка, 4 – непрозрачная металлическая плёнка, 5 – распределение интенсивности в интерферограмме, 6 – подвижный фотодетектор.

Эксперименты по возбуждению ТГц ПП и определению их эффективного показателя преломления были выполнены в НИИ атомной энергии Республики Корея (Korea Atomic Energy Research Institute – KEARI), в котором недавно был создан ЛСЭ с диапазоном перестройки частоты излучения от 100 до 300 см^{-1} (при техническом содействии Института ядерной физики им. Г.И. Будкера) [8].

Исследуемые образцы устанавливались как неотъемлемая часть ПП-интерферометра в специальную приставку, позволяющую изменять и замерять расстояние a с точностью 0,1мм. В качестве экрана (дифракционного элемента) для возбуждения ПП использовалось лезвие бритвы («апертурный» метод возбуждения). Режущий край лезвия располагался над поверхностью образца на расстоянии 2мм, сохранявшемся неизменным во всех экспериментах. Излучение ЛСЭ фокусировалось на образованную таким образом щель полиэтиленовой линзой с фокусным расстоянием 15 см. В качестве детектора излучения использовался охлаждаемый жидким гелием германиевый фоторезистор, легированный галлием. Входное окно криостата было ограничено горизонтальной диафрагмой шириной 2 мм. Отношение сигнал-шум выдерживалось на уровне 100, а расстояние b между плоскостью перемещения детектора и краем образца оставалось постоянным (200 мм) во всех экспериментах.

б) Методика обработки результатов измерений

Нами была разработана аналитическая методика обработки интерферограмм, зарегистрированных на ПП-интерферометре, с целью расчёта величины α' по положениям максимумов интерферограммы.

Согласно [6, 7], условие наблюдения интерференционного максимума в точке с координатой z имеет вид:

$$\alpha' a + \sqrt{b^2 + (z - z_0)^2} - \sqrt{(b + a)^2 + (z - z_0)^2} = (m + \theta) \cdot \lambda, \quad (1)$$

где z_0 соответствует нулевой оптической разности хода между двумя интерферирующими объёмными волнами, $m = 1, 2, 3 \dots$ – номер максимума, θ – дополнительный фазовый

сдвиг, приобретаемый излучением при срыве ПЭВ с края образца и преобразовании в объёмную волну. В этой системе уравнений содержится три неизвестных величины: z_o , θ , α' .

Величину z_o , зависящую от расстояния a , можно определить путём вычитания друг из друга двух уравнений типа (1), составленных, например, для двух соседних максимумов одной и той же интерферограммы:

$$\sqrt{b^2 + z_m^2} - \sqrt{(b+a)^2 + z_m^2} - \sqrt{b^2 + z_{m+1}^2} + \sqrt{(b+a)^2 + z_{m+1}^2} + \lambda = 0, \quad (2)$$

где $z_m = z - z_o$, а z_m – координата m -того максимума.

Координате z_o не соответствуют в интерферограмме какие-либо специфические особенности; поэтому, для более точного определения z_o , следует составить несколько комбинаций пар максимумов интерферограммы и, после решения соответствующее число раз уравнения (2), рассчитать среднее значение найденных z_o .

Скачок фазы θ не зависит от a , поэтому, располагая одной интерферограммой, его определить невозможно. Однако если мы зарегистрируем интерференционные картины при различных расстояниях a и одинаковых b , то величина θ может быть исключена путём вычитания друг из друга двух уравнений типа (1), составленных для одного и того же интерференционного максимума m . Полученное в результате вычитания новое уравнение будет содержать только одну неизвестную величину – искомую α' . Решая новое уравнение относительно α' , получим:

$$\alpha' = \frac{\sqrt{b^2 + (z_{2m} - z_{o2})^2} - \sqrt{b^2 + (z_{1m} - z_{o1})^2} + \sqrt{(b+a_1)^2 + (z_{1m} - z_{o1})^2} - \sqrt{(b+a_2)^2 + (z_{2m} - z_{o2})^2}}{a_1 - a_2}, \quad (3)$$

где z_{o1} и z_{o2} – значения z_o , рассчитанные по уравнению (2) с использованием двух интерферограмм, зарегистрированных при различных пробегах ПП по образцу (a_1 и a_2); z_{1m} и z_{2m} – координаты любых m -х максимумов обеих интерферограмм, соответственно.

в) Результаты экспериментов и их обсуждение

Эксперименты по интерферометрическому определению действительной части показателя преломления ПП были выполнены с использованием импульсного излучения ЛСЭ (длительность импульсов - 3 мкс, мощность – 10 Вт, период - 1 с) на двух длинах волн: 110 и 150 мкм. Образцы представляли собой непрозрачные зеркала с металлическим покрытием нанесенном в вакууме термическим испарением на оптически полированные подложки (с размерами 30×150×5 мм). Мы располагали такими зеркалами с покрытием из алюминия, меди и хрома, а также массивными зеркалами из меди и нержавеющей стали.

В качестве примера результатов экспериментов по интерферометрическому определению α' ТГц ПП на рис.3 приведены интерферограммы, полученные при использовании излучения с $\lambda = 150$ мкм при различных расстояниях a . В результате решения уравнения (1) были получены следующие значения z_o : $z_{o1} = 80,548$ мм для $a_1 = 120$ мм и $z_{o2} = 77,398$ мм для $a_2 = 80$ мм, величина же α' оказалась равной 1,0005, при ошибке определения величины $\Delta\alpha' = \alpha' - 1$ равной $\pm 50\%$.

Для проверки чувствительности ПЭВ интерферометра к наличию тонких пленок на металлической поверхности были исследованы два специально приготовленных образца, у которых поверхность алюминиевой непрозрачной плёнки был нанесён либо слой германия, либо слой кремния, оба толщиной 100 нм. На Рис.4 приведены три интерферограммы для $\lambda = 150$ мкм при $a = 120$ мм; хорошо заметен сдвиг интерферограмм для образцов с полупроводниковыми плёнками в сторону меньших z из-за увеличения α' пропорционального показателю преломления материала плёнки. Сдвиг интерферограмм означает, что даже в ТГц области спектра ПП остаются достаточно чувствительными к наличию тонких слоёв на поверхности металла.

Таким образом, впервые была определена действительная часть показателя

преломления ПП в терагерцовом диапазоне частот. Экспериментально подтверждена высокая чувствительность фазовой скорости ПП к наличию на поверхности образца полупроводникового покрытия.

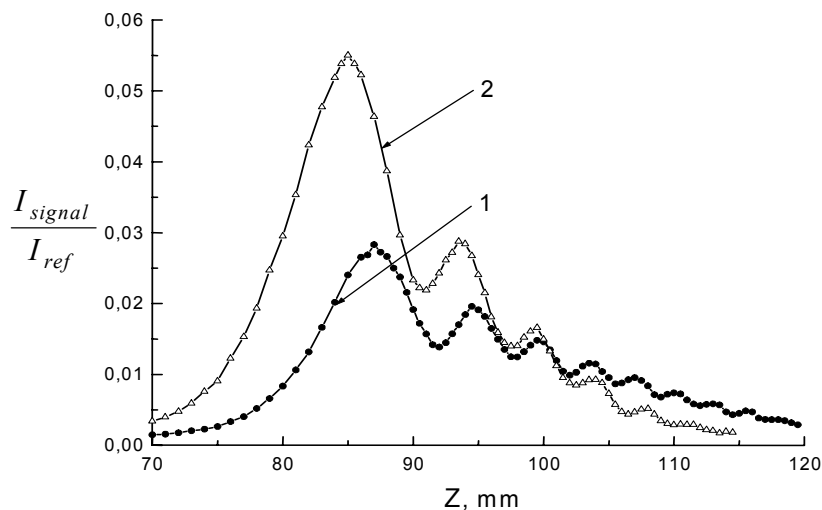


Рис.3. Интерферограммы, зарегистрированные для алюминиевого образца при длине волны излучения $\lambda=150$ мкм и различных расстояниях a , пробегаемой ПП по образцу: кривая 1 – $a=120$ мм, 2 – $a=80$ мм.

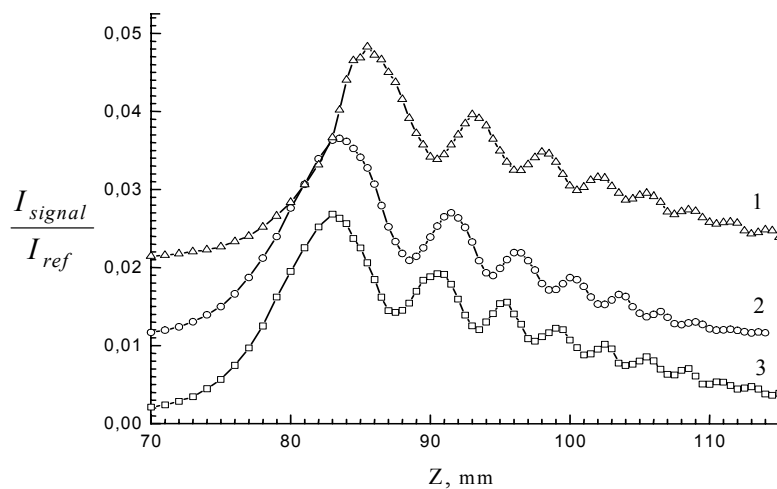


Рис.4. Интерферограммы, полученные для алюминиевого образца при $\lambda=150$ мкм и $a=120$ мм: кривая 1 – чистая поверхность образца, 2 – при наличии на поверхности Al плёнки кремния толщиной 100 нм, 3 – при наличии на поверхности Al плёнки германия толщиной 100 нм. Интерферограммы 2 и 3 искусственно смещены вдоль вертикальной оси на 0,01 и 0,02, соответственно.

4. Измерение длины распространения ТГц ПП

Для измерения длины распространения ТГц ПП мы использовали установку, схема которой приведена на рис.2 с фиксированным в плоскости образца фотоприёмником 6.

На рис.5 представлены экспериментальные зависимости I/I_0 от расстояния Δa , пройденного ПП по алюминиевому образцу с покровным германиевым слоем различной толщины d . Здесь I_0 – сила фототока при $a_0=50$ мм, I – сила фототока при $a=a_0+\Delta a$.

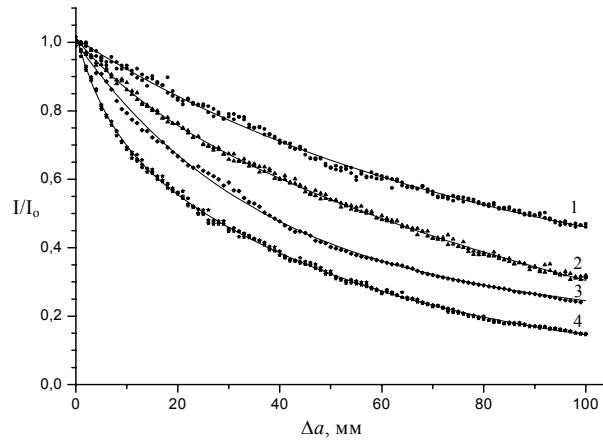


Рис.5. Измеренные зависимости интенсивности поля ПП с $\lambda=110$ мкм от пройденного ими расстояния Δa по алюминию при различной толщине d покровного слоя германия: кривая 1 – $d=0$; 2 – 0,5 мкм; 3 – 1,0 мкм; 4 – 2,0 мкм.

Последовательность точек, полученных при измерении образцов с различными d , хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией (сплошные кривые) с тем или иным коэффициентом затухания α . Располагая такими графиками, можно рассчитать как величину α :

$$\alpha = \frac{\ln(I/I_0)}{\Delta a}, \quad (4)$$

так и длину распространения ПП $L=1/\alpha$.

В Таблицу №3 сведены результаты определения значений α и L по кривым на рис.5 – $\alpha_{\text{эксп.}}$ и $L_{\text{эксп.}}$, а также расчётные значения этих величин – $\alpha_{\text{теор.}}$ и $L_{\text{теор.}}$, полученные с использованием модели Друде для диэлектрической проницаемости алюминия. Расхождение между экспериментальными и расчётными значениями α и L при $d \leq 0,5$ мкм очень велико (примерно в 30 раз при $d = 0$), но при $d = 1$ и 2 мкм экспериментальные результаты вполне удовлетворительно согласуются с расчётными.

Таблица №3

d , мкм	0	0,5	1,0	2,0
$\alpha_{\text{эксп.}}$, см ⁻¹	0,07	0,10	0,12	0,19
$\alpha_{\text{теор.}}$, см ⁻¹	0,0024	0,02	0,09	0,22
$L_{\text{эксп.}}$, см	14,3	10,0	8,3	5,3
$L_{\text{теор.}}$, см	413	52	10,9	4,5

Таким образом, мы, как и авторы более ранних работ по изучению распространения ПП в ТГц диапазоне с использованием излучения лазеров на парах метанола и воды [9-

10], вынуждены констатировать необычно большое поглощение ПП чистой (невозмущённой покровным слоем) поверхностью металла. В наших экспериментах это могло иметь место по следующим причинам: 1) наличие на поверхности алюминия поглощающей окисной плёнки; 2) методические погрешности при измерении слабого затухания, в частности, не вполне корректный учет реальной зависимости интенсивности объёмной волны от расстояния; 3) различие плазменных и столкновительных частот напылённого и кристаллического алюминия, использованных в модели Друде при оценке поглощения ПП.

Хорошее совпадение результатов экспериментов с расчётными данными при $d \geq 1,0$ мкм свидетельствует о существенном влиянии слоя германия на поглощение ПП в этом случае. Например, при $d = 2,0$ мкм в слое переносится 85%, в металле – 0,6%, в воздухе – 14,4% энергии поля ПП; при $d = 0$ последние две величины составляют 0,012% и 99,988%, соответственно.

Определённые в результате экспериментов значения α' и L были использованы для расчёта по дисперсионному уравнению ПП для двухслойной структуры (см. [1]) диэлектрической проницаемости ϵ_1 алюминия на длине волны 110 мкм. Действительная и мнимая части ϵ_1 оказались равными: $\epsilon'_1 \approx 4000$ и $\epsilon''_1 \approx 6500$, соответственно. Эти значения сильно отличаются от значений ϵ_1 , рассчитанных по модели Друде для кристаллического алюминия. По нашему мнению, основной причиной этого расхождения может являться существенное различие значений плазменных и столкновительных частот для напылённого и кристаллического алюминия ($\nu_p = 11900 \text{ см}^{-1}$ и $\nu_c = 660 \text{ см}^{-1}$).

Таким образом, нами установлено, что реальное поглощение поверхностных плазмонов алюминиевым образцом на терагерцовых частотах значительно больше рассчитанного с использованием модели Друде. Кроме того, нанесение на поверхность алюминия прозрачного слоя германия позволяет управлять как поглощением, так и фазовой скоростью ПП, что открывает перспективу применения спектроскопии поверхностных плазмонов в дальнем ИК диапазоне.

Литература

1. Поверхностные поляритоны. Поверхностные электромагнитные волны на границах сред. Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.
2. А.К. Никитин, Плазменная оптометрия, Дисс. д.т.н., НТЦ УП РАН. М., 2002. 270 с.
3. G.N., Zhizhin, V.A. Yakovlev, Physics Reports, 194(5/6), 281(1990).
4. Handbook of optical constants of solids. Ed. by E.D. Palik. Academic Press, USA, 1998. 804 p.
5. Z. Schlesinger, A.J. Sievers, Phys. Rev.(B), 26(12), 6444 (1982).
6. С.А. Воронов, Г.Н. Жижин, С.А. Киселёв и др., Компьютерная оптика, (4), 66 (1989).
7. V.I. Silin, S.A. Voronov, V.A. Yakovlev, G.N. Zhizhin, International J. of Infrared and Millimeter Waves. 10(1), 101 (1989).
8. Y.U. Jeong, G. M. Kazakevitch, B.C. Lee, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (A), 483, 195 (2002).
9. D.L. Begley, R.W. Alexander, C.A. Ward, et al., Surface Science, 81, 245 (1979).
10. K.W. Steijn, R.J. Seymour, G.I. Stegeman, Applied Phys. Letters, 49(18), 1151 (1986).

3. ПЕРВОЕ РАБОЧЕЕ СОВЕЩАНИЕ «ГЕНЕРАЦИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ» 24 – 25 НОЯБРЯ 2005 Г., НОВОСИБИРСК

Первое рабочее совещание «ГЕНЕРАЦИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ» было проведено в Новосибирске для обсуждения результатов выполнения Программы №29 Президиума РАН. ОРГАНИЗАТОРЫ: ИЯФ СО РАН и ИХКиГ СО РАН, Новосибирск. Место проведения заседаний – конференц-зал ИХКиГ СО РАН.

Для участия в Совещании зарегистрировалось 94 чел. из 24 организаций. На заседаниях присутствовали более 120 чел. Из них:

Иногородные - 10 участников из 6 организаций Москвы, Н.Новгорода, Томска:

ИФМ РАН, Нижний Новгород
ИФП РАН им. П.Л.Капицы, Москва
ИПФ РАН, Нижний Новгород
РУДН, Москва
ИОА СО РАН, Томск
МЛЦ МГУ, Москва

Новосибирские – 84 участника из 18 организаций:

ИЯФ СО РАН
ИХКиГ СО РАН
ИАиЭ СО РАН
ИГиЛ СО РАН
ИК СО РАН
ИЛФ СО РАН
ИНХ СО РАН
ИПФ СО РАН
ИТ СО РАН
ИТПМ СО РАН
ИФП СО РАН
ИЦиГ СО РАН
КТИВТ СО РАН
КТИНП СО РАН
МТЦ СО РАН
НИОХ СО РАН
Филиал ИМП СО РАН
НГУ

Но Совещании было заслушано 22 доклада. В рамках Совещания была проведена экскурсия на Новосибирский лазер на свободных электронах и круглый стол. Планируется публикация сборника докладов, которые будут также они представлены на сайте <http://www.kinetics.nsc.ru/center/index.html> Сибирского центра фотохимических исследований.

Программы Совещания прилагается.

Программа Первого рабочего совещания «Генерация и применение терагерцового излучения»
24 – 25 ноября 2005 г., Новосибирск
(Заседания проводятся в конференц-зале ИХКиГ СО РАН)

24 ноября, четверг

Председатель секции: А.К.Петров

- 09:00 – 10:20 Регистрация участников – холл 3-го этажа ИХКиГ СО РАН.
10:20 – 10:30 С.А.Дзюба (ИХКиГ СО РАН, Новосибирск) **Вступительное слово.**
10:30 – 10:50 Г.Н.Кулипанов (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) **О программе Президиума РАН «Электромагнитные волны терагерцового диапазона».**
10:50 – 11:20 Н.А.Винокуров (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) **Состояние дел и перспективы Сибирского центра фотохимических исследований.**

Председатель секции: Н.А.Винокуров

- 11:35 – 12:20 Б.А.Князев (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) **Источники терагерцового излучения на электронных пучках и эксперименты с их применением (обзор).**
12:20 – 12:50 В.Л.Братман (ИПФ РАН, Нижний Новгород) **Разработка вакуумных приборов терагерцового диапазона.**
12:50 – 13:20 В.Я.Алешкин (ИФМ РАН, Нижний Новгород) **Возможности параметрической генерации терагерцового излучения в полупроводниковых лазерах и волноводах.**
13:20 – 13:50 А.П.Шкуринов (МГУ, Москва) **Импульсное терагерцовое излучение: от новых источников к новым приложениям.**

Председатель секции: В.Л.Братман

- 15:00 – 15:45 В.В.Кубарев (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) **Детекторы терагерцового излучения (обзор).**
15:45 – 16:15 В.Ф.Вдовин, И.И.Зинченко, И.В.Кузнецов, В.П.Кошелец, Ю.Н.Ноздрин, А.Ю.Климов (ИПФ РАН, Нижний Новгород) **Высококчувствительный сверхпроводниковый анализатор спектра субмиллиметрового диапазона длин волн для радиоастрономии и атмосферных исследований.**
16:15 – 16:45 А.К.Никитин, Г.Д.Богомолов, Г.Н.Жижин, В.В.Завьялов (РУДН, ЦКБНП РАН, ИФП РАН, Москва) **Изучение поверхностных свойств веществ на терагерцовом лазере на свободных электронах в KAERI.**
16:45 – 17:15 В.И.Яковлев, В.М.Фомин (ИТПМ СО РАН, Новосибирск) **Возможности применения лазерного излучения для решения задач аэродинамики.**
17:35 – 18:45 **Экскурсия на ЛСЭ, демонстрации, круглый стол.**

25 ноября, пятница

Председатель секции: Б.А.Князев

09:30 – 10:05 А.К.Петров (ИХКиГ СО РАН, Новосибирск) **Химия и биология в терагерцовом диапазоне (обзор).**

10:05 – 10:35 С.Е.Пельтек (ИЦиГ СО РАН, Новосибирск) **Мягкая абляция биологических объектов излучением терагерцового ЛСЭ.**

10:35 – 11:05 В.В.Каичев, В.И.Бухтияров (ИК СО РАН, Новосибирск) **Применение терагерцового излучения в молекулярной спектроскопии (обзор).**

11:05 – 11:35 В.В.Кубарев (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) **Диагностические и демонстрационные эксперименты с излучением ЛСЭ.**

11:35 – 11:45 В.П.Федин, А.К.Петров, А.С.Козлов, С.Б.Малышкин (ИХКиГ СО РАН, ИНХ СО РАН, Новосибирск) **Мягкая абляция металлических наноструктур.**

Председатель секции: И.К.Игуменов

12:00 – 12:25 Г.Д.Богомолов, В.Д.Громов (ИФП РАН, Москва) **Терагерцовые свойства космической пыли.**

12:25 – 12:55 Е.В.Суворов (ИПФ РАН, Нижний Новгород) **Генерация и детектирование сверхширокополосных когерентных терагерцовых импульсов оптическими методами и демонстрационные эксперименты по приложениям.**

12:55 – 13:25 Б.А.Князев (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) **Визуализация изображений и голография в терагерцовом диапазоне.**

13:25 – 13:45 А.Д.Вихарев, А.М.Горбачев, А.В.Козлов, В.А.Колданов, А.Г.Литвак, Н.М.Овечкин, Ю.В.Быков, Г.Г.Денисов, В.В.Паршин, Д.Б.Радищев (ИПФ РАН, Нижний Новгород) **Высокоскоростное выращивание поликристаллических алмазных плёнок и пластин, основанное на использовании газового разряда в пучках миллиметровых волн (CVD – технология).**

Председатель секции: Г.Д.Богомолов

15:00 – 15:30 Ю.Н.Пономарев, Г.Г.Матвиенко (ИОА СО РАН, Томск) **Перспективы использования терагерцового диапазона в атмосферной оптике.**

15:30 – 15:50 Е.Н.Чесноков (ИХКиГ СО РАН, Новосибирск) **Постановка эксперимента по наблюдению когерентных эффектов во вращательной спектроскопии.**

15:50 – 16:20 И.К.Игуменов, П.П.Семянников, В.В.Крисюк, В.П.Махнанов, Л.А.Мироненко, С.В.Трубин, А.Е.Тургамбаева, Н.Г.Гаврилов, В.В.Кубарев, В.М.Попик, М.А.Щеглов, Л.В.Куйбида, И.Ф.Головнев (ИНХ СО РАН, ИЯФ СО РАН, ИХКиГ СО РАН, ИТПМ СО РАН, Новосибирск) **Рабочая станция для исследования процессов селективной многофотонной диссоциации сложных молекул в паровой фазе и на поверхности с использованием излучения Новосибирского лазера на свободных электронах.**

Председатель секции: Г.Н.Кулипанов

16:40 – 18:00 Круглый стол **Подведение итогов: перспективы исследований в терагерцовом диапазоне**