

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки
Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения
Российской академии наук
(ИАиЭ СО РАН)

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение
высшего образования
«Новосибирский национальный
исследовательский государственный
университет»

На правах рукописи

Рыбак Алина Анатольевна

**Развитие методов и техники фильтрации и субдискретизации
в импульсной терагерцовой спектроскопии**

1.3.6 – «Оптика»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к. т. н. Н. А. Николаев

Новосибирск — 2024

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
ГЛАВА 1. ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ.....	12
1.1. Импульсная терагерцовая спектроскопия. Описание экспериментальной установки...12	
1.2. Теорема отсчётов Уиттакера-Котельникова-Шеннона.....17	
1.3. Субдискретизация и эффект алиасинга.....22	
1.4. Восстановление сигнала при детектировании с субдискретизацией27	
ГЛАВА 2. ПРИМЕНЕНИЕ АНТИАЛИАСНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ В ИТС	32
2.1. Актуальность применения низкочастотной фильтрации в спектроскопии.....32	
2.2. Описание и исследование характеристик низкочастотных квазиоптических фильтров	34
2.3. Описание и исследование спектральных характеристик полосовых пропускающих фильтров.....37	
2.4. Тестирование метода антиалиасной фильтрации в ИТС с помощью измерения эталонных полосовых пропускающих фильтров	39
ГЛАВА 3. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ С СУБДИСКРЕТИЗАЦИЕЙ В ИТС.....	43
3.1. Актуальность применения узкополосных пропускающих фильтров в ИТС.....43	
3.2. Разработка узкополосного пропускающего полосового фильтра на основе эталона Фабри-Перо	48
3.3. Тестирование метода субдискретизации в ИТС при исследовании пропускания кремниевой пластины	65
ГЛАВА 4. ИМПУЛЬСНАЯ ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ АНТИАЛИАСНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ.....	68
4.1. Исследования температурной зависимости оптических свойств кристаллов КТР в терагерцовом спектральном диапазоне	68
4.2. Исследование температурной зависимости диэлектрических свойств кристалла SBN-75 в терагерцовом спектральном диапазоне	78
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	89
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ.....	91
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	95

ВВЕДЕНИЕ

Терагерцовый диапазон (ТГц) спектра электромагнитного излучения обычно определяется нижним пределом в 100 ГГц (3 мм), выше которого электронные источники в значительной степени теряют в эффективности, [1] и верхним пределом в 10 ТГц (30 мкм), самая низкая частота, доступная для диодных лазерных источниках на основе солей свинца [2].

Данный диапазон излучения из-за своих уникальных свойств уже давно признан многообещающим как для фундаментальных, так и прикладных исследований. Терагерцовое излучение обладает низкой энергией кванта (частоте 1 ТГц соответствует энергия 4,1 мэВ), и как следствие, является неионизирующим в отличие от рентгеновских лучей, а потому считается безопасным для объектов живой природы и человека. Хотя, стоит отметить не до конца изученные эффекты взаимодействия ТГц волн с большими биологическими молекулами – белками. Считается, что их конформационное колебание соответствует ТГц-спектру, и потенциально излучение может оказать влияние на выполнение белком своих биологических функций. Однако, ТГц-волны чувствительны к полярным жидкостям, в частности к воде, и поэтому не проникают глубоко сквозь кожу. Благодаря этому свойству, с помощью ТГц-волн осуществляют диагностику кожных и подкожных заболеваний, ушибов и опухолей, в том числе меланомы [3,4]. Также есть случаи применения излучения в фармацевтике: контроль целостности оболочек таблеток, состава и фазы (кристаллическая или аморфная) активного вещества в них [5]. В промышленности ТГц-системы применяются для контроля полимерной продукции и покрытий. Нельзя обойти стороной и перспективы развития телекоммуникационной сферы, в том числе беспроводных сетей, открывающиеся с ростом частот передачи до субтерагерцового диапазона [6,7].

Долгое время технологическое отставание ТГц-диапазона, связанное с низкой эффективностью генерации и регистрации излучения, ограничивало исследовательские усилия во всём мире, что постепенно привело к вхождению в обиход фразы «терагерцовый провал» («THz gap»). Несмотря на то, что активное развитие шло в микроволновых, инфракрасных и оптических диапазонах, повышая их доступность для лабораторного и прикладного применения, в терагерцовом диапазоне такого прогресса не наблюдалось. Переломным моментом можно считать конец 1980-х годов, когда был изобретен новый метод в этой спектральной области, который привел к значительному скачку научной активности. Несколько групп, Астона из Bell Labs и Гришковского из IBM, разработали методы генерации и регистрации ТГц-волн на основе преобразования энергии фемтосекундных лазерных

источников. На их основе созданы спектроскопические системы, в настоящее время распространённые по всему миру.

Несмотря на свою перспективность, ТГц-спектроскопия долгое время ограничивалась отсутствием подходящего инструментария. Синтезаторы с линейной частотной модуляцией миллиметрового и субмиллиметрового диапазона охватывают частоты до 100 ГГц, более высокие частоты доступны только при использовании дискретных источников и умножителей, значительно теряющих энергию при преобразовании. С другой стороны, доступ к ТГц-диапазону со стороны инфракрасной Фурье-спектроскопии затруднен из-за низкой яркости некогерентных источников и большому уровню шумов детекторов в этой области спектра, требующих криогенное охлаждение.

Импульсная терагерцовая спектроскопия (ИТС, в англоязычной литературе – Terahertz Time-Domain Spectroscopy, THz-TDS) – это относительно молодой спектроскопический метод, радикально преодолевающий эти трудности. За последние несколько лет его преимущества привели к быстрому распространению от немногочисленных экспериментов с фемтосекундными лазерами до исследований в широком диапазоне научных дисциплин. Метод ИТС основан на электромагнитных переходных процессах, возбуждаемых с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Эти процессы, происходящие на субпикосекундных временах, порождают однопериодные колебания электромагнитного поля, обычно длительностью менее 1 пс, спектр которых может охватывать диапазон от 50 ГГц до 6 ТГц и более. Благодаря высокой когерентности и повторяемости лазерных импульсов и генерируемых ими терагерцовых волн, применение детектирования с оптическим стробированием в интерферометрической схеме (кросскорреляция) позволяет напрямую измерять изменение во времени электрического поля терагерцовой волны с разрешением в доли пикосекунды. Основываясь на времени задержки распространения ТГц-волны в исследуемой среде, регистрируемые таким образом амплитуда и фаза колебания поля, позволяют определить с высокой точностью абсолютные значения, как мнимой, так и действительной частей диэлектрической проницаемости среды. Это в свою очередь избавляет от необходимости применения соотношения Крамерса-Кронига, как, например, в инфракрасной спектроскопии отражения. А благодаря тому, что пиковая интенсивность импульсных ТГц полей значительно превышает среднюю интенсивность тепловых некогерентных источников, и тому, что стробоскопическое когерентное детектирование оказывается на порядки более чувствительным, чем болометрический метод, техника ИТС обладает внушающими значениями динамического диапазона значительно превышающих 60 дБ.

При этом возможности ИТС выходят далеко за рамки линейной стационарной спектроскопии. Поскольку переходные процессы, сопровождающиеся излучением ТГц-волны, жёстко синхронизированы по времени с возбуждающими их оптическими импульсами, ИТС идеально подходит для времяразрешающей спектроскопии «накачка-зондирование» (в англоязычной литературе – Pump-Probe), что дает возможность изучения трансформации спектров, исследуемых образцов, после импульсного оптического возбуждения на субпикосекундной временной шкале.

Количество групп, применяющих импульсную терагерцовую спектроскопию, возросло с нескольких единиц в 1990 г. до нескольких десятков к 2000 г., а в настоящее время и вовсе не поддается счету. Помимо физики твёрдого тела [7], ТГц-спектроскопия находит всё больше применений в различных областях исследований, включая химию [8–10] и биологию [3,4]. В то же время стали появляться новые ТГц-источники, такие как, квантово-каскадные лазеры [11], а также интегральные схемы на основе кремния [12] или полупроводников III–V типов [13].

Демонстрация адаптации ИТС для построения изображений, впервые показанная в 1995 г. [14], заложила перспективы применения ТГц-методов за пределами фундаментальных исследований, таких как ТГц-визуализация, картирование [15,16] и зондирование [17,18].

Помимо определения характеристик новых материалов и изучения основных физических явлений, растёт влияние ИТС на коммерческий рынок. Многообещающие приложения включают в себя внедрение метода в промышленные процессы, газоанализ, химический анализ, определение характеристик диэлектрических и полупроводниковых подложек и т.д. В свете быстрого развития техники ИТС, следующего за прогрессом в области разработки фемтосекундных лазеров, лежащих в основе метода, существует необходимость в усовершенствовании используемых спектроскопических подходов.

Как можно заметить, у излучения терагерцового диапазона много особенностей и областей его использования. Однако совместно с внедрением метаматериалов или их двумерных аналогов метаповерхностей возможно значительное расширение границ применения метода ИТС. Геометрия и диэлектрические характеристики используемых материалов непосредственно влияют на амплитудные и фазочастотные характеристики метаповерхностей. Это позволяет при их моделировании наперёд задавать необходимые электродинамические и оптические свойства, что и привело к широкому распространению квазиоптических устройств на базе метаматериалов. Они включают в себя частотные фильтры, контроллеры поляризации, линзы, фокусаторы и иные преобразователи пучков терагерцового

излучения. Стоит также отметить сенсоры, принцип которых построен на усиление локального поля в субволновых структурах метаповерхностей (локализованный плазмонный резонанс), которые значительно увеличивают чувствительность метода ИТС и, следовательно, позволяют измерять чрезвычайно малые концентрации веществ или свойства сверхтонких пленок, что открывает путь новым коммерческим приложениям. Длины волн терагерцового излучения составляют порядка сотен микрон, поэтому достижение субволновых критериев при разработке метаповерхностей возможно с помощью доступных в настоящее время методов литографии.

Как уже было сказано ранее, современные коммерчески доступные ИТС охватывают широкий диапазон частот – от 50 ГГц до 6 ТГц, что связано с широкополосной природой источника и детектора ТГц-волн. Однако часто определённые спектроскопические задачи не требуют столь широкой полосы. Для определенных задач требуется выделить только низкочастотную область ТГц-спектра. К таким задачам относятся, например, исследование мягких мод в сегнетоэлектриках, частоты которых стремятся к нулю при температуре фазового перехода; исследование свойств материалов и разработка устройств миллиметрового диапазона (120–350 ГГц), в том числе для систем телекоммуникации будущего поколения; исследование водных растворов, включая биологические (поскольку даже тончайшие слои воды не пропускают излучение выше 1 ТГц); и другие задачи. К приложениям, требующим проведение исследований в ограниченной спектральной полосе, можно отнести газоанализ; исследование узких фоновых мод кристаллических структур; характеристика метаповерхностей, включая сенсоры, с характерными высокодобротными резонансами, расположенным в ограниченной части ТГц-спектра.

Опираясь на вышеописанное, можно заключить, что при низкочастотных измерениях целесообразным является подавление неинформативных коротковолновых компонент спектра с помощью фильтров низких частот (ФНЧ), что в соответствии с теоремой отсчётов позволяет увеличить шаг дискретизации. В результате чего, в эксперименте общее время измерения может быть сокращено или снижена погрешность измерения при сохранении общего времени за счёт увеличения временной константы интегрирования сигнала на каждом шаге. Применяемые в таком случае ФНЧ называют антиалиасиными (anti-aliasing) фильтрами, поскольку они предотвращают смешение информативного спектра сигнала с компонентами (алиасами), лежащими выше частоты Найквиста. В электронике и цифровой обработке применение таких фильтров является строгой необходимостью, однако в оптических и квазиоптических измерениях зачастую игнорируется. Последнее, как правило, связано с тем, что разработка терагерцового квазиоптического ФНЧ с наперёд заданными характеристиками

и большим коэффициентом внеполосового подавления является нетривиальной задачей с технологической точки зрения.

Другой подход для улучшения характеристик ИТС основан на применении узкополосных полосовых пропускающих фильтров (ППФ) и реализации метода субдискретизации (англ. undersampling). Субдискретизация – это широко распространённая техника использования эффекта алиасинга в цифровой электронике, которая, к примеру, применяется в современных радиоприёмниках. Однако для реализации этого подхода необходимо удовлетворять ряду критериев. Например, для восстановления сигнала при детектировании с пониженной выборкой (субдискретизацией) система детектирования должна удовлетворять критерию, постулируемому теоремой отсчетов. Также необходимо учесть требования на ширину полосы и степень внеполосового подавления используемого фильтра. По предварительным оценкам при внеполосовом подавлении более 40 дБ, необходимая ширина ППФ должна составлять не менее 4% на полувысоте, для двукратного сокращения времени дискретизации или менее 2% для четырехкратного сокращения. Исходя из анализа литературы, подходы, основанные на антиалиасной фильтрации и субдискретизации, не были реализованы в импульсной терагерцовой спектроскопии до этого момента.

В рамках данной работы предлагается применить вышеописанные методики для исследования сегнетоэлектрических кристаллов. Научная значимость и необходимость исследования линейной и в том числе нелинейной восприимчивости сегнетоэлектриков, обусловлена потенциалом их применения в качестве нелинейно-оптических преобразователей ТГц частот и их преимуществом перед полупроводниковыми (ПП) кристаллами и структурами, традиционно применяемых для решения этих задач. Сегнетоэлектрики лишены недостатков, связанных с диссипацией энергии на свободных носителях зарядов и их ограниченной подвижностью. При этом они обладают огромными значениями квадратичной нелинейной восприимчивости в ТГц-диапазоне (на 3–4 порядка большей относительно оптического диапазона) [19], наличием естественного или искусственного фазового синхронизма для процесса трехволнового смешения (генерация второй гармоники – ГВГ, генерация суммарных и разностных частот: ГСЧ и ГРЧ), имеют высокий порог электрического пробоя, и возможность применения микрорезонаторов или метаматериалов [20] для повышения концентрации поля на основе доступных технологий литографии и лазерной записи. Дополнительным преимуществом сегнетоэлектриков является возможность записи в них волноводных структур и их интеграция с оптическим волокном [21], что позволит расширить потенциал предлагаемого подхода в области радиофотоники.

В настоящей работе выбраны два сегнетоэлектрических кристалла, условно представляющие крайние случаи проявления их природы. Первый кристалл — это титанил-фосфат калия (KTiOPO_4 , или КТР), который является жестким сегнетоэлектриком, т.е. его точка Кюри $T_c = 936 \text{ }^\circ\text{C}$ лежит далеко от комнатной температуры и близка к точке плавления $T_{пл} = 1172 \text{ }^\circ\text{C}$. Кристаллы КТР, широко распространенные в нелинейной оптике, и исходя из ряда исследований, можно заключить, что они обладают высоким потенциалом в качестве генераторов терагерцовых частот [22–25]. Второй кристалл — это ниобат бария-стронция ($\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$, SBN), который обладает размытым фазовым переходом вблизи комнатной температуры, $T_c \approx 65 \text{ }^\circ\text{C}$, вследствие чего его относят к мягким сегнетоэлектрикам, или релаксорам. Он обладает огромными значениями электрооптического коэффициента >1000 пм/В в области низких частот. Предположительно на терагерцовых частотах значение электрооптического коэффициента также должно принимать большие значения, что закладывает потенциал данного кристалла, как эффективного сверхвысокочастотного модулятора.

Подводя итог всего вышеописанного, можно определить **цель данной работы**, которая заключается в развитии методов и техники антиалиасной фильтрации и субдискретизации в широкополосной импульсной терагерцовой спектроскопии посредством разработки и применения квазиоптических фильтров на базе интерференционных метаповерхностей с целью повышения точности и сокращения времени измерения спектра в ограниченной частотной полосе при исследовании диэлектрических свойств сегнетоэлектрических кристаллов.

Для достижения поставленной цели были поставлены **следующие задачи**:

Исследование свойств и применение интерференционных метаповерхностей в качестве антиалиасных фильтров при исследовании характеристик модельных образцов в низкочастотной области спектра техникой импульсной терагерцовой спектроскопии с увеличенным шагом выборки;

Разработка, исследование характеристик и тестирование узкополосного пропускающего полосового фильтра на основе интерференционных метаповерхностей при исследовании характеристик модельных образцов с применением метода субдискретизации в импульсной терагерцовой спектроскопии;

Исследование терагерцовых оптических и диэлектрических характеристик сегнетоэлектрических кристаллов титанил-фосфата калия (KTiOPO_4) и ниобата бария-

стронция ($\text{Sr}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{Nb}_2\text{O}_6$, SBN-75) в субтерагерцовом спектральном диапазоне с применением антиалиасных фильтров.

Научная новизна работы:

Предложен способ сокращения времени измерения импульсных терагерцовых спектрометров для случая низкочастотных измерений, основанный на применении высокоэффективных интерференционных емкостных микроструктур в качестве антиалиасных (anti-aliasing) фильтров и одновременном увеличении интервала дискретизации системы регистрации спектрометра. Способ протестирован при измерении спектров пропускания эталонных образцов – пропускающих полосовых фильтров с центральными частотами 156 и 376 ГГц и шириной полосы на полувысоте $\sim 12\%$. В результате показано уменьшение времени измерения спектрометра до 12 раз при сохранении точности измерений.

Разработана конструкция узкополосного квазиоптического фильтра, основанная на эталоне Фабри-Перо в виде полипропиленовой плёнки с сеточными рефлекторами, который совмещается с широкополосным полосовым пропускающим фильтром, подавляющим высшие резонансы эталона. На примере измерения пропускания кремниевой пластины с помощью разработанного фильтра с центральной частотой в окрестности 850 ГГц и с полной шириной на полувысоте менее 4% впервые экспериментально показана возможность реализации метода субдискретизации в импульсной терагерцовой спектроскопии, позволившего сократить время измерения в 2 раза.

Исследована температурная зависимость оптических свойств кристаллов KTiOPO_4 в субтерагерцовой области спектра в диапазоне температур $-192 \div +150$ °С. Изменения трёх главных компонент показателя преломления кристалла описаны универсальными выражениями Зельмейера. Показано, что коэффициенты выражений Зельмейера демонстрируют близкие к линейной температурные зависимости, что свидетельствует о незначительном влиянии ионного механизма проводимости кристалла на оптические свойства в терагерцовом спектральном диапазоне.

Исследована комплексная диэлектрическая проницаемость монокристалла $\text{Sr}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{Nb}_2\text{O}_6$ в субтерагерцовой области спектра в диапазоне температур $+25 \div +200$ °С. Показано, что характер и спектр диэлектрической проницаемости в диапазоне 0,2 – 1 ТГц для излучения, поляризованного ортогонально полярной оси кристалла, не меняется с температурой, в то время как для излучения, поляризованного вдоль полярной оси, наблюдается рост диэлектрической проницаемости при нагреве до 100 °С и последующее

уменьшение при дальнейшем нагреве кристалла, соответствующее уширенному фазовому переходу характерному для сегнетоэлектриков релаксорного типа.

Практическая значимость работы:

Предложенные методы позволяют сократить время измерения сигналов импульсных терагерцовых спектрометров при исследовании в ограниченной, представляющей интерес частотной области и при реализации техники терагерцовой визуализации. Это достигается через антиалиасную фильтрацию с последующим увеличением интервала дискретизации, а также через полосовую фильтрацию с применением субдискретизации.

Полученные термооптические свойства кристаллов KTiOPO_4 позволят учесть влияние температуры в широком диапазоне при разработке нелинейно-оптических генераторов терагерцового излучения на основе данных кристаллов.

Измеренная комплексная диэлектрическая проницаемость монокристалла $\text{Sr}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{Nb}_2\text{O}_6$ позволит на его основе разрабатывать нелинейно-оптические и электронные устройства, в которых требуются среды с большими значениями диэлектрической восприимчивости и электрооптического коэффициента.

Защищаемые положения:

Применение высокоэффективных емкостных микроструктур в качестве антиалиасных (anti-aliasing) фильтров в широкополосной импульсной терагерцовой спектроскопии в случае субтерагерцовых измерений позволяет сократить время измерения сигнала спектрометра до 12 раз при сохранении точности измерений.

Применение узкополосных квазиоптических фильтров с полной шириной на полувысоте менее 4% позволяет реализовать метод субдискретизации в импульсной терагерцовой спектроскопии и сократить время измерения сигнала спектрометра в 2 раза.

Дисперсия трёх главных компонент показателя преломления кристалла KTiOPO_4 в диапазоне 0,2 – 1 ТГц может быть описана одночленными выражениями Зельмейера с линейной зависимостью значений коэффициентов для диапазона температур $-192 \div +150$ °С.

Апробация работы. Результаты работы докладывались автором на: международной научно-технической конференции «Молодежь, инновации, технологии» (Новосибирск 2019), Российской конференции и школе молодых учёных по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники ФОТОНИКА (Новосибирск 2019); 58-й Международной научной студенческой конференции МНСК (Новосибирск, 2020); 59-й

Международной научной студенческой конференции МНСК. Фотоника и квантовые оптические технологии. (Новосибирск, 2021); XV международная конференция Pulsed Lasers and Laser Applications AMPL (Томск, 2021); IX международный симпозиум Modern Problems of Laser Physics – MPLP (Новосибирск 2021); 60-й Международной научной студенческой конференции МНСК. Фотоника и квантовые оптические технологии, (Новосибирск, 2022); 5-й международной конференции «Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications» TERA (Москва, 2023), XVI международная конференция Pulsed Lasers and Laser Applications AMPL (Томск, 2023), Российской конференции и школе молодых учёных по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники ФОТОНИКА (Новосибирск 2023).

Личный вклад. Все экспериментальные результаты, изложенные в работе, получены автором лично или при его участии. Автор лично провёл численное моделирование разрабатываемых узкополосных пропускающих фильтров и экспериментально исследовал их спектральные характеристики. Автор выполнял обработку экспериментальных данных, принимал активное участие в обсуждении полученных результатов и их интерпретации, и также в подготовке научных публикаций.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 26 работ, в том числе 3 статьи в изданиях, рекомендованных ВАК, 21 – тезисы международных и всероссийских конференций, получено 2 свидетельства о регистрации NoU-Хау.

ГЛАВА 1. ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ

1.1. Импульсная терагерцовая спектроскопия. Описание экспериментальной установки

Импульсная терагерцовая спектроскопия (ИТС) стала перспективным спектроскопическим методом в таких областях, как химия [17], материаловедение [26], телекоммуникации [27] и медицина [28,29]. Диапазон приложений данного метода спектроскопии продолжает расширяться с каждым годом. Терагерцовый (ТГц) диапазон является перспективным для анализа низкочастотной (0,1 – 1 ТГц) диэлектрической спектроскопии жидкостей [30]. Субтерагерцовые исследования также важны при изучении мод в молекулярных кристаллах. ИТС в сочетании с теорией функционала плотности (в зарубежной литературе Density Functional Theory, DFT) [31–34] открывает новые перспективы в анализе структурных и функциональных характеристик аминокислот [31,35–37], белков [38], лекарственных [39] и взрывчатых веществ [32,40]. Последний класс веществ представляет особый интерес благодаря уникальным способностям терагерцового излучения проникать сквозь текстильные материалы, что делает его мощным инструментом для обнаружения материалов, скрытых под одеждой. Существуют такие приложения, в которых ИТС оптимизируется для обнаружения взрывчатых устройств и оружия [41,42]. В области материаловедения ИТС идеально подходит для исследований подвижности носителей заряда, поскольку они отражают и поглощают терагерцовое излучение. ИТС применяется для исследования проводящих материалов [43], топологических изоляторов [44,45] и сверхпроводников [46]. Помимо этого, в данном диапазоне были изучены свойства графена [47,48]. В случае с графеном, продемонстрировано, что ИТС с пространственным разрешением является эффективным инструментом для проверки однородности изготовленных слоёв [49]. Кроме того, возрастает заинтересованность в ИТС как инструмента контроля качества различных материалов. В частности, ИТС можно использовать для измерения процесса высыхания и конечной толщины лакокрасочных покрытий [50,51], что приводит к снижению финансовых расходов и сокращению времени на обработку материалов. Интерес к ИТС со стороны медицинского сообщества в последние годы только возрастает: эксперименты позволяют выявлять рак кожи [52] и отслеживать изменения рубцов [53]. Кроме того, ИТС можно использовать для обнаружения дрожжей [54], бактерий [55] и вирусов [56] с помощью ТГц-метаматериалов.

Обычно спектроскопия связана с энергией, длинами волн или частотами фотонов, проходящих через образец. В случае ИТС измеряется не интенсивность, а напряженность поля полученных терагерцовых импульсов. ТГц электрическое поле на детекторе обычно

составляет порядка 10–100 В/см и имеет длительность несколько пикосекунд. Поэтому требуется быстрый и чувствительный метод регистрации электрического поля. Прямые электрические детекторы обычно имеют время нарастания и время спада в диапазоне от пикосекунд до наносекунд и, следовательно, не обладают достаточно высоким временным разрешением. Способ достижения субпикосекундного разрешения заключается в использовании оптических методов, в которых сверхкороткий оптический импульс инфракрасного диапазона (обычно короче 100 фс) делится на два для генерации и регистрации терагерцового поля [57] (Рис. 1).

Измерения в ИТС основаны на дискретизации неизвестного терагерцового поля известным фемтосекундным лазерным импульсом, так называемым считывающим импульсом. ИТС использует свёртку короткого импульса считывания с более длинным ТГц импульсом. Такие детекторы ТГц излучения измеряют ТГц поле, а не интенсивность, и сигнал регистрируется только тогда, когда оптический считывающий импульс детектируется одновременно с ТГц импульсом. Механизм детектирования ТГц-сигнала $S(t)$ можно описать следующим образом:

$$S(t) \propto I_{opt}(t)E_{THz}(t) \quad (1)$$

Где $I_{opt}(t)$ – интенсивность лазерного импульса, $E_{THz}(t)$ – напряжённость терагерцового импульса в момент времени t . Данное выражение предполагает, что сигнал $S(t)$, который мы наблюдаем, напрямую пропорционален произведению интенсивности оптического считывающего импульса и электрического поля ТГц-сигнала. Однако, если детекторы медленные для прямой записи высокоскоростного изменения $E_{THz}(t)$, используется свёртка (\otimes), чтобы обойти ограничения детекторов [57]:

$$S(t_1) \propto I_{opt}(t) \otimes E_{THz}(t_1) \quad (2)$$

Поскольку оптический импульс значительно короче терагерцового импульса, его можно аппроксимировать дельта-функцией:

$$S(t_1) \propto I_{opt}(t) \otimes E_{THz}(t_1) \approx \delta(t) \otimes E_{THz}(t_1) = E_{THz}(t_1) \quad (3)$$

Тот факт, что детектор чувствителен только в том случае, если оба импульса регистрируются одновременно, и что оптический импульс значительно короче терагерцового импульса, позволяет измерять терагерцовое поле как функцию времени. Кроме того, детектор чувствителен к знаку электрического поля. То есть происходит измерение зависящей от времени амплитуды, в отличие от других методов, (например, Фурье-спектроскопия), которые

измеряют только интенсивность $[E^2(t)]$ электромагнитного сигнала и, следовательно, не фиксируют информацию о фазе.

Измеряемый сигнал соответствует амплитуде ТГц поля в момент времени t_1 . Следующим шагом является измерение сигнала во всех временных точках (Рис. 2). Это достигается задержкой считывающего импульса относительно терагерцового импульса с помощью линии задержки. Выходной сигнал лазера разделяется на два пучка, как показано на Рис. 1. Один из пучков используется для генерации ТГц излучения, а другой считывающий – для регистрации. Временная задержка достигается за счёт увеличения длины пути одного из пучков. Время прохождения лазерного импульса $t = s/c$, где s — длина пути, c — скорость света. Это упрощает проблему фемтосекундного временного разрешения до пространственного разрешения в микрометрах, так как при работе с такими короткими временными интервалами, как фемтосекунды (10^{-15} секунд), прямое измерение времени в некоторых случаях может быть затруднено. Однако, если мы можем контролировать время прохождения пучка, изменяя пространственное расстояние, которое он должен пройти, мы переводим задачу измерения сверхкоротких временных интервалов в более простую задачу измерения пространственных расстояний. Скорость движения линии задержки определяет интервал дискретизации во временной области.

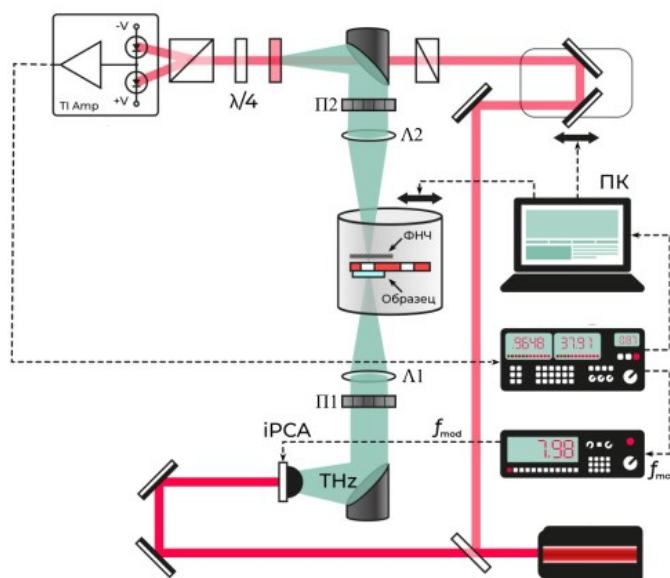


Рис. 1. Схема импульсного терагерцового спектрометра, разработанного в ИАиЭ СО РАН.

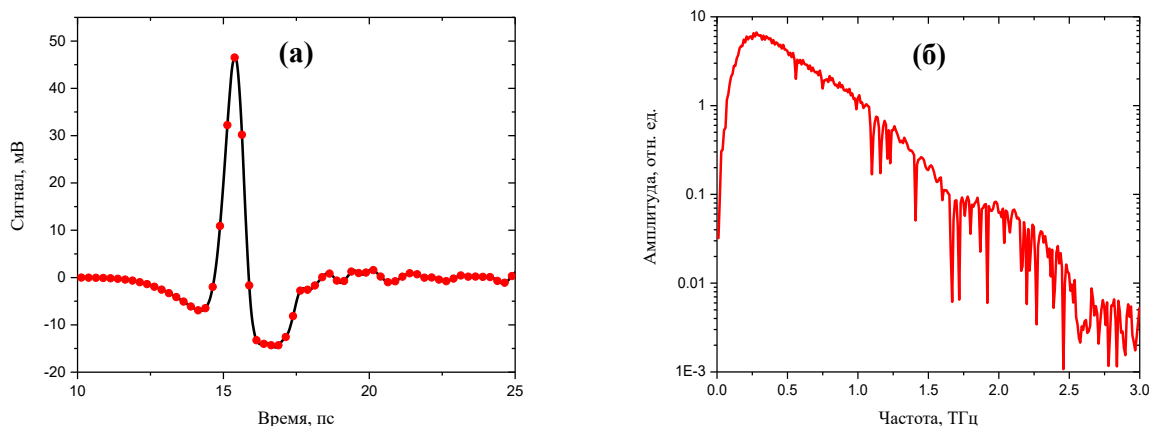


Рис. 2. Типичный терагерцовый импульс (а) и его Фурье-спектр (б).

Для получения спектральной информации о ТГц импульсе используется преобразование Фурье зарегистрированного сигнала. Для дискретизированных экспериментальных данных преобразование Фурье заменяется дискретным преобразованием Фурье. Комплексный спектр разделяется на фазовый $[\phi(\omega)]$ и амплитудный $[A(\omega)]$:

$$E(\omega) = A(\omega)e^{i\phi(\omega)} \quad (4)$$

Тот факт, что измерение даёт информацию об амплитуде и фазе, является значительным преимуществом ИТС по сравнению с некоторыми другими типами спектроскопии. Измерение спектров таким образом позволяет напрямую вычислить комплексный показатель преломления $\tilde{n}(\omega)$, не прибегая к соотношению Крамера – Кронига [58,59].

Типичным сигналом спектрометра является однопериодное колебание электромагнитного поля длительностью ~ 1 пс и несущее спектр частот, перекрывающих декаду [59,60]. Его регистрация базируется на аналого-цифровом преобразовании, а дальнейшая обработка осуществляется в цифровом виде с применением преобразования Фурье. Таким образом, для метода импульсной спектроскопии необходимо выполнение теоремы отсчётов (Уитакера-Котельникова-Шеннона) [61,62], в соответствии с которой происходит выбор временного шага дискретизации, однозначно связанного с шагом линии задержки системы регистрации спектрометра [59,63].

Разработанный в ИАиЭ СО РАН импульсный терагерцовый спектрометр, схематично изображённый на Рис. 1, основан на фемтосекундном (130 фс) волоконном эрбиевом лазере в сочетании с модулем генерации второй гармоники (ГВГ) (Toptica Photonics, Германия), обеспечивающим среднюю мощность 80 мВт на длине волны 775 нм. Лазерное излучение делится на два пучка. Около 90% мощности идёт на накачку ТГц генератора, в качестве

которого выступает многощелевая дипольная антенна iPCA-21-05-1000-800-h (Vator GmbH, Германия). 10% мощности используется для зондирования терагерцового электрического поля поляризационно-оптическим методом, основанным на эффекте Пококельса [63,64]. ТГц излучение с генератора коллимируется в пучок диаметром около 25 мм внеосевым параболическим зеркалом, далее – фокусируется таким же зеркалом на детектор: кристалл ZnTe с просветляющим покрытием толщиной 2 мкм с ориентацией $\langle 110 \rangle$. Генератор напряжения модулирует выходное ТГц-излучение на частоте $f_{mod}=8$ кГц. Синхронный усилитель SR830 (Stanford Research Systems, США) задействован для регистрации терагерцового сигнала на частоте f_{mod} . Специально разработанное программное обеспечение записывает форму ТГц импульсов, управляя оптической линией задержки, представляющей собой моторизованный линейный позиционер ILS50HA (Newport, USA) с установленным на нем уголковым отражателем, и выходным сигналом синхронного усилителя. Разработанный ИТС работает в спектральном диапазоне от 0,1 до 3 ТГц, динамический диапазон превышает 75 дБ на частоте 0,3 ТГц [23,65].

Линзы TPX (полиметилпентен) с фокусным расстоянием 100 мм используются для фокусировки ТГц-излучения (Л1) на образец, установленный внутри криостата, и его последующего коллимирования (Л2). ТГц-излучение линейно поляризовано поляризаторами П1 и П2 на основе субволновой решетки из одномерных алюминиевых проводников (ширина/латеральный период 4/8 мкм, соответственно), изготовленной фотолитографически на поверхности несущей полипропиленовой пленки толщиной 4 мкм [66]. Поляризаторы располагаются на выходе генератора и перед детектором, соответственно.

В стандартном режиме ТГц-сигнал регистрируется с временным шагом 125 фс (что соответствует частоте Найквиста 4 ТГц) в диапазоне 60 пс, что соответствует спектральному разрешению около 20 ТГц. Поскольку метод ИТС является дифференциальным, для получения свойств исследуемого материала проводятся два измерения ТГц импульсов с образцом и без него (эталонный импульс). Терагерцовые оптические свойства и толщина образцов оцениваются на основе комплексной функции пропускания, рассчитанной как отношение спектров Фурье-преобразования образца и эталонных импульсов [9,59]. Полученные комплексные функции пропускания обычно усредняются по четырём независимым измерениям (с образцом и без него), чего достаточно для определения случайной погрешности измерения, а также усреднение позволяет увеличить динамический диапазон в спектральной области и повысить соотношение сигнал/шум.

1.2. Теорема отсчётов Уиттакера-Котельникова-Шеннона

Так как ИТС в классическом случае основана на выборке на эквидистантных временных интервалах (семплировании) напряженности терагерцовой волны, следовательно, как уже ранее упоминалось, для этого метода требуется выполнение теоремы отсчётов (в зарубежной литературе теорема Найквиста-Шеннона).

Под дискретизацией сигналов обычно понимается преобразование функций непрерывных переменных в функции дискретных переменных, по которым исходные непрерывные функции могут быть восстановлены с заданной точностью. Для точного представления произвольной непрерывной функции $x(t)$ на конечном интервале времени T нужно иметь информацию о мгновенных значениях (отсчётах) этой функции во всех точках интервала, т.е. непрерывным множеством отсчётов, отстоящих друг от друга на бесконечно малые интервалы (Рис. 3).

Под определением *дискретизации* обычно понимается замена непрерывной функции последовательностью отсчётов её мгновенных значений.

Доказательство теоремы дискретизации осуществляется с помощью временного и частотного представлений сигналов, что служит еще одним подтверждением эффективности преобразования Фурье, связывающего эти два представления. При идеальной дискретизации время наблюдения сигнала бесконечно мало, т. е. дискретизация осуществляется с помощью бесконечно быстрых импульсов, совокупность которых образует так называемую гребневую функцию (гребень Дирака) $\text{Ш}(t)$ [61,62,67].

Пусть задан сигнал $x(t)$ и $x(t) \Leftrightarrow X(\nu)$, где $X(\nu)$ – Фурье-образ функции $x(t)$. Осуществление дискретизации $x(t)$ с частотой f_s означает умножение функции $x(t)$ на сумму импульсов Дирака, разделенных промежутками:

$$T_s = 1/f_s \quad (5)$$

Такую сумму импульсов Дирака можно записать в виде:

$$\text{Ш}_{f_s}(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(t - \frac{k}{f_s}\right) \quad (6)$$

Известно, что:

$$TF\left\{\sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right\} = f_s \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\nu - nf_s) \quad (7)$$

Где TF – обозначает операцию преобразования Фурье. Из уравнения (7) получаем:

$$TF\{\text{Ш}_{f_s}(t)\} = f_s \text{Ш}_{T_s}(\nu) \quad (8)$$

Если обозначить дискретизированный сигнал как:

$$\hat{x}(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x\left(\frac{k}{f_s}\right) \delta\left(t - \frac{k}{f_s}\right) \quad (9)$$

Равенство (9) можно представить в виде:

$$\hat{x}(t) = x(t) \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(t - \frac{k}{f_s}\right) \quad (10)$$

Применяя формулу Пуассона, соотношение (10) принимает вид:

$$\hat{x}(t) \Leftrightarrow X(\nu) * f_s \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\nu - n f_s) \quad (11)$$

Из этого выражения следует, что спектр сигнала $\hat{x}(t)$ представляет собой периодическую функцию с периодом $f_s = 1/T_s$ (Рис. 3). Пусть Фурье-образ $X(\nu)$ равен нулю для $|\nu| \geq f_{max}$, т.е. спектр сигнала $x(t)$ расположен на интервале $(-f_{max}, f_{max})$ длиной $2f_{max}$. Тогда будет справедлива теорема дискретизации [62]:

для того чтобы избежать искажений в повторяющемся спектре, возникающих в результате дискретизации сигнала, частота дискретизации должна быть не меньше удвоенной максимальной частоты в спектре сигнала:

$$f_s \geq 2f_{max} \quad (12)$$

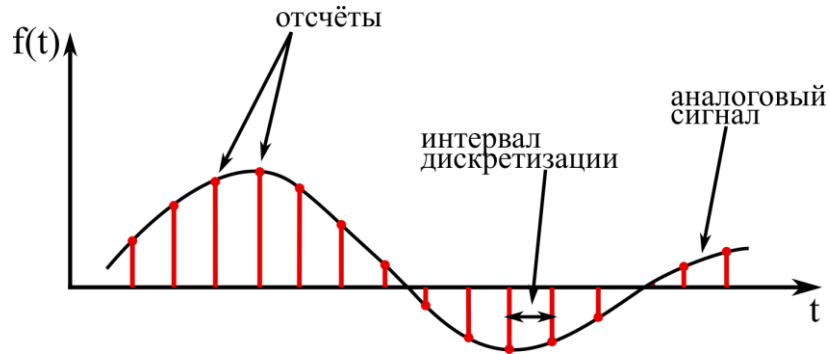


Рис. 3. Пример дискретизации сигнала.

Спектр сигнала $\hat{x}(t)$ можно представить в виде:

$$f_s * X(\nu) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\nu - n f_s) = f_s \sum_{n=-\infty}^{\infty} X(\nu - n f_s) \quad (13)$$

При умножении равенства (13) на прямоугольную функцию $rect(t)$, которая равна нулю вне интервала $(-f_s/2, f_s/2)$, получится первоначальный спектр:

$$[X(\nu) * f_s \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(\nu - n f_s)] rect(\nu) = X(\nu) f_s \quad (14)$$

При применении обратного преобразования Фурье к обеим частям равенства (14) и используя соотношение:

$$\text{rect}(v) \Leftrightarrow f_s \text{sinc}(\pi f_s t) \quad (15)$$

имеем:

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} x\left(\frac{k}{f_s}\right) \delta\left(t - \frac{k}{f_s}\right) * \text{sinc}(\pi f_s t) = x(t) \quad (16)$$

но при этом:

$$\delta\left(t - \frac{k}{f_s}\right) * \text{sinc}(\pi f_s t) = \text{sinc}\left(\pi f_s\left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right) \quad (17)$$

тогда:

$$x(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x\left(\frac{k}{f_s}\right) \text{sinc}\left(\pi f_s\left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right) \quad (18)$$

Функция $\text{sinc}\left(\pi f_s\left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right)$ – интерполяционная функция Шеннона.

Из равенства (18) следует теорема восстановления (теорема Котельникова, в зарубежной литературе – теорема Шеннона) [67], а само равенство носит название ряд Котельникова:

если для частоты f_s справедливо неравенство $f_s > 2f_{max}$, где f_{max} – наибольшая частота спектра функции $x(t)$, то функция $x(t)$ однозначно может быть восстановлена по дискретным значениям $x(k/f_s)$, $k=0, \pm 1, \dots$

Фундаментальное значение теоремы отсчётов заключается в том, что она обосновывает возможность дискретизации по аргументу любых функций с ограниченным спектром. Все методы импульсной модуляции основаны на этой теореме.

Если же рассматривать реальный сигнал, ограниченный во времени, т.е. равный нулю вне интервала $(-T/2, T/2)$. Сигнал $x_T(t)$ вычисляется из $x(t)$ бесконечной длительности, умножая его на прямоугольную функцию $\text{rect}_{T/2}(t)$:

$$x_T(t) = x(t) \text{rect}_{\frac{T}{2}}(t) = \begin{cases} x(t), & t \in \left[-\frac{T}{2}, \frac{T}{2}\right] \\ 0, & t \notin \left[\frac{T}{2}, \frac{T}{2}\right] \end{cases} \quad (19)$$

Пусть носителем Фурье-образа $X(v)$ сигнала $x(t)$ является интервал $[-B, B]$, т.е. $X(v)=0$ для $\forall v \notin [-B, B]$, тогда:

$$X_t(v) = TF[x_T(t)] = X(v) * T \text{sinc}(\pi v T) \quad (20)$$

Так как носитель функции (замыкатель множества точек, где функция отлична от нуля) $\text{sinc}(\pi\nu T)$ неограничен, носитель функции $X_T(\nu)$ тоже будет неограничен. Неограниченность этой функции не позволяет провести дискретизацию сигнала $x_T(t)$, так как в этом случае частота дискретизации должна быть неограниченно большой. Следовательно, невозможно осуществить дискретизацию сигнала конечной продолжительности. На практике обычно предполагают, что носители функций $X_T(\nu)$ и $X(\nu)$ совпадают, т. е. спектры сигналов $x_T(t)$ и $x(t)$ определены в одинаковых областях. Ошибка, которая вносится такой аппроксимацией, была оценена Шенноном и др. [62,68]. Доказано, что для сигнала продолжительностью T вне интервала $[-B, B]$ справедливо следующее выражение:

$$|X_T(\nu)| \approx \frac{1}{BT}, \nu \notin [-B, B] \quad (21)$$

Рассматривая сигнал неограниченной длительности со спектральным носителем $[-B, B]$, неусеченный и корректно дискретизированный, если взять N импульсов дискретизации, можно определить функцию:

$$x_N(t) = \sum_{k=-N/2}^{N/2} x\left(\frac{k}{f_s}\right) \text{sinc}\left(\pi f_s \left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right) \quad (22)$$

Сигнал $x_N(t)$ — неограниченной длительности, поскольку функция $\text{sinc}\left(\pi f_s \left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right)$ отлична от нуля вне любого конечного интервала. Поэтому производится усечение функции $x_N(t)$:

$$x'_N(t) = \left[\sum_{k=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}} x\left(\frac{k}{f_s}\right) \text{sinc}\left(\pi f_s \left(t - \frac{k}{f_s}\right)\right) \right] \text{rect}_{\frac{T}{2}}(t) \quad (23)$$

Можно доказать, что среднеквадратичная разность между функциями $x_N(t)$ и $x'_N(t)$, или ошибка, вносимая усечением, имеет порядок $\varepsilon_{BT}^2 = 1/BT$. Следует отметить, что среднеквадратичная ошибка является интегральной, а не локальной разностью между $x_N(t)$ и $x'_N(t)$. Также нужно отметить, что если дискретизация проведена с частотой Шеннона $f_s = 2B$, то число точек $N = Tf_s = 2BT$.

Иногда для более наглядного отображения дискретного сигнала частоту дискретизации выбирают выше, чем необходимо по теореме Шеннона, так что $BT \leq N/2$. Следовательно, лучше выбрать $BT = N/f_s$, а не как это требуется, $BT = N/2$.

В большинстве случаев можно провести дискретизацию усечённого сигнала, предполагая, что носитель спектральной функции совпадает с отрезком $[-B, B]$ и что BT довольно велико. Отсюда следует, что необходимо с осторожностью интерпретировать полученные результаты таким путём.

Модели сигналов с ограниченным спектром часто используются в технике связи. В частности, в телефонном канале за верхнюю граничную частоту принимают $F_{\text{в}} = 3400$ Гц, а, при телевизионной передаче граничная частота определяется числом различимых элементов изображения и равна $F_{\text{в}} = 6,5$ МГц [69].

1.3. Субдискретизация и эффект алиасинга

При недостаточной частоте дискретизации восстановленный сигнал будет искажен, т. е. при этом копии частотного спектра исходного сигнала будут суммироваться в пересекающихся областях, что даст мнимое увеличение веса компонент с этими частотами в спектре, подмену высокочастотных компонент низкочастотными, возникнет эффект, известный как алиасинг (англ. aliasing). Это обусловлено периодичностью отсутствующих данных на промежутках дискретизации, которая ведет к тому, что идентичные выборочные точки могут соответствовать различным частотам исходных непрерывных сигналов (Рис. 4а).

Математическое описание алиасинга можно представить в следующем виде. Пусть f_s – частота дискретизации, а f и f_i – две частоты являющиеся алиасами друг друга, если для некоторого целого числа k :

$$f_i = f + k f_s \quad (24)$$

Уравнение (24) демонстрирует неоднозначность восстановления сигнала и недостаточность соблюдения теоремы Найквиста для достоверного восстановления всех спектральных составляющих (Рис. 4а). Это уравнение также известно как уравнение алиасинга, и оно говорит нам, как найти все частоты алиасинга для заданной частоты f и заданного интервала дискретизации [70–72].

Если дискретизация происходит с частотой f_s и есть две волны $x_0(t)$ и $x_1(t)$, можно доказать (24) в следующем виде:

$$x_0(t) = \sin(2\pi f_0 t) \quad (25)$$

$$x_1(t) = \sin(2\pi(f_0 + f_s)t) \quad (26)$$

Оба сигнала дискретизируются с одной и той же частотой f_s :

$$x_1[n] = \sin\left(2\pi f_0 \frac{n}{f_s}\right) \quad (27)$$

$$x_2[n] = \sin\left(2\pi(f_0 + f_s) \frac{n}{f_s}\right) = \sin\left(2\pi f_0 \frac{n}{f_s} + 2\pi n\right) = \sin\left(2\pi f_0 \frac{n}{f_s}\right) = x_1[n] \quad (28)$$

Как можно увидеть, оба сигнала будут создавать одни и те же отсчёты. Синусоидальные функции частот $\pm f + n f_s$, $n \in Z$ создают одни и те же точки выборки при семплировании с частотой дискретизации f_s . Следовательно, когда дискретизированная последовательность кажется соответствующей синусоиде с частотой f , ее также можно было бы получить из синусоиды с частотой $f + n f_s$.

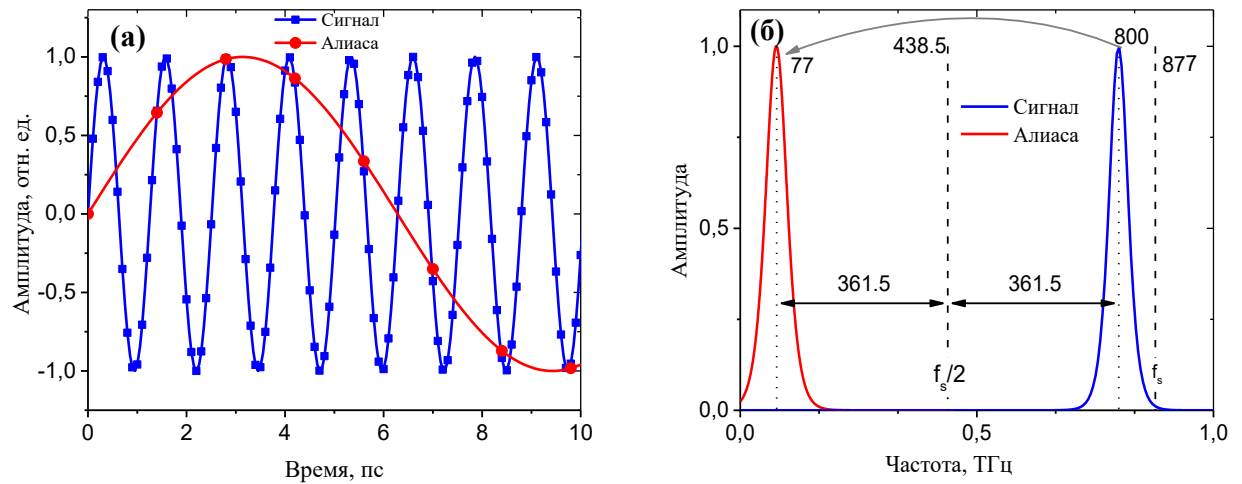


Рис. 4. Алиасинг во временной (а) и в частотной областях (б).

Таким образом, в обработке сигналов и смежных дисциплинах *алиасинг* — это наложение частотных компонентов в результате частоты дискретизации ниже удвоенной максимальной частоты сигнала (частоты Найквиста). Это перекрытие приводит к искажению или артефактам, когда сигнал восстанавливается из выборки, что приводит к тому, что восстановленный сигнал отличается от исходного непрерывного сигнала.

Когда в сигнале присутствуют частотные компоненты, превышающие половину частоты дискретизации, они отображаются на более низкие частоты внутри спектра, определяемого пределами, установленными частотой Найквиста. Это приводит к тому, что при анализе спектра дискретизированного сигнала высокочастотные компоненты исходного сигнала могут быть неправильно интерпретированы как компоненты с более низкой частотой. Эти так называемые алиасы часто нежелательны, поскольку они не представляют исходный сигнал. Для устранения алиасинга используются антиалиасные фильтры (*anti-aliasing filters*), фильтрующие входной сигнал перед дискретизацией.

Антиалиасный фильтр — это тип фильтров низких частот, подавляющий компоненты сигнала с частотами выше частоты среза $f_s/2$. Следовательно, он блокирует высокочастотные компоненты, которые могут создавать отображения на низкочастотную часть спектра дискретизированного сигнала после дискретизации. Практически, это достигается за счет ослабления амплитуды частотных компонентов сигнала, превышающих половину частоты дискретизации (согласно теореме Найквиста), таким образом устраняя спектральное перекрытие и повышая точность представления исходного непрерывного сигнала после его преобразования в цифровую форму. Соответственно, при применении таких фильтров происходит потеря информации о высоких частотах. Однако, те же самые потери снова

возникнут при дискретизации сигнала с частотой $f_s/2$, так как выходные частоты не могут быть однозначно сопоставлены с входными частотами из-за эффекта алиасинга.

На практике антиалиасный фильтр предназначен для ослабления частот выше частоты среза $f_s/2$, однако, они не всегда могут обеспечивать абсолютное подавление всех частот выше $f_s/2$. В результате чего может происходить наложение фильтрации в области частот, близких к частоте Найквиста, что ведет к искажению в спектре выходного сигнала. По этой причине на практике производится выборка с частотой, превышающей теоретически необходимую для идеального фильтра, чтобы гарантировать, что все интересующие частоты могут быть восстановлены.

В случае ИТС алиасинг возникает аналогично тому, как это происходит в других цифровых системах. В ИТС генерируется терагерцовый импульс, который затем взаимодействует с исследуемым образцом. Прошедший или отраженный импульс затем измеряется с помощью системы детектирования. Измерение включает выборку терагерцового импульса через дискретные интервалы времени. Алиасинг возникает при неправильно подобранном интервале дискретизации терагерцового импульса. Если дискретизация происходит с частотой ниже частоты Найквиста высокочастотные компоненты сигнала могут восприниматься как низкочастотные, что и ведет к алиасингу. В ИТС это означает, что высокочастотные резонансы или шумы, присутствующие в сигнале, могут быть интерпретированы как находящиеся в другой области спектра, искажая измерения. После преобразования Фурье это делает восстановление спектра неточным или невозможным [73].

Чтобы снизить алиасинг в ИТС, необходимо использовать частоту дискретизации, которая выше, чем самая высокая интересующая частотная составляющая в терагерцовом импульсе. Это гарантирует, что дискретизированный сигнал точно представляет исходный сигнал без эффектов алиасинга. Кроме того, к системе детектирования можно применить антиалиасные фильтры, чтобы ослабить высокочастотные компоненты перед выборкой, что ещё больше снижает риск алиасинга.

В ИТС мы записываем дискретную выборку в каждой позиции линии задержки, всего N выборок. Это даёт нам сигнал с дискретной выборкой, где Δt представляет собой временной интервал между выборками. Если все N выборок взяты на равномерно разнесённых временных интервалах, то это предоставит корректную дискретную запись сигнала, подлежащего анализу. С другой стороны, если интервалы Δt выбраны неподходящим образом и не отражают истинное распределение сигнала во времени или превышают частоту Найквиста, возможен алиасинг и искажение истинного сигнала.

Величина, обратная временному интервалу Δt , и будет являться частотой дискретизации f_s . Для любого интервала дискретизации Δt существует f_N – частота Найквиста, определяемая формулой:

$$f_N = \frac{1}{2\Delta t} \quad (29)$$

Тщательный выбор частоты дискретизации и соответствующие техники фильтрации имеют решающее значение для получения точных и надежных результатов в импульсной терагерцовой спектроскопии.

Чтобы проиллюстрировать этот эффект на реальных терагерцовых данных, мы провели серию измерений ТГц сигнала с разными временными интервалами Δt . Результаты показаны на Рис. 5. Черная кривая на Рис. 5 была записана с шагом 125 фс, что соответствует частоте Найквиста 4 ТГц. При увеличении интервала дискретизации до 250 фс (красная кривая на Рис. 5), чётко видно, что это приводит к смещению определённых компонент сигнала в окрестности 2 ТГц, что указывает на присутствие алиасинга из-за слияния высокочастотных составляющих с низкочастотными.

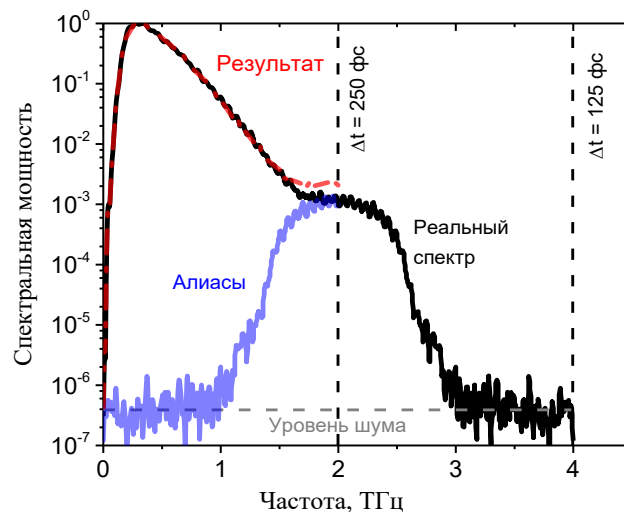


Рис. 5. Эффект алиасинга в ИТС в частотной области.

Этот пример хорошо демонстрирует важность выбора подходящей частоты дискретизации в ИТС для предотвращения наложения спектров и обеспечения точных спектральных измерений.

Обычно для устранения алиасинга перед аналого-цифровым преобразованием высокие частоты подавляются с помощью аналогового фильтра низких частот. Однако в ИТС непосредственное применение такого подхода не всегда возможно, потому что импульсные сигналы часто имеют временную форму, важную для исследований, которую фильтрация

может исказить. При использовании такого фильтра в ИТС может возникнуть ряд трудностей, например: потеря информации из-за ограничения полосы пропускания, что особенно важно для широкополосных сигналов в терагерцовом диапазоне; фазовые искажения, вызванные фильтрацией, искажающие временные характеристики импульса; нелинейные искажения, существенно изменяющие форму сигнала, и др. А также создание и настройка аналоговых фильтров в терагерцовом диапазоне достаточно сложный процесс. Поэтому, для минимизации эффекта алиасинга необходимо обеспечить, чтобы частота дискретизации была как минимум вдвое выше максимальной частоты спектра сигнала. Другой способ борьбы с алиасингом – разработка квазиоптических антиалиасных фильтров на основе частотно-избирательных поверхностей. Данный подход будет рассмотрен в главе 2.

1.4. Восстановление сигнала при детектировании с субдискретизацией

Другой метод аналогово – цифровой электроники, рассматриваемый в этой работе для применения в импульсной терагерцовой спектроскопии, метод субдискретизации (англ. undersampling). Другие названия данного метода — гармоническая выборка, выборка супер-Найквиста и полосовая выборка. Субдискретизация происходит, когда частота дискретизации меньше заданного теоремой отсчётов критерия.

Субдискретизация это метод, при котором производится выборка сигнала, спектрально ограниченного полосовым фильтром с частотой дискретизации ниже его частоты Найквиста. При этом сохраняется возможность восстановления сигнала. При субдискретизации для полосового сигнала отсчёты могут быть неотличимы от отсчётов, возникших в результате низкочастотного алиасинга сигнала с более высокой частотой. Однако, поскольку частота дискретизации ниже частоты дискретизации Найквиста, корректное соотношение между ограниченным полосовым сигналом, входящего на дискретизатор и выбранной частотой дискретизации является ключевым для успешной реализации метода субдискретизации [67].

Выведем условия субдискретизации. Если сигнал, спектральная плотность которого $S(\nu)$ равна нулю вне интервала $(\nu_c - B, \nu_c + B)$ для положительных частот и вне симметричного интервала $(-\nu_c - B, -\nu_c + B)$, где ν_c – центральная частота сигнала, для отрицательных частот (Рис. 6), тогда:

$$S(\nu) = S^+(\nu) + S^-(\nu) \quad (30)$$

Согласно теореме отсчётов, частота дискретизации f_s должна быть большей или равной $2(\nu_c + B)$. Учитывая, что спектральная функция рассматриваемого сигнала равна нулю вне указанных интервалов, позволяет использовать частоту дискретизации f_s , значительно меньшую по сравнению с максимальной частотой в ограниченном спектре, f_c , определяемой теоремой отсчётов. Далее рассматриваются только положительные частоты, так как все результаты справедливы и для отрицательных частот.

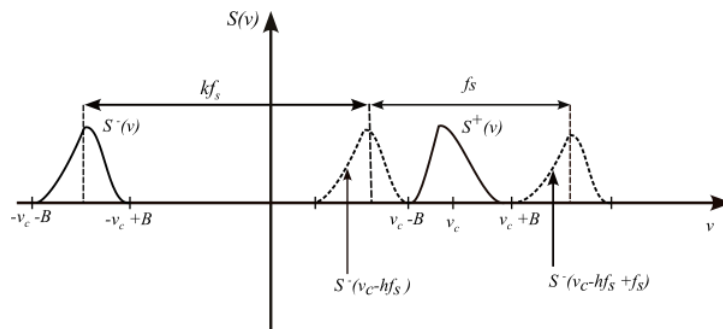


Рис. 6. Спектр дискретизированного сигнала.

Если допустить параллельный перенос спектра в интервалах $(0, \nu_c - B)$ и $(\nu_c + B, +\infty)$ при условии, что в спектре отсутствует даже частичное пересечение со спектром сигнала $S^+(\nu)$ до дискретизации (Рис. 6). Такой перенос спектра $S^-(\nu)$, примыкающего справа к $S^+(\nu)$, получается после $k+1$ переносов на расстояние f_s . Для переноса спектра $S(\nu)$, примыкающего слева к $S^+(\nu)$, требуется k переносов длиной f_s (Рис. 6). Если при переносах не происходит наложений, то спектры $S^-(\nu)$ и $S^+(\nu)$ не изменяются. При восстановлении начального спектра $S(\nu)$ достаточно умножить получаемый после переносов спектр на сумму двух прямоугольных функций, отличных от нуля соответственно на интервалах $(-\nu_c - B, -\nu_c + B)$ и $(\nu_c - B, \nu_c + B)$. Число k является *порядком субдискретизации*. Поскольку каждый перенос является дискретной операцией — мы берём весь спектр сигнала и смещаем его на определённое целое число частотных интервалов, количество таких переносов также должно быть целым числом. Таким образом, невозможно совершить нецелочисленное количество переносов, так как это нарушит целостность операции и приведет к невозможности корректного восстановления первоначальный сигнал. Таким образом, весь процесс переноса спектра должен быть «дискретным» и «полным», поэтому число k может быть только целым числом.

Для нахождения частоты дискретизации f_s необходимо условие: k и $k + 1$ переносов $S^-(\nu)$ не дают пересечений с $S^+(\nu)$. Очевидно, если нет пересечений с $S^-(\nu)$, то пересечения со спектром отсутствуют везде. Пересечения отсутствуют, если выполняются следующие неравенства:

$$\begin{cases} -\nu_c + B + kf_s < \nu_c - B \\ -\nu_c - B + (k + 1)f_s > \nu_c + B \end{cases} \quad (31)$$

или:

$$\begin{cases} kf_s < 2(\nu_c + B) \\ (k + 1)f_s > 2(\nu_c + B) \end{cases} \quad (32)$$

Отсюда следует:

$$\frac{2(\nu_c + B)}{k+1} < f_s < \frac{2(\nu_c - B)}{k} \quad (33)$$

Таким образом субдискретизация будет возможна при:

$$\frac{(\nu_c + B)}{k+1} < \frac{2(\nu_c + B)}{k} \quad (34)$$

Тогда:

$$k < \frac{(\nu_c - B)}{2B} \quad (35)$$

Если неравенство (33) записать в виде:

$$\frac{(v_c/B)+1}{k+1} < \frac{f_s}{2B} < \frac{(v_c/B)-1}{k} \quad (36)$$

и ввести следующие обозначения:

$$\frac{v_c}{B} = F_c \quad (37)$$

$$\frac{f_s}{2B} = F_s \quad (38)$$

следовательно, неравенство (36) примет вид:

$$\frac{F_c}{k+1} < F_s < \frac{F_c-1}{k} \quad (39)$$

Тогда из выражения (39) следует, что $F_s = f_s/2B$ и находится между двумя прямыми:

$$\begin{cases} f_H = \frac{F_c-1}{k} \\ f_L = \frac{F_c+1}{k+1} \end{cases} \quad (40)$$

Отсюда можно вывести неравенство для порядка субдискретизации k :

$$1 < k < \frac{f_H}{f_H - f_L} \quad (41)$$

Для всех зон, в которых можно выбирать f_s , выполнено неравенство $f_s > 4B$. Действительно, когда все переносы являются смежными, неравенство $f_s \geq 4B$ должно быть выполнено, поскольку протяженность спектра $S(v)$ равна $2B$.

Итак, зная центральную частоту v_c и длину спектральной полосы $2B$ функций $S^-(v)$ и $S^+(v)$ и используя уравнения (40), можно построить все зоны, внутри которых расположены значения отношения $f_s/2B$ (Рис. 7) [74].

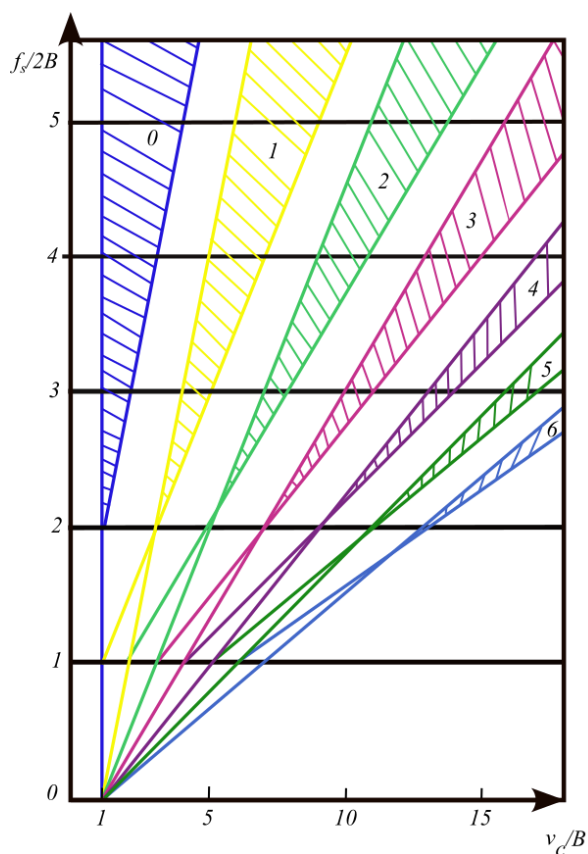


Рис. 7. Иллюстрация диапазонов допустимых значений субдискретизации.

Наибольший интерес представляет выбор минимально возможной частоты дискретизации. Такой выбор соответствует ординате выше значения $f_s/2B = 2$. Представляет также интерес максимально возможное увеличение порядка субдискретизации, так как это увеличение позволяет уменьшить число обрабатываемых дискретных значений сигнала [67].

Таким образом, можно сделать вывод, что наибольшее значение k , для которого выполняется условие (41), приводит к наименьшей возможной частоте дискретизации.

Использование метода субдискретизации применяется в таких областях, как приёмники беспроводной связи, радиолокационные приборы, акустические радары, видеокodирование в системах видеонаблюдения. Но нами не было найдено ни одной работы, где этот подход рассматривался применительно к ИТС.

В ИТС субдискретизация может позволить сфокусироваться на интересующих узких полосах спектра, что особенно актуально для приложений, где исследуются узкие резонансные линии различных объектов, что имеет ключевое значение при анализе спектрально локализованных физических или химических процессов. Или если при измерениях есть возможность снижения требований к сбору и обработке данных. Тем не менее, необходимо уделять особое внимание условиям, при которых может быть реализован

такой подход, чтобы минимизировать искажения, связанные с алиасингом. В целом, субдискретизация в ИТС — это компромисс между захватом ограниченного частотного диапазона и возможным появлением артефактов алиасинга.

Для наглядности, рассмотрим Рис. 4 б. Ось x – частота, по оси y – амплитуда сигнала на каждой частоте. В правильно выбранном сценарии, где частота дискретизации выше, чем частота Найквиста, график будет показывать плавное и точное представление частотных компонентов сигнала. Каждая частотная составляющая будет правильно расположена на графике в соответствии с её фактической частотой. Однако при субдискретизации на графике наблюдается алиасинг. Высокочастотные компоненты выше частоты Найквиста возвращаются в более низкий частотный диапазон.

Подводя итог вышеописанного, можно заключить, что проведение экспериментов по применению субдискретизации в ИТС позволит открыть новые подходы для анализа материалов и взаимодействия излучения с веществом, а также способствует разработке новых технических решений в области терагерцовой спектроскопии.

ГЛАВА 2. ПРИМЕНЕНИЕ АНТИАЛИАСНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ В ИТС

2.1. Актуальность применения низкочастотной фильтрации в спектроскопии

Как уже упоминалось, современные ИТС охватывают широкий диапазон частот от 50 ГГц до 6 ТГц [75,76], но для определённых задач требуется выделить только низкочастотную часть диапазона. Например, такими задачами являются исследование мягких мод в сегнетоэлектриках, частоты которых стремятся к нулю при температуре фазового перехода [77,78]; разработка приборов для телекоммуникационного диапазона 100 – 300 ГГц [79–81]; изучение растворов высокопоглощающих жидкостей [82]; создание и изучение метаструктур, включая датчики с характерными резонансами, расположенными в низкочастотной части ТГц – спектра [79,83–85] и другие применения. Чтобы удовлетворить теореме Котельникова и детектировать ТГц-сигнал без искажений, требуется достаточно малое значение шага выборки Δt , соответствующее максимальной частоте спектрометра.

Применение фильтров низких частот (ФНЧ) является устоявшимся и широко распространённым методом в спектроскопии, который нашел свое применение в области спектроскопии дальнего ИК благодаря своей способности эффективно подавлять высокочастотные шумы и интерференции, повышая качество полученных данных и точность их анализа. Первые результаты по исследованию сетчатых фильтров были опубликованы еще в 1967 г [86–88]. В данных работах приводятся описание, экспериментальные результаты исследований металлических сеток для построения эффективных фильтров низких частот, состоящих из 2, 3 и 4 сеток, для использования в дальнем ИК и субмиллиметровом диапазонах. [88]. Хотя пропускание данных фильтров было довольно низкое (50–70%), их преимуществом является возможность спроектировать их для любой частоты среза в субмиллиметровом диапазоне, так как их свойства полностью зависят от геометрических параметров сетки.

Sandhya Gupta и др. разработали фильтры, состоящие из многослойных металлических сеток, встроенных в гибкий полиамидный диэлектрик. В зависимости от периодической структуры металлических сеток, измерения пропускания структуры показали частоту среза 3 ТГц и затухание более 35 дБ в области среза, что хорошо согласуется с предсказанными результатами. Показано, что фильтры сохраняют свои оптические характеристики после многократных изгибов, демонстрируя механическую прочность структуры [89].

В работе M. J. Paul и др. [90] были предприняты шаги по созданию и использованию фильтров низких частот на основе кремния (C103, IRLabs) для блокировки нежелательного излучения на частоте 3 ТГц для исследований CVD – плёнок и эпитаксиального графена. В

других работах [91] применялся ФНЧ (LFP 14.3–47, TYDEX, Россия) с длиной волны среза $\lambda_0=21$ мкм с высоким пропусканием ($\sim 95\%$) в выделенной области для блокировки рассеяния излучения накачки и стоксового рассеяния [92].

Iwao Hosako и др. предложили метод изготовления многослойных оптических интерференционных плёнок, состоящих из слоев кремния и оксида кремния на германиевой подложке для использования в ТГц-диапазоне в качестве широкополосных антиотражающих и высокоотражающих покрытий, ФНЧ, фильтров высоких частот (ФВЧ) и полосовых фильтров, а также как поляризационные и неполяризационные светоделители. Был получен ФНЧ с частотой отсечки 4,2 ТГц [93].

В работе [94] разработали терагерцовый низкочастотный фильтр на основе технологии микроэлектромеханических систем (МЭМС). При каскадном расположении двух функциональных мета-слоёв (кремний и золотая фольга), был продемонстрирован отклик практически без потерь в нижней полосе пропускания и с минимальными потерями и эффективное подавление сигнала в верхнем диапазоне со скоростью спада на уровне 296 дБ/ТГц. Данный результат существенно расширяет возможности точной настройки полосы пропускания фильтра за счет изменения геометрических характеристик элементарной ячейки метаматериала. Особенностью рассматриваемого фильтра является также его стабильная работа при изменении угла падения света, что делает его перспективным для внедрения в терагерцовых системах и устройствах.

Eui Su Lee и др. разработали режекторный и низкочастотный фильтры на основе поверхностей конического волновода с параллельными пластинами (Tapered Parallel-Plate Waveguides, TPPWG). Кроме того, был выполнен первый ФНЧ на основе нескольких брэгговских структур, используя различную ширину щели. Данный ФНЧ имел частоту среза 0,78 ТГц, пропускание по уровню 35 дБ на частоте среза [95].

Исходя из обзора литературных источников, следует отметить, что несмотря на большое количество исследований, направленных на разработку и практическое использование фильтров низких частот, нами не было найдено работ, где бы емкостные микроструктуры рассматривались в качестве антиалиасных фильтров в импульсной терагерцовой спектроскопии.

2.2. Описание и исследование характеристик низкочастотных квазиоптических фильтров

Применение ФНЧ в качестве антиалиасных фильтров было апробировано на системе ИТС в ИАиЭ СО РАН с использованием четырёх различных ФНЧ и двух полосовых фильтров (ППФ) с частотами $f_{max1}=156$ и $f_{max2}=376$ ГГц, служившими эталонами. Результаты сравнивались с данными, полученными на спектрометре на основе лампы обратной волны (ЛОВ), характеристики которого представлены в [96,97].

Подход заключается в использовании высокоэффективных микроструктурных ФНЧ для сужения частотной полосы ТГц-сигнала, с увеличением интервала дискретизации Δt . В таком случае можно сократить общее время измерения в эксперименте или повысить его точность при сохранении общего времени за счет увеличения временной константы интегрирования сигнала на каждом шаге. Для исследования взяты ФНЧ с частотами среза (ГГц) 248 (ФНЧ №1), 503 (ФНЧ №2), 1018 (ФНЧ №3), 1682 (ФНЧ №4) (Рис. 8 – Рис. 10). Все указанные ФНЧ разработаны в АТИЦ ФФ НГУ совместно с филиалом ИФП СО РАН «КТИПМ» под руководством С.А. Кузнецова и реализованы в виде многослойных интерференционных структур на основе плазмонных метаповерхностей емкостного типа [98]. Данные ФНЧ изначально предназначались для установки на входные окна спектрометрических пиродетекторов с интегрированными узкополосными резонансными поглотителями с целью подавления паразитных высокочастотных резонансов поглощения [99,100].

Данные ФНЧ представляют собой интерференционные структуры, состоящие из 6 слоёв емкостных метаповерхностей, сложенных вместе на полипропиленовых подложках при помощи технологии горячего прессования (Рис. 8) [101,102]. Полипропилен (ПП) выбран в качестве материала подложек ввиду его малых диэлектрических потерь ($tg\delta \cong 1 \cdot 10^{-3}$) и малой дисперсии в ТГц диапазоне ($n \cong 1,5$). ФНЧ обеспечивают среднюю величину ослабления на уровне не менее 30 дБ выше частоты среза, которая расположена между 0,2 и 2 ТГц (Рис. 9).

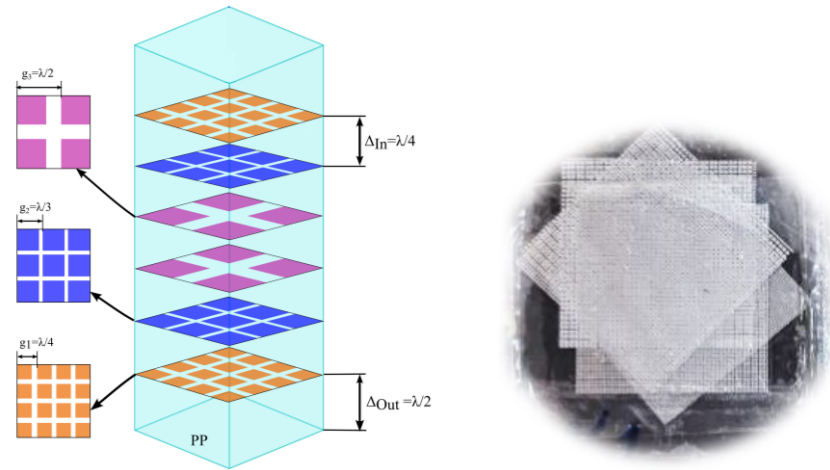


Рис. 8. Модельное изображение ФНЧ и фотография изготовленного образца.

На первом этапе были измерены характеристики всех имеющихся ФНЧ (Рис. 9) на ИТС (Рис. 1). В таблице 1 показаны значения частот среза для фильтров по уровню, ГГц: 0,5 ($f_{0,5}$) и 0,01 ($f_{0,01}$). Шаг выборки Δt для каждого ФНЧ определялся с небольшим запасом с применением теоремы Котельникова-Уиттакера-Шеннона. Частота Найквиста f_N для полученных шагов выборки Δt и отношение к шагу выборки $\Delta t_0=125$ фс (соответствующему частоте Найквиста 4 ТГц) также указаны в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики ФНЧ

ФНЧ, №	$f_{0,5}$ (ГГц)	$f_{0,01}$ (ГГц)	Δt (фс)	f_N (ГГц)	$\Delta t/\Delta t_0$
1	208	248	1500	333	12
2	434	503	750	666	6
3	845	1018	375	1333	3
4	1466	1682	250	2000	2
Без ФНЧ	–	–	125	4000	1

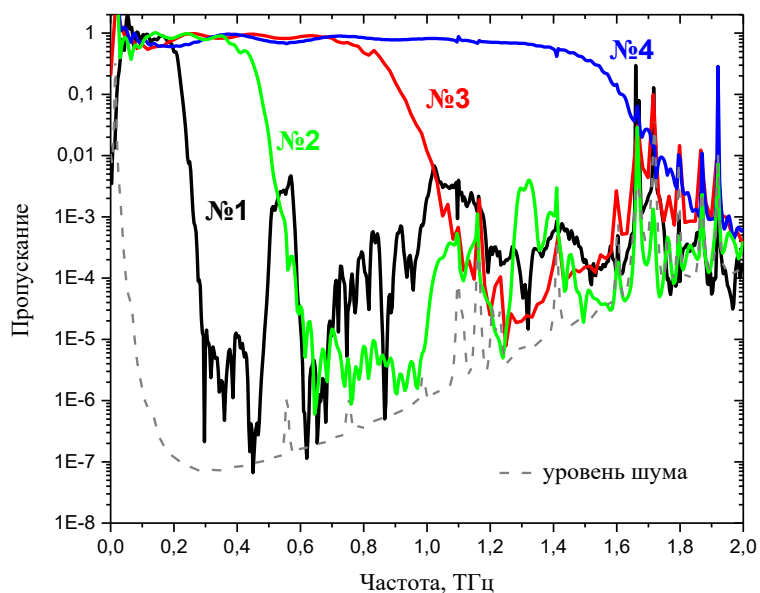


Рис. 9. Спектры пропускания исследуемых ФНЧ.

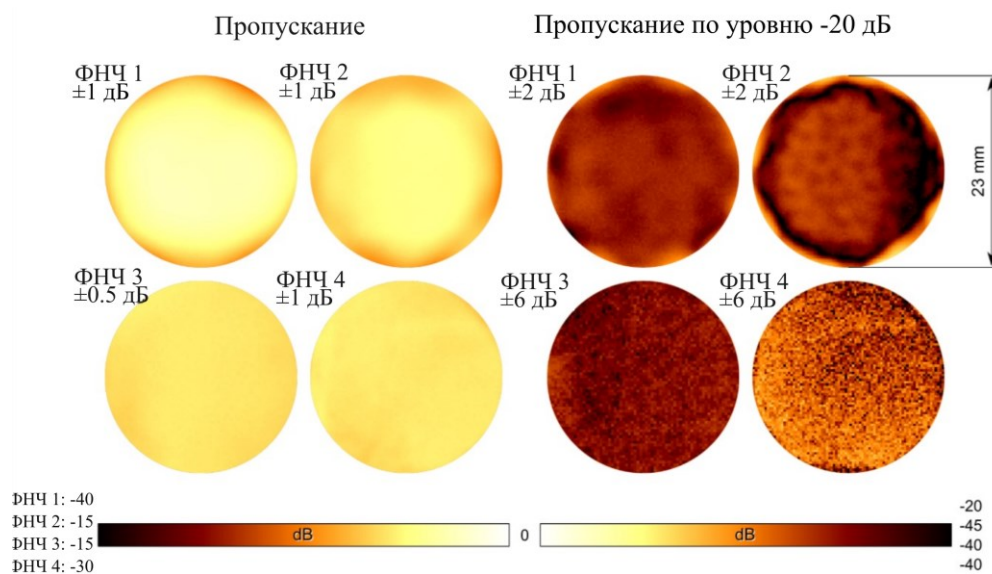


Рис. 10. Изображение неоднородности пропускания по площади ФНЧ на частоте в области максимума спектра пропускания (левая половина) и в окрестности частоты среза по уровню -20 дБ (правая половина).

Рис. 10 демонстрирует изображение неоднородности пропускания по площади ФНЧ на частоте в области максимума спектра пропускания (левая половина) и в окрестности частоты среза по уровню -20 дБ (правая половина). Нормированные цветовые шкалы приведены ниже группы соответствующих изображений. Пределы нормировки подобраны таким образом, чтобы наглядно представить неоднородность пропускания. Измеренные пределы неоднородности по поверхности для каждого ФНЧ представлены под его названием.

Изображения демонстрируют окрестность рабочей апертуры фильтров и были получены посредством растрового сканирования пропускающего ТГц излучения с шагом 0,25 мм в фокусе линз диаметром 25 мм с фокусным расстоянием 50 мм на системе Menlo ASOPS с модулем для 2D имиджинга.

2.3. Описание и исследование спектральных характеристик полосовых пропускающих фильтров

В качестве эталонов использовались пропускающие полосовые фильтры (ППФ) с центральными частотами пропускания (ТГц) 156 (№1), 376 (№2) и шириной полосы ~12%, собранные из трёх и четырёх, соответственно, свободно стоящих медных фольг с прорезями в виде триполей и крестов (Рис. 11). Данные многослойные структуры имеют конфигурацию (слои наклонены относительно друг друга в различных плоскостях на угол до 5 градусов), обеспечивающую внеполосное подавление на уровне 40 – 50 дБ без паразитных пиков пропускания, которые могут возникнуть из-за просачивания на частотах резонанса Фабри-Перо в случае плоско-параллельной конфигурации слоёв. Полосовые пропускающие фильтры на частоты 156 и 376 ТГц разработаны в АТИЦ ФФ НГУ совместно с Филиалом ИФП СО РАН «КТИПМ» под руководством С.А. Кузнецова и реализованы на основе многослойных (мультиплексных) частотно-избирательных поверхностей, представляющих собой гальванические медные сетки с резонансно-целевыми элементами [102–104]. Данные фильтры изначально предназначались для использования в составе многоканального диагностического комплекса для изучения генерации мощного субтерагерцового излучения при пучково-плазменном взаимодействии в ИЯФ СО РАН [103–105].



Рис. 11. Схема расположения сеток ППФ.

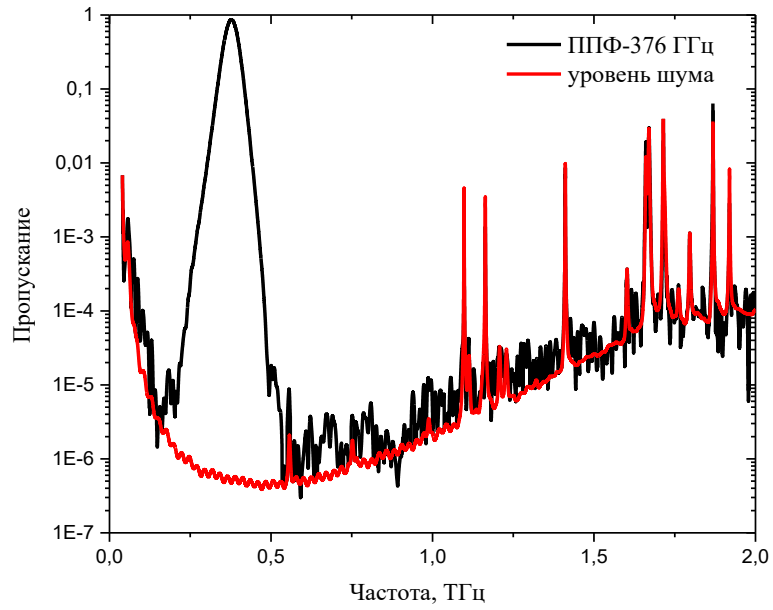


Рис. 12. Спектр пропускания ППФ 376 ГГц.

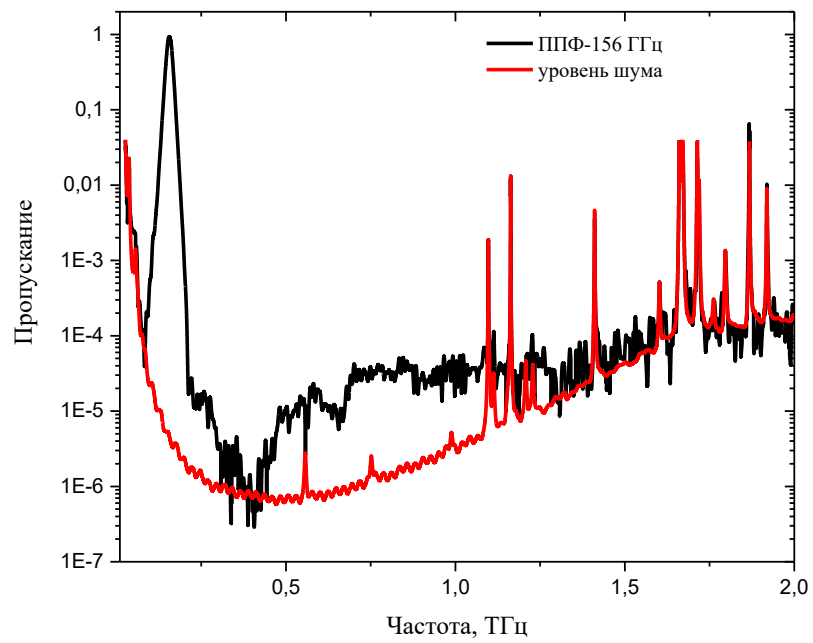


Рис. 13. Спектр пропускания ППФ 156 ГГц.

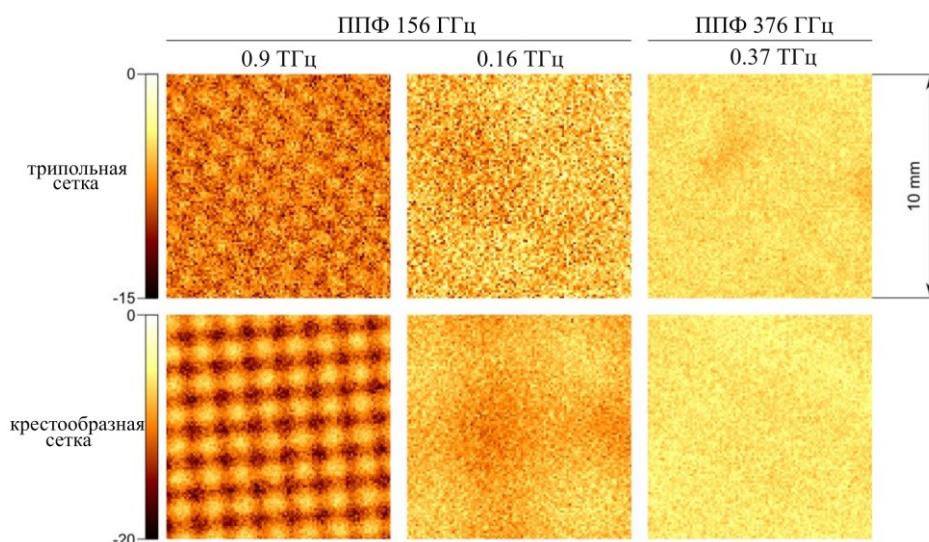


Рис. 14. 2D изображения однородности пропускания трипольных и крестовых сеток полосовых фильтров на 156 и 376 ГГц.

Рис. 14 показывает изображения однородности пропускания трипольных и крестовых сеток полосовых фильтров на 156 и 376 ГГц. Изображение получено при сканировании площади 10 мм^2 с шагом $0,1 \text{ мм}$ на той же установке, что и в предыдущем случае. Изображения сняты в окрестности максимума пропускания сеток. Для фильтра 156 ГГц также снята область $0,9 \text{ ТГц}$ в которой, в отличие от фильтра 376 ГГц наблюдаются периодические структуры с периодом $\sim 1,4 \text{ мм}$. Цветовой диапазон на частот $0,9 \text{ ТГц}$ отдельно показан для каждого изображения в дБ. Соответствующий контраст остальных изображений лежит в пределах 2 дБ.

2.4. Тестирование метода антиалиасной фильтрации в ИТС с помощью измерения эталонных полосовых пропускающих фильтров

Измерения ППФ осуществлялись при комнатной температуре на импульсном терагерцовом спектрометре (Рис. 1, Рис. 15).

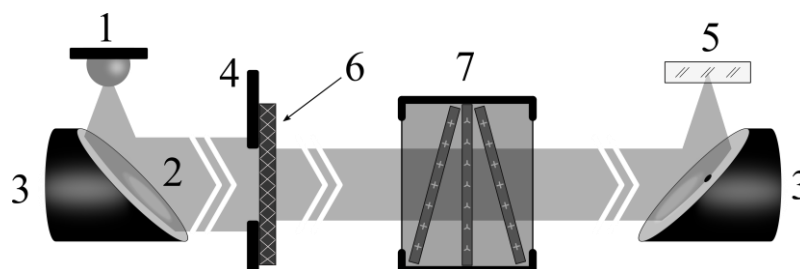


Рис. 15. Оптическая схема эксперимента. 1 – ТГц-генератор, 2 – ТГц-излучение, 3 – внеосевые параболические зеркала, 4 – диафрагма 16 мм, 5 – ФНЧ, 6 – ППФ, 7 – кристалл-детектор ТГц-излучения.

Тестирование фильтров проводилось в коллимированном пучке вместе с диафрагмой круглой формы диаметром 16 мм, соответствующей апертуре имеющихся ФНЧ. Диаметр ППФ составлял 75 мм. Диапазон сканирования спектрометра выбран 120 пс, что соответствует спектральному разрешению ~ 10 ГГц. Время усреднения в каждой точке составляло 0,7 с при временной константе фильтра синхронного усилителя 30 мс. Время измерения без ФНЧ составляло около 11 минут 12 секунд. Так как метод ИТС является дифференциальным, для получения свойств исследуемого материала требуются записи формы ТГц импульсов вместе с образцом, в данном случае это – ППФ 156 ГГц и ППФ 376 ГГц, и без него (эталонный импульс).

Характеристики ППФ, измеренные с различными ФНЧ представлены на Рис. 16, Рис. 17. Контур единичной сетки ППФ несимметричный, т. к. в нем имеется просачивание на резонансной частоте. Различные сетки ППФ разработаны таким образом, чтобы провал в одной сетке совпал с пиком просачивания другой сетки. Было определено, что ассиметричная функция Пирсона VII типа (split Pearson VII), которая независимо работает с правым и левым крылом контура, наилучшим образом аппроксимирует экспериментальные данные. В результате такой аппроксимации определены значения точек максимума пропускания ППФ, их частот (f_{max}), амплитуд (T_{max}) и полной ширины на уровне половинной амплитуды (полуширин) характеристик пропускания, которые представлены в таблице 2. Символом « \pm » отмечена погрешность аппроксимации (доверительный интервал 95%). Стоит отметить, что в случае ФНЧ №1 для 376-ГГц-ППФ данные отсутствуют, поскольку частота среза ФНЧ находится ниже полосы пропускания ППФ.

Таблица 2. Характеристики ППФ 156 ГГц и ППФ 376 ГГц с ФНЧ и без ФНЧ

ФНЧ №	156-ГГц-ППФ				376-ГГц-ППФ			
	f_{max} (ГГц)	T_{max} (%)	Полуширина		f_{max} (ГГц)	T_{max} (%)	Полуширина	
			(ГГц)	(%)			(ГГц)	(%)
Без ФНЧ	156,01 \pm ,01	94,49 \pm ,04	18,59 \pm ,02	11,92 \pm ,03	376,29 \pm ,02	89,13 \pm ,02	43,41 \pm ,03	11,54 \pm ,01
1	155,96 \pm ,02	92,57 \pm ,15	19,23 \pm ,02	12,33 \pm ,03	–	–	–	–
2	155,95 \pm ,01	93,08 \pm ,03	18,67 \pm ,01	11,97 \pm ,02	376,37 \pm ,02	88,47 \pm ,03	43,23 \pm ,04	11,50 \pm ,01
3	156,05 \pm ,01	92,89 \pm ,04	18,63 \pm ,02	11,94 \pm ,03	376,36 \pm ,03	88,51 \pm ,03	43,54 \pm ,05	11,57 \pm ,01
4	156,07 \pm ,01	91,10 \pm ,04	18,80 \pm ,02	12,05 \pm ,03	376,28 \pm ,02	88,17 \pm ,03	43,39 \pm ,04	11,53 \pm ,01
ЛОВ	156 \pm ,04	95,2 \pm ,4	17,5 \pm ,1	11,2 \pm ,02	376 \pm ,04	87,1 \pm ,4	44,2 \pm ,1	11,7 \pm ,03

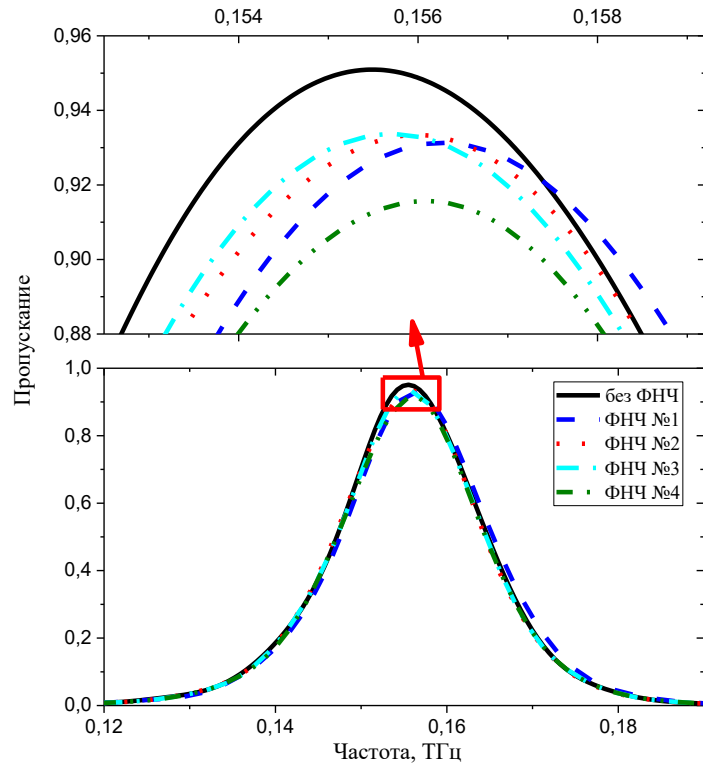


Рис. 16. Спектры пропускания ППФ 156 ГГц. Нижний график – обзорный вид, верхний – максимум пропускания в увеличенном масштабе.

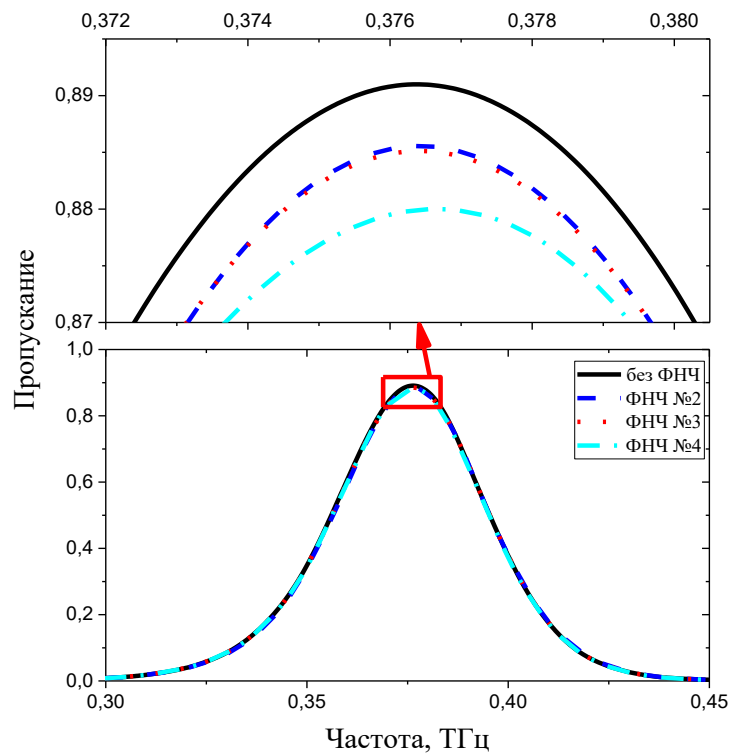


Рис. 17. Спектры пропускания ППФ 376 ГГц. Нижний график – обзорный вид, верхний – максимум пропускания в увеличенном масштабе.

На Рис. 16 (сверху) и Рис. 17 (сверху) можно наблюдать, что доверительный интервал сокращается с уменьшением номера фильтра, т. е. с сокращением времени сканирования. Он составил от $\pm 4\%$ для измерения без ФНЧ до значения $\pm 1\%$, что коррелирует с изменением амплитуды нормировочного сигнала от первого к четвёртому в серии измерений, это значит, что основной вклад в погрешность измерения даёт долговременной дрейф сигнала в нашем случае.

Полученные результаты соответствуют ожиданиям. Но на некоторых деталях стоит остановиться подробнее. Значения центральной частоты f_{\max} , определённые с помощью аппроксимации, с хорошей точностью совпадают. Разброс этих значений при различных условиях измерений для ППФ 156 ГГц находится в диапазоне $\sim 0,1$ ГГц. Для случая ППФ 376 ГГц разброс составляет приблизительно то же значение. Разброс измеренных на ИТС значений T_{\max} , составивший 1% для 376 ГГц ППФ и около 4% для 156 ГГц ППФ. Это можно связать с отношением сигнал/шум ТГц генератора, которое приблизительно в 2,5 раза больше для частоты 376 ГГц, чем для 156 ГГц. Для обоих случаев при измерении без ФНЧ T_{\max} превышает значения, полученные с ФНЧ. Это может быть связано с влиянием долговременного дрейфа ТГц сигнала системы, поскольку время измерения без ФНЧ превышает время с ФНЧ в 2 и более раз.

ГЛАВА 3. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ С СУБДИСКРЕТИЗАЦИЕЙ В ИТС

3.1. Актуальность применения узкополосных пропускающих фильтров в ИТС

В данной главе рассмотрен подход к созданию узкополосного квазиоптического фильтра, основанный на использовании эталона Фабри-Перо с сеточными рефлекторами. Такой фильтр сможет обеспечивать узкую полосу пропускания с последовательным совмещением с более широкополосным полосовым пропускающим фильтром (ППФ), выполненным на саморезонансных сетках и предназначенным для подавления высших резонансов эталона Фабри-Перо для обеспечения его монохроматичности [75,76].

Благодаря уникальным характеристикам терагерцовых ППФ, они нашли применение во многих различных областях, включая биологические сенсоры, ТГц-имиджинг, ТГц-спектроскопию и ТГц-связь.

В последние годы исследователи разработали и протестировали различные типы ТГц метаповерхностей в качестве пропускающих полосовых фильтров, которые могут использоваться, например, в качестве биосенсоров [106–108]. Так, Y. Ma и др. сообщили о разработке и изготовлении инновационного крестообразного полосового ТГц фильтра с использованием подложек из полиэтилена высокой плотности [109]. Растворы бычьего сывороточного альбумина (БСА) с различной концентрацией были нанесены на поверхность ППФ для его тестирования в качестве биосенсора.

В другой работе продемонстрирован ППФ, позволяющий непосредственно обнаруживать водный раствор доксицилина гидрохлорида с концентрацией до $1 \text{ мг} \cdot \text{л}^{-1}$ [108]. Также применение ТГц ППФ позволило проводить химический анализ веществ в данном диапазоне [110,111].

В некоторых работах было показано, что ТГц ППФ оказались эффективными для устранения ложных изображений и улучшения пространственного разрешения в ТГц визуализации [112]. Chang и др. заявили, что высокоэффективные ТГц ППФ могут быть использованы для практических приложений, таких как ТГц спектроскопия и визуализация. Основной причиной широкого спектра применения таких устройств является их способность выбирать интересующие частоты, устранять нежелательное излучение, улучшать соотношение сигнал/шум и спектральное разрешение [113].

Также ТГц-системы могут оказаться подходящим вариантом для связи на коротких расстояниях, например для защищенной беспроводной персональной сети (англ. Personal Area Network, PAN) [114]. Для будущих ТГц-систем связи одним из основных компонентом будет

ТГц-полосовой фильтр, который показывает характеристики, зависящие от частоты, и может быть легко встроено в компактную систему. S. Das и др. продемонстрировали щелевую кольцевую структуру с четкими частотно-избирательными характеристиками с центральной частотой 0,16 ТГц. Было доказано, что этот полосовой ТГц-фильтр обеспечивает определенную селективность по частоте, который может быть использован как часть любой ТГц-системы связи [115].

Несмотря на многочисленные разработки, технические проблемы все еще существуют, например: 1) ширина линий упомянутых ранее фильтров слишком велика для селекции узких спектральных полос; 2) низкое пропускание (в некоторых случаях – менее 50%). Однако, недавно был предложен узкополосный ТГц-фильтр с высоким пропусканием [116]. Значительным минусом такого фильтра является то, что он основан на сверхпроводниковом фотонном кристалле, работающем только при низких температурах.

Следует отметить, что несмотря на существующий объем литературы по ИТС и ТГц фильтрам, не было найдено ни одной статьи, посвященной применению метода субдискретизации совместно с данным типом спектроскопии.

Как уже упоминалось ранее, антиалиасные фильтры имеют повышенные требования к внеполосовому подавлению спектральных компонент сигнала и позволяют увеличить временной интервал дискретизации в системе детектирования ИТС, что в итоге значительно уменьшает время измерения или при его сохранении позволяет снизить шум за счёт большего накопления сигнала. Аналогичным образом в ИТС может быть применён метод субдискретизации [74], который ускоряет время измерения посредством ограничения спектра сигнала полосовым фильтром. То есть данный метод подобен предыдущему, но в противовес может работать со средними и высокими частотами сигнала.

В ИТС возможны два сценария применения метода субдискретизации. Первый – выделение в высокочастотной спектральной области сигнала узкой полосы, соответствующей окну прозрачности атмосферы [117]. Поглощение атмосферы в ТГц диапазоне в основном обусловлены вращательными и колебательно-вращательными модами молекулярного водяного пара. Их интенсивность значительно растёт в области выше частоты 1 ТГц, что вместе с падением динамического диапазона спектрометров осложняет проведение исследований методом ИТС на частотах выше 1,6 ТГц (Рис. 18). Герметичный бокс, продуваемый азотом, сухим воздухом или откачиваемый до вакуума, в который можно поместить ТГц спектрометр, может решить указанную проблему, связанную с поглощением ТГц излучения парами воды. Тем не менее для такого подхода необходимо дополнительное

время на продувку/откачку, что в итоге повышает влияние долговременного дрейфа сигнала, а в определённых случаях не подходит для температурных измерений, например, в случае установки в систему смещаемого криостата [80].

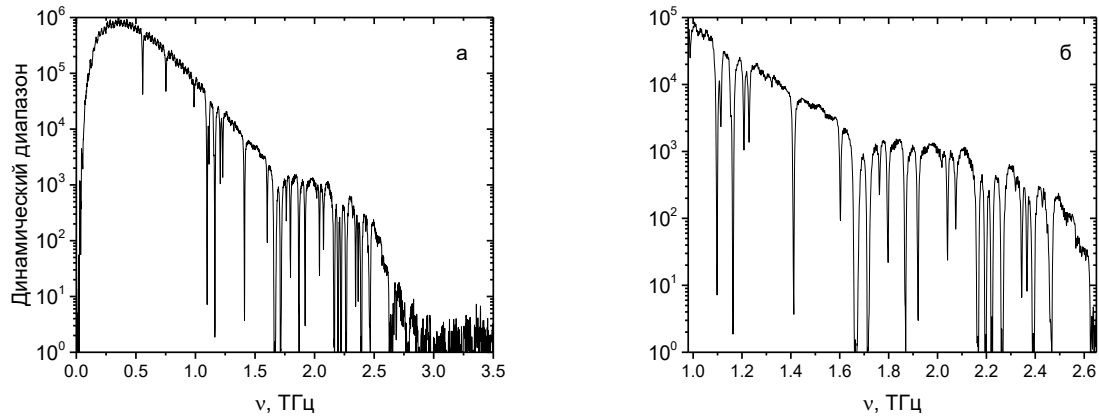


Рис. 18. Динамический диапазон ИТС, разработанного в ИАиЭ СО РАН: обзорный вид (а) и высокочастотная часть (б). Узкие линии подавления сигнала соответствуют линиям поглощения атмосферной влаги (H_2O).

Второй сценарий применения метода субдискретизации – исследование узкополосных резонансов. Такими резонансами обладают некоторые метаматериалы, используемые в качестве сенсоров, в том числе биомолекул [118]. Например, металлическая наноантенна, у которой резонансная частота близка к колебательной частоте интересующей молекулы. При попадании молекулы в область локального усиления поля наноантенной на спектральном контуре плазмонного резонанса последней появляется узкополосный пик пропускания, индуцированный молекулой. Это эффект – Фано-резонанса, и его обычно описывают через систему связанных осцилляторов наноантенна-молекула.

Также не исключён сценарий, сочетающий два предыдущих. Например, одной из задач, для которой предполагается применение метода субдискретизации, является спектроскопия молекулярных газов.

Пример такого газа – монооксид углерода (CO). Поскольку молекула CO является симметричным волчком, её ТГц спектр поглощения состоит из ряда эквидистантных линий (Рис. 19). Благодаря этому свойству и доступности газа, он часто применяется для калибровки терагерцовых спектрометров [119].

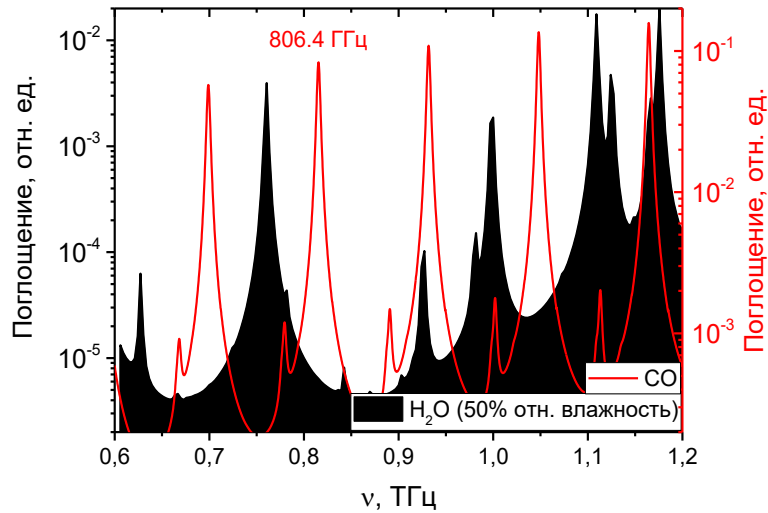


Рис. 19. ТГц спектр поглощения атмосферной влаги при относительной влажности 50% (черный) и спектр монооксида углерода (красный) из базы HITRAN [119].

Другой пример использования метода субдискретизации в ИТС – исследование нарушения стехиометрии в кристалле КТР в окрестности $0,85 \text{ TГц}$ (Рис. 20) [120].

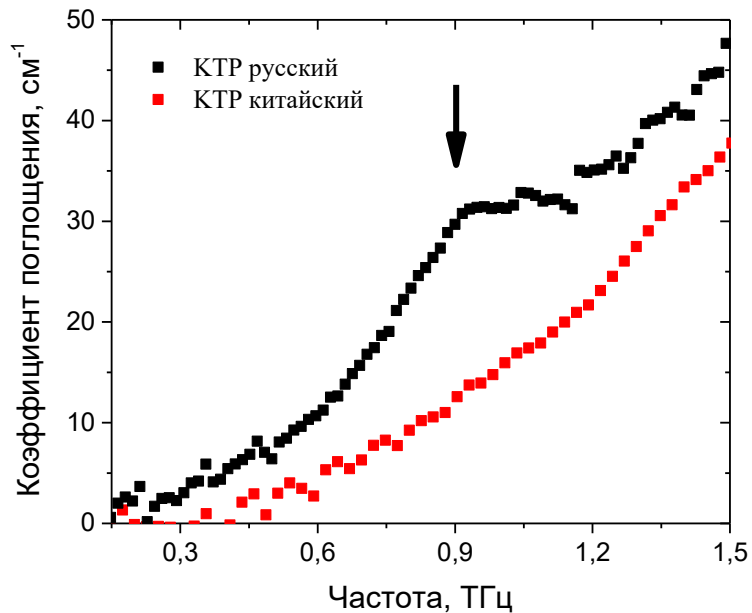


Рис. 20. Поглощение различных кристаллов КТР.

Поэтому для применения метода субдискретизации была выбрана линия с частотой в окрестности $0,8 \text{ TГц}$. Это обусловлено следующим:

- выигрыш при применении метода субдискретизации тем больше, чем выше частота полосы, поскольку именно в более высоких частотах наблюдается повышенный шум ИТС;
- в окрестности 0,8 ТГц динамический диапазон спектрометра остается достаточным (на 2 порядка выше, чем на частотах выше 1,6 ТГц) для измерения сильных газовых линий. В свою очередь пропускание окон прозрачности атмосферы начинает значительно падать на более высоких частотах (свыше десяти раз на частоте в окрестности 1,15 ТГц относительно 0,85 ТГц).

Исходя из всего вышеописанного, целью данной главы является разработка узкополосного квазиоптического фильтра на основе частотно-избирательных поверхностей, предназначенного для реализации метода субдискретизации в импульсной терагерцовой спектроскопии.

3.2. Разработка узкополосного пропускающего полосового фильтра на основе эталона Фабри-Перо

Технология моделирования и изготовления широкополосных ППФ с шириной на полувысоте 10–20% описывалась в [102,104,121]. ППФ состоит из нескольких сеток, обычно в количестве 4–6 шт. в зависимости от необходимых характеристик результирующей полосы пропускания, и обеспечивает высокое внеполосное подавление (3–6 порядков по мощности) вплоть до ближнего ИК диапазона. Каждая сетка представляет собой тонкую фольгу с регулярно-расположенными субволновыми резонансными щелевыми элементами дипольного типа (как правило, в форме поляризационно-нечувствительных крестов или трилистников), изготовленными фотолитографически. Подобные сетки также называются саморезонансными, поскольку работают на локализованном плазмонном резонансе, обусловленном возбуждением локальных стоячих волн на щелях сетки [102,122,123]. Последнее приводит к многократному усилению локального поля в области щелей и, как следствие, к близкому к единице пропусканию сетки на её резонансной частоте. Существенно, что резонансная длина волны частотно-избирательной поверхности (ЧИП) λ_{res} лежит выше точки возбуждения высших дифракционных гармоник, что обеспечивается условием:

$$\frac{g}{\lambda_{res}} < \frac{1}{1 + \sin \theta} \quad (42)$$

где g – эффективный латеральный период ячеек ЧИП, θ – угол падения. В случае $g \ll \lambda_{res}$ для ЧИП используется термин «метасurface» [124,125].

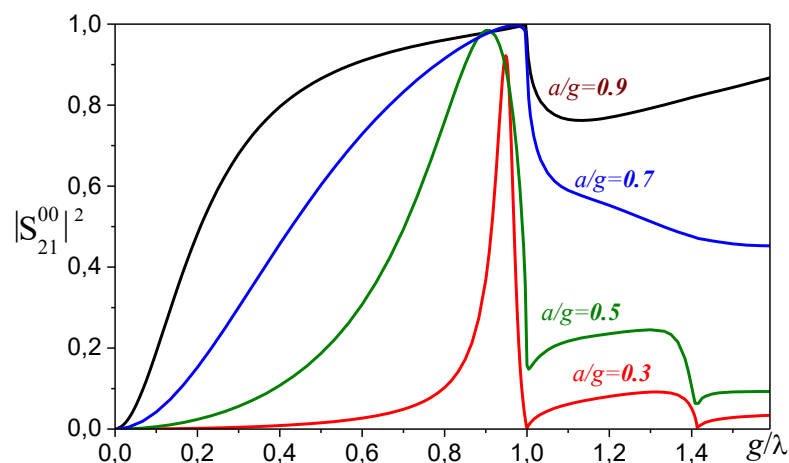


Рис. 21. График смоделированного в ANSYS® HFSS R19 спектра пропускания основной моды Флоке для одиночных тонких сеток без подложки с топологией квадратной ячейки при различных значениях коэффициента заполнения a/g .

Наиболее важный режим работы ЧИП касается частот ниже точки дифракции, когда при возбуждении плоской волны распространяются только основные моды отражения и пропускания: $v < v_{diff}$, где $v = g/\lambda$, $v_{diff} = 1/[1 + \sin\theta]$, λ — длина волны. Обычно субволновые металлические сетки (в зарубежной литературе Metal Mesh Structures, MMS) рассматриваются как набор $\{L_i-C_i-R_i\}$ -элементов с сосредоточенными параметрами, заданных геометрией структуры, которые могут быть спроектированы для обеспечения любого желаемого резонансного LCR-отклика (Рис. 21).

По сравнению с фильтрами на основе MMS с $g \sim (0,3-1)\lambda_{res}$, многослойные ЧИП разрабатываются при $g \ll \lambda_{res}$, что позволяет описывать их в терминах эффективной диэлектрической проницаемости, которой можно должным образом управлять через топологию самих структур [83].

Как будет показано ниже, для реализации метода субдискретизации ширина полосы пропускания фильтра должна составлять менее 4%. Важно отметить, что ширина полосы фильтрации одиночной ЧИП, входящей в состав ППФ, убывает с уменьшением ширины щелей по квазилинейному закону [126,127], что, на первый взгляд, позволяет соответствующим образом изменить дизайн ЧИП для необходимого сужения ширины полосы многосеточного фильтра. Однако, предыдущие исследования показали, что пиковое пропускание ППФ быстро деградирует при сужении отверстий ЧИП, что обусловлено двумя факторами:

- быстрым возрастанием омических потерь в сетках на частоте резонанса;
- рассогласованием импеданса сетки и свободного пространства, приводящего в случае узких щелей к резкому возрастанию коэффициента отражения.

Эти факторы позволяют сделать вывод, что уменьшение ширины полосы ППФ ниже 10% не является целесообразным при создании ППФ с высоким (>85%) коэффициентом пропускания в максимуме, а оптимальным решением получения свободного от внеполосовых гармонических резонансов узкополосного фильтра с шириной полосы в несколько процентов является интеграция ППФ с высокодобротным эталоном Фабри-Перо.

Фильтр Фабри-Перо (ФФП) представляет собой открытый квазиоптический резонатор, сформированный двумя плоскопараллельными отражателями, имеющими высокие коэффициенты отражения ρ_1 , ρ_2 (Рис. 21). ФФП является вариантом многолучевого интерферометра Фабри-Перо [97], отличия лишь в том, что первый работает на плоскопараллельном волновом пучке без непосредственного образования пространственной

интерференционной картины. В том случае, когда расстояние между зеркалами ФФП строго фиксировано и механически не варьируется, используют термин «эталон Фабри-Перо».

Как следует из теории ФФП [97], двухзеркальная система имеет пиковое пропускание на длинах волн λ_m^{max} , соответствующих условию конструктивной интерференции соседних лучей (парциальных волн), образующихся в результате деления основной волны при последовательном отражении от зеркал:

$$4\pi \frac{nL}{\lambda_m^{max}} \cos(\theta) - (\varphi_1 - \varphi_{12}) = 2\pi m \quad (43)$$

где m – порядок интерференции; L и n – расстояние и показатель преломления среды между зеркалами, соответственно, θ – угол падения излучения, отсчитываемый от нормали; $\varphi_1 = Arg(\rho_1)$, $\varphi_2 = Arg(\rho_2)$ – фазы коэффициентов отражения зеркал, которые в общем случае не равны $\pm\pi$.

Для фиксированного интерференционного порядка m относительная ширина полосы фильтрации ФФП быстро убывает с ростом амплитудных коэффициентов отражения зеркал ρ_1, ρ_2 , согласно формуле:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_m^{max}} = \frac{\Re}{m\pi + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}} \quad (44)$$

где $\Re = (1 - |\rho_1||\rho_2|)/\sqrt{|\rho_1||\rho_2|}$. При этом пропускание в максимуме зависит также от амплитудных коэффициентов пропускания зеркал τ_1, τ_2 :

$$T_{max} = \frac{|\tau_1|^2 |\tau_2|^2}{(1 - |\rho_1||\rho_2|)^2} \quad (45)$$

Нужно отметить, что в оптическом диапазоне длин волн в качестве зеркал ФФП используются отражательные металлические или многослойные диэлектрические покрытия [128], для которых коэффициент поглощения A относительно мал: $A_i = 1 - |\tau_i|^2 - |\rho_i|^2 \ll 1$. В этом случае, можно показать на основе соотношения (45), величина T_{max} может быть обеспечена на приемлемом для практики уровне, составляя десятки процентов. Напротив, при переходе в дальний ИК или ТГц диапазоны, для которых создание многослойных диэлектрических покрытий представляет сложную технологическую задачу ввиду большой рабочей длины волны (десятки и сотни мкм), применение отражателей на основе металлических плёнок сталкивается с принципиальной трудностью: ввиду высокой отражательной способности пленок в указанной области спектра, уменьшение их толщины для достижения приемлемого коэффициента пропускания зеркал ФФП приводит к резкому увеличению омических потерь в металлическом слое [128,129] и, как следствие, резкому

падению значения T_{max} . Решение данной проблемы заключается в замене сплошных отражательных плёнок на перфорированные. При использовании высокопроводящего металлического слоя с толщиной больше толщины скин-слоя его коэффициент поглощения может быть обеспечен на уровне $\sim 1\%$ и меньше, в то время как необходимый уровень прозрачности хорошо реализуется путём создания в металлическом слое сквозных отверстий с заданным коэффициентом заполнения металлом, то есть в результате превращения сплошного металлического слоя в сетку. Во избежание дифракционных потерь при произвольном угле падения излучения на сетку ($\theta = 0 \div \pi/2$) латеральный период расположения ячеек квадратной сетки g должен быть вдвое меньше длины волны, как это следует из приведенного условия дифракционной одномодовости (42): $g/\lambda_{res} < 1/2$.

Описанная идея субволновой металлической сетки, как перфорированного отражателя ФФП с малым коэффициентом поглощения, на практике оказалась очень плодотворной. Данный подход был изложен еще в 50-х годах XX века [130] и впоследствии получил своё инструментальное развитие в работах различных исследовательских групп при создании квазиоптической аппаратуры для спектральных измерений от дальнего ИК диапазона до миллиметровых волн [131]. Стоит подчеркнуть, что сеточные рефлекторы являются разновидностью ЧИП. Как правило, геометрия отверстий в таких рефлекторах выбирается круглой или квадратной, что обеспечивает отсутствие локализованных плазмонных резонансов вплоть до точки дифракции. Амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) пропускания подобных сеток – плавно возрастающая (в длинноволновом пределе квадратично) функция, что является необходимым критерием для сохранения селективных характеристик ФФП в пределах его рабочей полосы.

В данной работе расчёт и оптимизация ФФП выполнены с использованием коммерческого пакета 3-мерного электродинамического моделирования ANSYS® HFSS R19. Данный пакет является хорошо известным программным продуктом класса «3D Full Wave Analysis», использующий метод конечных элементов для численного интегрирования уравнений Максвелла в частотной области. При моделировании ФФП как регулярно-периодической структуры использован режим портов Флоке с периодическими граничными условиями («Master-Slave» Boundary Conditions), применяемыми к элементарной ячейке ФФП (Рис. 22).

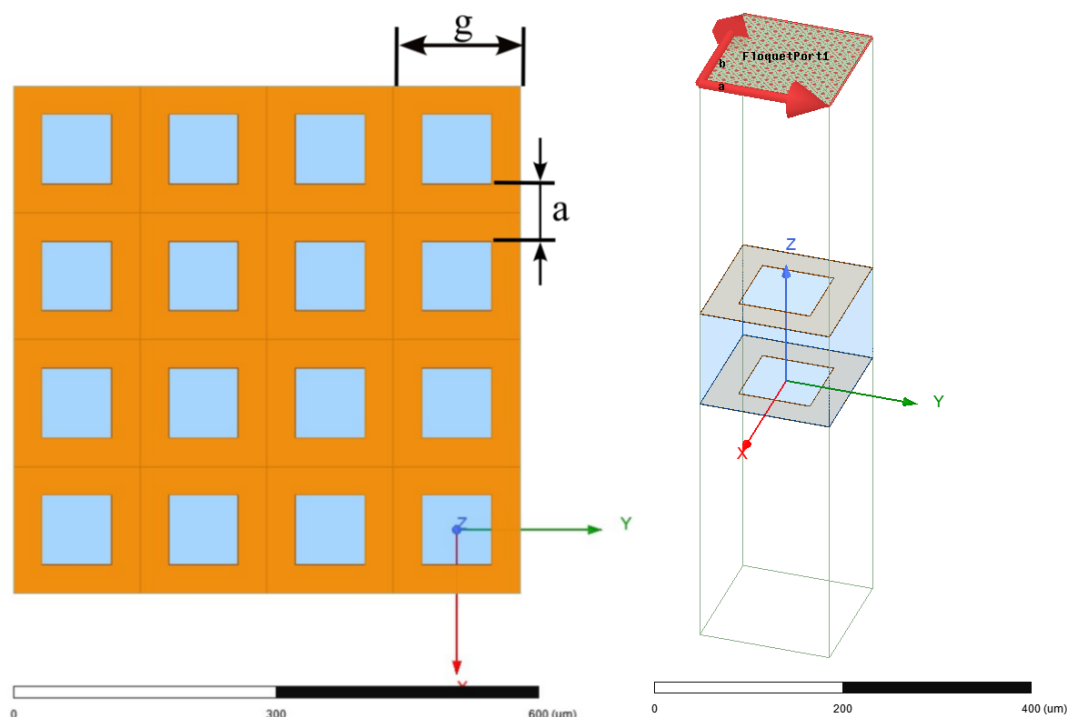


Рис. 22. Периодическая структура фильтра Фабри-Перо с металлическими сеточными отражателями (показаны оранжевым цветом), разделенными диэлектрическим слоем (показан голубым): слева — 2D вид сетки сверху, справа – в изометрической проекции с указанием порта Флоке. g – латеральный период сетки, a – ширина металлических перемычек между ячейками.

Порты Флоке в ANSYS® HFSS используются с планарно-периодическими структурами. В данном случае разрабатываемая модель является частотно-избирательной поверхностью, следовательно её можно идеализировать как бесконечно большую. Далее анализ бесконечной структуры осуществляется путём анализа только элементарной ячейки, как показано на Рис. 22 (справа). Связанные границы образуют боковые стенки элементарной ячейки, но, кроме того, требуется граничное условие для учёта бесконечного пространства сверху, для этой цели и предназначены порты Флоке.

Моды Флоке представляют собой плоские волны, направление распространения которых определяется частотой, фазировкой и геометрией периодической структуры. Точно так же, как волны в режиме «Wave», моды Флоке имеют постоянные распространения и испытывают отсечку на низких частотах. При наличии порта Флоке решение HFSS включает модальную декомпозицию, которая даёт дополнительную информацию о характеристиках моделируемой структуры. Как и в случае портов Wave, эта информация представлена в виде S-матрицы, связывающей между собой моды Флоке.

При моделировании порт Флоке – это часть пространства, ограниченная вертикальными стенками, на которые установлены периодические граничные условия. Для прямоугольного порта Флоке составляющие поля E , H при $Z > 0$ имеют следующий вид:

$$E(x, y, z) = \sum_n \sum_m a_{n,m} \exp(-i\kappa_n x - i\beta_m y - \gamma_{n,m} z) \quad (46)$$

где

$$\kappa_n = \kappa_0 + 2\pi n/L_x \quad (47)$$

$$\beta_m = \beta_0 + 2\pi m/L_y \quad (48)$$

$$\gamma_{n,m} = \sqrt{k^2 - \kappa_n^2 - \beta_m^2} \quad (49)$$

$L_{x,y}$ – периоды повторения структуры по осям X и Y , значение $a_{n,m}$ – амплитуды n , m гармоник, k – волновое число; κ_0 , β_0 определяются падающим полем, которое имеет вид плоской волны:

$$\kappa_0 = k \sin \theta \cos \varphi \quad (50)$$

$$\beta_0 = k \sin \theta \sin \varphi \quad (51)$$

θ – меридиональный угол падения плоской волны, φ – азимутальный угол.

Ряд (46) называется разложением поля по гармоникам Флоке в теории периодических структур. Можно увидеть, что гармоника Флоке с нулевыми индексами $n = m = 0$, которую часто называют основной гармоникой, имеет структуру поля, совпадающую с полем падающей волны.

В нашем случае выбрана простая квадратная геометрия частотно-избирательной поверхности, поэтому поле в ней описывается отраженной и преломленной волнами. Высшие гармоники Флоке не возбуждаются [132,133].

В разрабатываемом ФФП порты Флоке располагались на расстоянии равном удвоенному латеральному периоду ячейки структуры ($2g$) сверху и снизу от её поверхностей по нормали к оси Z . Таким образом порты Флоке находились в дальней зоне, что минимизирует влияния ближнего поля сеток на сами порты, в таком случае параметры пропускания и отражения для двух сеток совпадают с высокой точностью. Если же порты Флоке располагать достаточно близко к структуре, то возникает падение точности при моделировании, в данном случае наблюдается снижение пропускания при приближении портов на расстояние $0,3g$ (Рис. 23), в то время как даже при значении $0,4g$ сохраняется высокая точность расчётов.

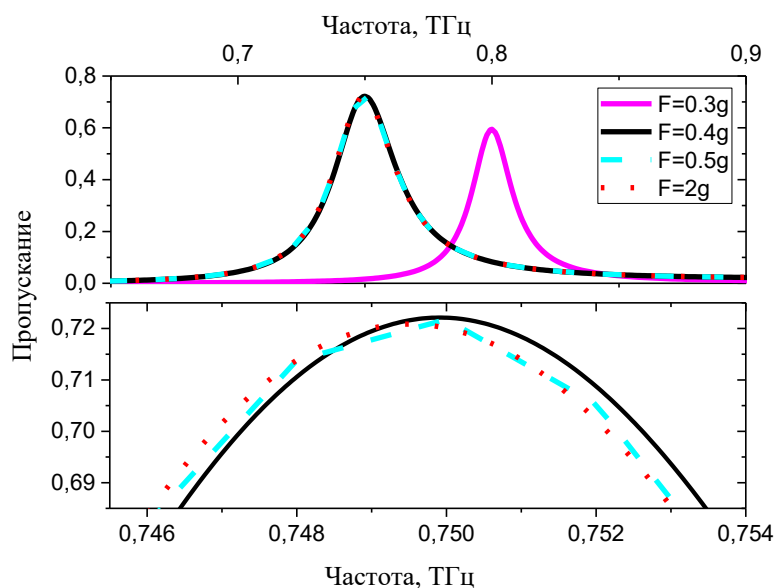


Рис. 23. Влияние расположения портов Флоке на пропускание ФФП, F – расстояние от портов Флоке до сетки, g – латеральный период сетки.

Сеточные рефлекторы размещались на поверхности полипропиленовой (ПП) плёнки, обеспечивающей фиксацию зазора между сетками и имеющей низкий тангенс диэлектрических потерь. Комплексная диэлектрическая проницаемость ПП задавалась равной $\varepsilon = 2,28 \cdot (1 - j \cdot 10^{-3})$, проводимость и толщина металлических сеток: $1,5 \cdot 10^7$ Ом/м и 0,4 мкм, соответственно. Толщина ПП варьировалась в окрестности 120 мкм, что связано с доступными образцами плёнок и близостью данного значения к длине волны λ_0^{max} фундаментального резонанса ФФП, который по условию задачи должен соответствовать частоте 850 ГГц:

$$L \approx \frac{\lambda_0^{max}}{2n} \quad (52)$$

где $n = \text{Re} \sqrt{\varepsilon}$. Соотношение (52) получено из (43) для $m = 0$, с учётом того, что в длинноволновом приближении $\varphi_1 = \varphi_2 \approx \pi$.

На первом этапе были проведены предварительные поисковые расчёты для различного отношения параметров a/g в диапазоне от 0,1 до 0,8. При фиксированном отношении a/g , моделировались спектры пропускания ФФП при значении $g = p \times \lambda_0^{max}$, где параметр p принимал значения от 0,1 до 0,5 с шагом 0,1. Характерный вид некоторых полученных кривых представлен на Рис. 24.

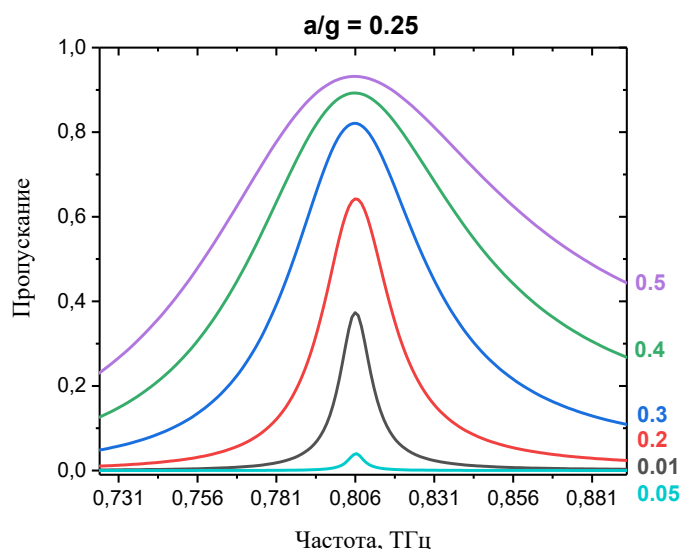


Рис. 24. Пропускание структуры, представленной на Рис. 22 с различными значениями параметров $g = p \times \lambda_0^{max}$ для $a/g = 0,25$. Значение параметра p указано сверху для каждой кривой соответствующим цветом.

Далее, чтобы определить оптимальный диапазон значений геометрических параметров структуры, соответствующий поставленной задаче, был произведён анализ полученных кривых и построены зависимости амплитуд (максимума пропускания, T_{max}) и относительных ширин на полувысоте резонансов $\frac{\Delta\nu}{\nu_m^{max}} = FWHM$ (Full Width at Half Maximum) от параметра p . В результате было определено, что оптимальные значения для поставленной задачи лежат в окрестности $a/g = 0,5$, поэтому на втором этапе был дополнительно проведён более детальный расчёт для диапазона значений a/g от 0,4 до 0,6 (Рис. 25). Ввиду большого объёма полученных данных здесь приведены только результаты, полученные на втором этапе.

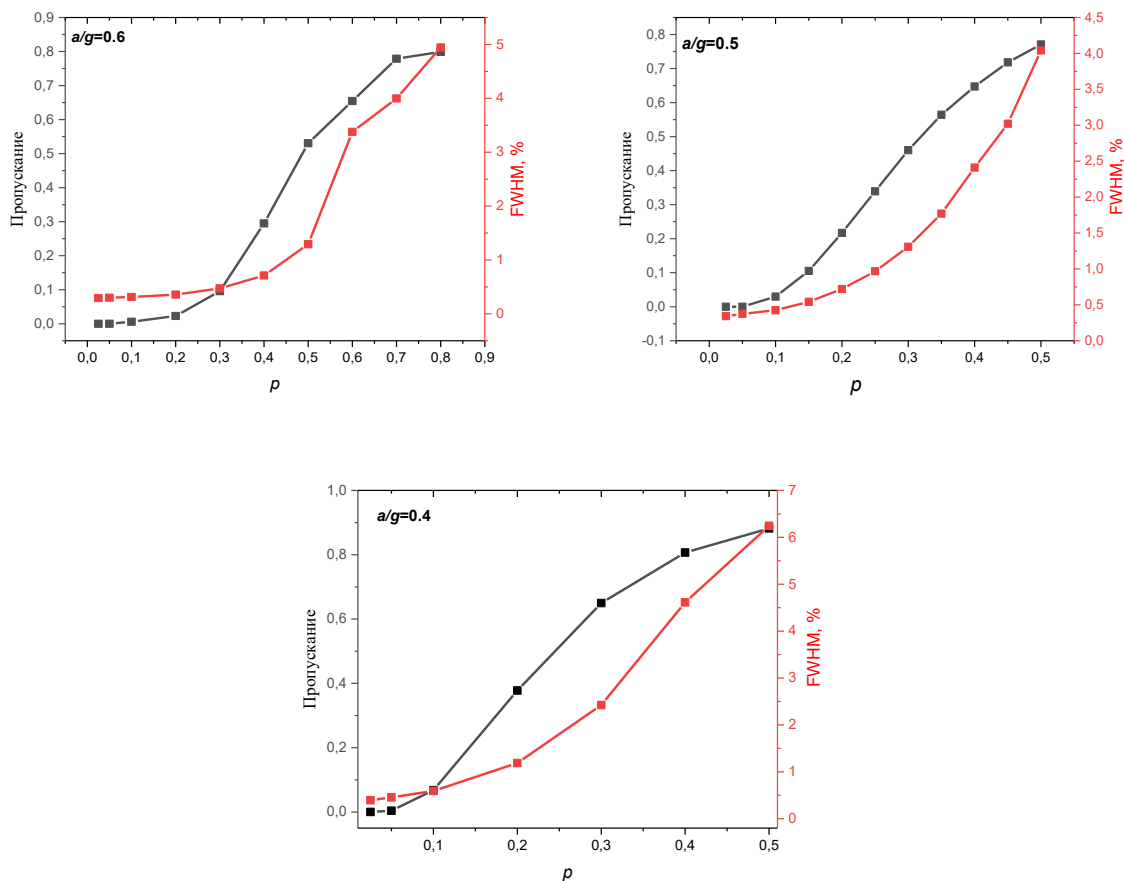


Рис. 25. Зависимость амплитуды пропускания и ширины на полувысоте максимума пропускания ФФП от значения периода структуры, выраженного через параметр p , для различных отношений параметров a/g .

Чтобы определить оптимальный диапазон значений геометрических параметров структуры g и a , соответствующих поставленной задаче (достижение целевой ширины фильтра при максимально возможном пропускании), был проведен последовательный анализ полученных спектров пропускания структур и построены карты значений амплитуды максимума пропускания T_{max} и $FWHM$ от параметров p и a/g . В среде Python был написан соответствующий код для решения поставленной задачи. В основе вычислений – функция интерполяции для двумерного сплайна `scipy.interpolate.BivariateSpline`, которая описывает сплайн $s(x, y)$ степеней kx и ky на прямоугольнике $[xb, xe] * [yb, ye]$, рассчитанный по заданному набору точек данных (x, y, z) (Рис. 26, Рис. 27).

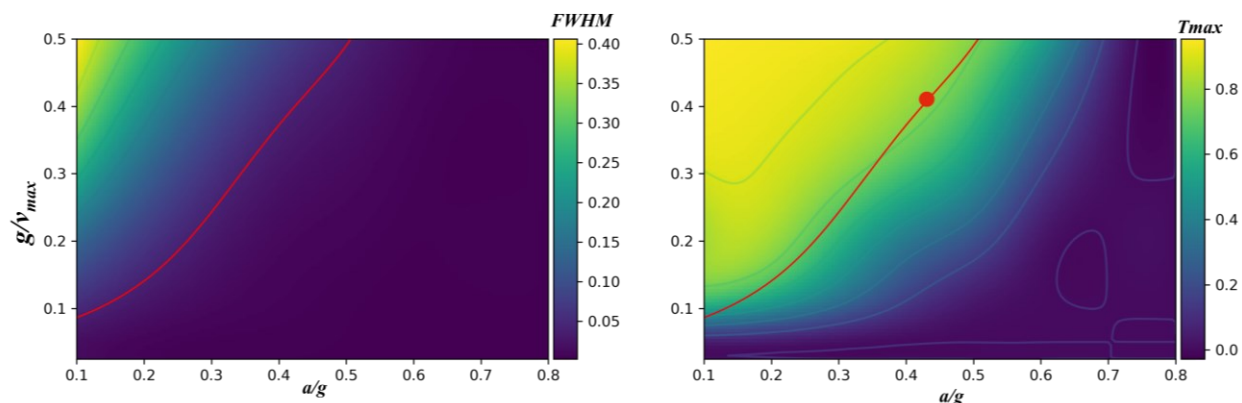


Рис. 26. Интерполированная карта значений $FWHM$ (слева) и $Tmax$ (справа). Красным выделен контур, соответствующий значению $FWHM = 4\%$.

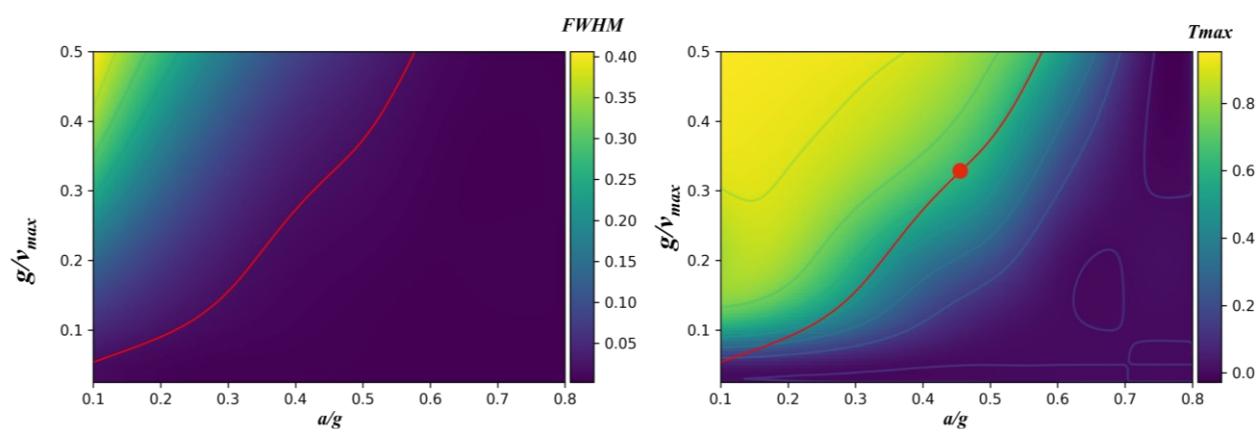


Рис. 27. Интерполированная карта значений $FWHM$ (слева) и $Tmax$ (справа). Красным выделен контур, соответствующий значению $FWHM = 2\%$.

Далее на карте полуширины фильтра (слева) выделялся контур, соответствующий заданному значению $FWHM = 4\%$ или 2% , и переносился на карту значений максимального пропускания (справа). Код программы определял пересечение этого контура с поверхностью графика максимального пропускания и производил «развертку», т. е. при движении вдоль выделенного контура, определял значения пропускания. Полученный график представлен на Рис. 28.

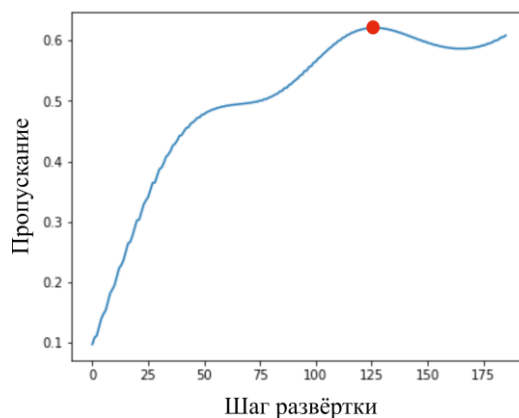


Рис. 28. «Развертка» значения параметра T_{max} вдоль контура, соответствующего значению $FWHM = 2\%$.

На полученной кривой определялся максимум значения и определялись соответствующие ему точные значения параметров геометрии структуры:

для $FWHM = 2\%$ $a/g = 0,455$ и $p = 0,327$, где $a = 32,36$ мкм, $g = 85,36$ мкм;

для $FWHM = 4\%$ $a/g = 0,430$ и $p = 0,407$, где $a = 29,75$ мкм, $g = 108,63$ мкм.

Далее было проведено численное моделирование пропускания ФФП с полученными параметрами (Рис. 29).

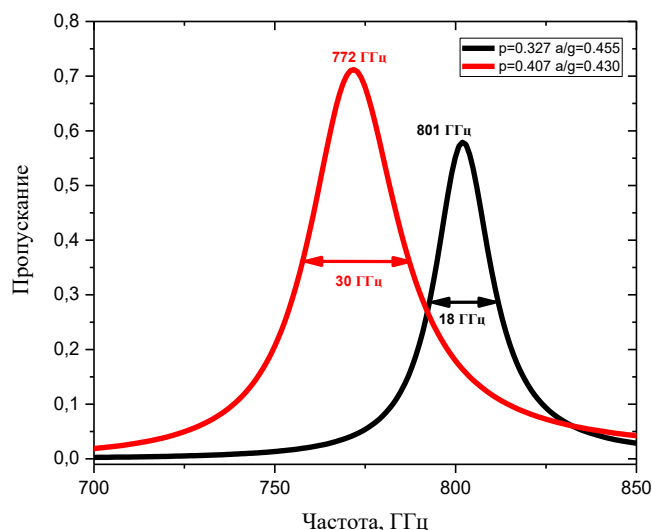


Рис. 29. Численное моделирование пропускания ФФП с параметрами a/g и p , определёнными с помощью перенесения контуров $FWHM = 2,3$ и $3,8\%$ с картой T_{max} .

При моделировании получены значения линий ширины пропускания $FWHM = 2,3\%$ (черный) и $FWHM = 3,8\%$ (красный), что довольно близко к условиям поставленной задачи и

позволяет перейти непосредственно к изготовлению ФФП. Стоит отметить, что полученные значения T_{max} расположены на частотах 0,801 и 0,772 ТГц, соответственно, что не является проблемой, так как такая небольшая отстройка эталона Фабри-Перо может быть компенсирована заданием небольшого угла падения излучения на структуру, и скорее является преимуществом.

Далее, на основе полученных при моделировании данных были изготовлены образцы ФФП с $FWHM=4\%$. В качестве диэлектрического слоя – полипропилен толщиной ~ 120 мкм использовалась прозрачная папка-уголок для документов. Поскольку для ТГц структур типичные топологические размеры его микрорисунка лежат в диапазоне $\sim 3-300$ мкм, для изготовления ФФП может быть эффективно использован хорошо зарекомендовавший себя метод контактной фотолитографии. Изготовление начинается с жесткой механической фиксации полипропиленовой плёнки (ПП) на стеклянной подложке. Далее ПП дополнительно металлизируется алюминием толщиной 0,4 мкм методом термического вакуумного напыления с последующим нанесением центрифугированием положительного фоторезиста толщиной 0,6 мкм, которая затем высушивается на воздухе и подвергается термической обработке в термостате при 90 °С. После плотного контакта слоя фоторезиста со структурным «положительным» фотошаблоном, представляющим собой кварцевую пластину с узорчатой пленкой оксида железа, на него воздействуют монохроматическим УФ-излучением ($\lambda = 365$ нм) через фотошаблон для создания скрытого изображения, микроузор которого повторяет фотошаблон. Скрытое изображение подвергается дальнейшему химическому проявлению в растворе гидроксида калия, который удаляет облученные участки фоторезиста. Последующее закрепление проявленного фоторезиста сушкой сжатым воздухом формирует прочную маску резиста, через которую происходит дальнейшее химическое травление слоя алюминия неорганическими растворителями. После удаления затвердевшей резистивной маски растворением ее в органическом растворителе плёнка ПП с изготовленным металлизированным микрорисунком нужной структуры отделяется от стеклянной подложки. Далее процедура повторяется для изготовления идентичного микроузора на противоположной стороне ПП плёнки. Полученная плёнка закрепляется в кольцевой металлический держатель [83,101] (Рис. 30).

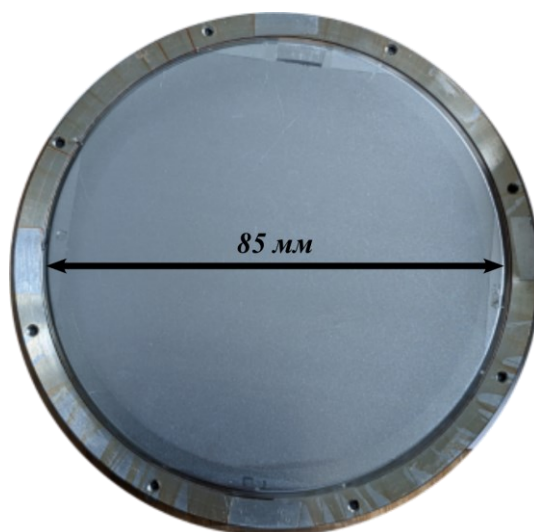


Рис. 30. Изображение готового ФФП.

На микроскопе ZEISS Axio Examiner D1M произведён визуальный контроль изготовленных фильтров (Рис. 31).

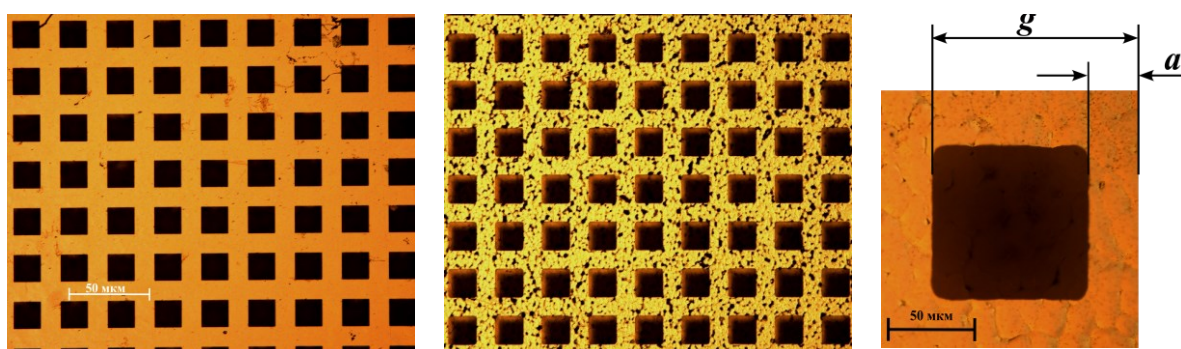


Рис. 31. Фотографии изготовленного ФФП, слева – при увеличении 10 кратном –глянцевая сторона, по центру – шероховатая, справа – при 50 кратном увеличении.

На ИТС, разработанном в ИАиЭ СО РАН (Рис. 1, на Рис. 32 в увеличенном масштабе показано ТГц-излучение и расположение ТГц поляризаторов и ФФП), получены спектры пропускания изготовленных ФФП при нормальном падении излучения и при повороте ФФП параллельно поляризации терагерцовой волны и перпендикулярно от 0° до 50° с шагом 5° (Рис. 33), поляризаторы выставлены параллельно ТГц излучению.

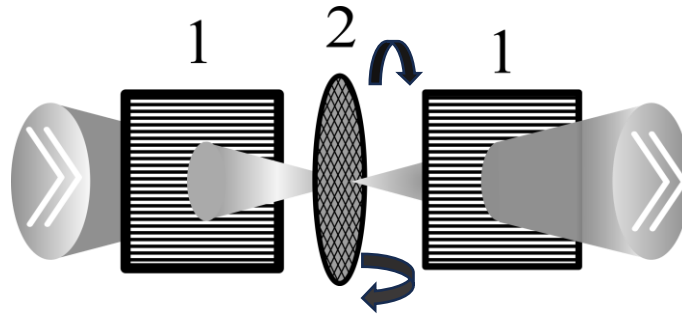


Рис. 32. Схематичное изображение исследования пропускания ФФП. 1 – ТГц поляризаторы, 2 – ФФП. Черными стрелками указаны направления поворота ФФП относительно ТГц излучения, белыми – направление ТГц-излучения.

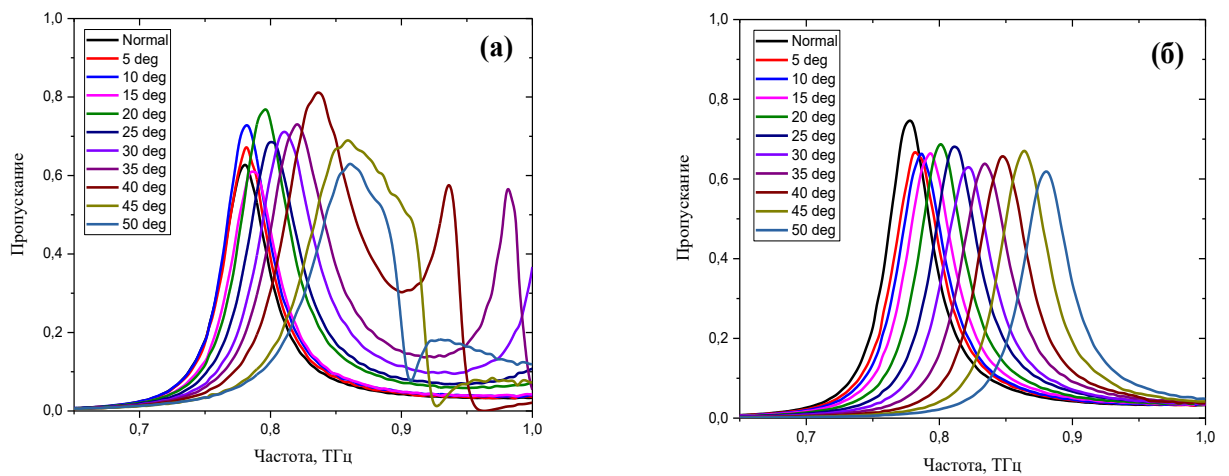


Рис. 33. (а) Поворот ФФП параллельно ТГц-излучению, (б) поворот ФФП перпендикулярно ТГц- излучению.

Также определены значения ν_{max} и $FWHM$ в зависимости от угла поворота и плоскости, в которой производится поворот (Рис. 34).

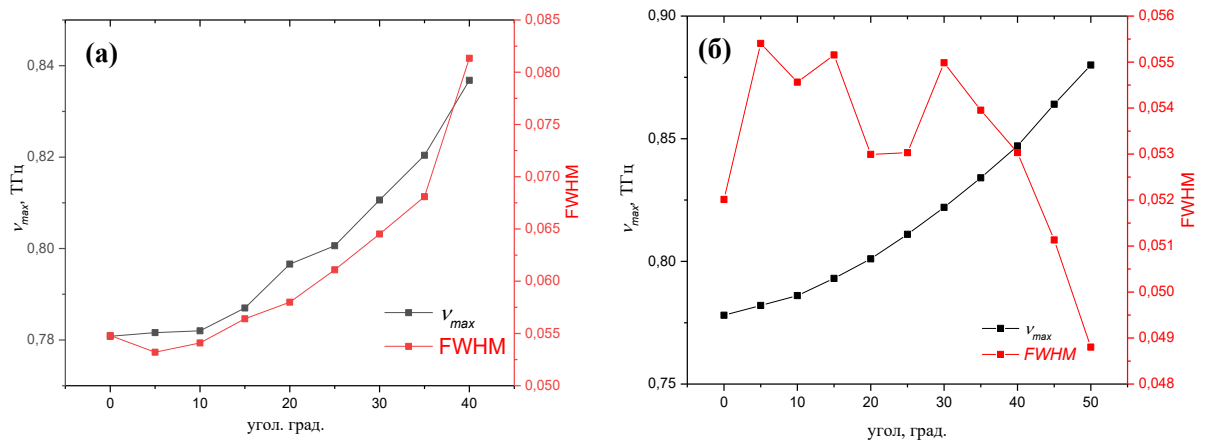


Рис. 34. Зависимость ν_{max} и $FWHM$ в зависимости от поворота относительно ТГц-излучения.

На Рис. 34 можно наблюдать достаточно равномерное увеличение – близкий к экспоненциальному рост максимальной частоты пропускания ν_{max} и $FWHM$ при повороте ФФП параллельно ТГц-излучению. При перпендикулярном повороте при плавном увеличении ν_{max} изменение $FWHM$ изменяется не экспоненциально. При этом, при перпендикулярном повороте можно выделить максимально близкие к искомым значения ν_{max} и $FWHM$, т. е. при ν_{max} в окрестности 0,8 ТГц при повороте ФФП на 20 градусов (0,85 ТГц при повороте на 40 градусов).

На Рис. 35 приведено сравнение изготовленного ФФП и смоделированного. В результате исследования показано хорошее согласование между результатами моделирования и изготовленными ФФП.

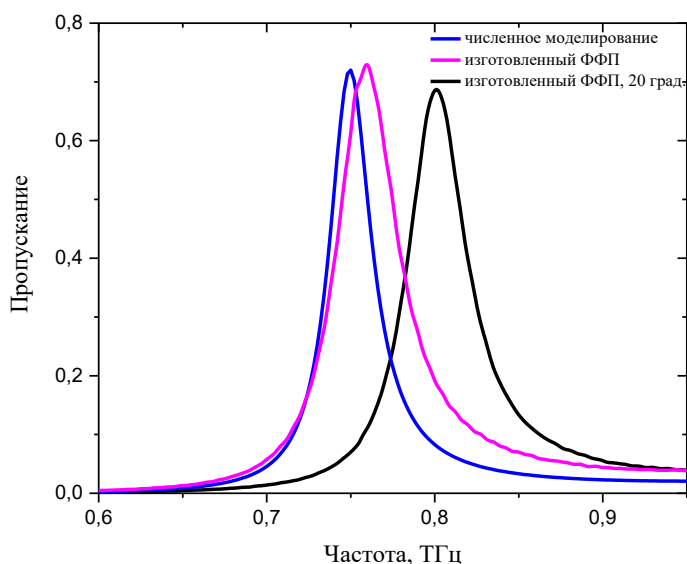


Рис. 35. Пропускание модельного и изготовленного ФФП.

Далее проведена оценка спектра пропускания комплексного фильтра, состоящего из доступного полосового фильтра с центральной частотой 0,8 ТГц и шириной полосы 20% и смоделированных выше ФФП с ширинами 4% и 2%, а также изготовленного ФФП. Результаты представлены на Рис. 36.

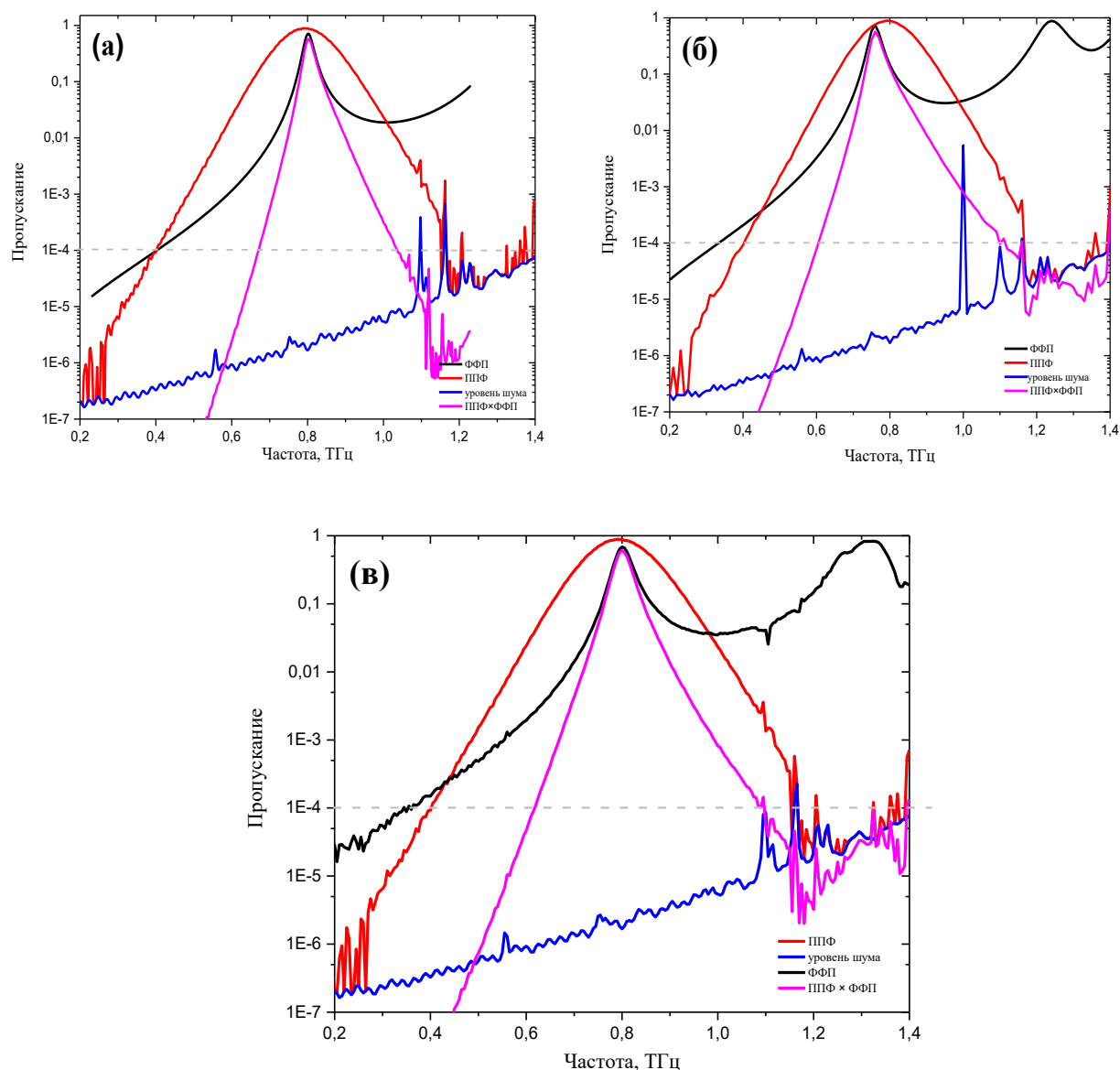


Рис. 36. Оценка пропускания протомоделированных 4% и 2% (а, б) и изготовленного (в) комплексных фильтров (розовые кривые на графиках), состоящего из ППФ с центральной частотой 800 ГГц и шириной полосы 20% (красный) и ФФП (черный). Синий – уровень шума ИТС. Серый пунктир – уровень пропускания 10^{-4} .

Для оценки выигрыша от применения метода субдискретизации было сделано предположение, что алиасинг от внеполосового сигнала допустим на уровне 0,01%, т.к. отношение сигнал/шум терагерцовых спектрометров обычно не превышает 10^3 , такой уровень искажений теряется в шумах.

По полученным графикам (Рис. 36) определяем, что левая и правая границы находятся на $f_L = 0,672$ ТГц и $f_H = 1,036$ ТГц для фильтра с полосой пропускания 3,8% и $f_L = 0,605$ ТГц, $f_H = 1,099$ ТГц для фильтра с полосой пропускания 2,3%.

Следовательно, параметр k – во сколько раз можно увеличить шаг дискретизации (см. главу 1):

В нашем случае ФФП с шириной 3,8% параметр k лежит между 1 и 2,22, принимая целочисленное значение $k = 2$; а для ФФП с шириной 2,3% $k = 3,2$, принимая целочисленное значение $k = 3$.

Для реально полученного ФФП при $T_{max} = 0,801$ ТГц (Рис. 36) было получено значение $k = 2,32$, принимая целочисленное значение $k = 2$.

В результате показано, что при выборе параметров $p=0,327$; $a/g=0,455$ для ширины линии пропускания 2% и $p=0,430$; $a/g=0,407$ для ширины 4% возможна разработка узкополосного фильтра, позволяющим применить метод субдискретизации в ИТС при увеличении шага дискретизации до 3 раз.

В данной главе показано, что для полученных комплексных фильтров с шириной полосы пропускания 3,5% и максимумом пропускания 57,3%, и шириной полосы пропускания 2,2% и максимумом пропускания 50,5% возможно применить субдискретизации при измерениях в импульсном терагерцовом спектрометре с увеличением шага дискретизации в 2 и 3 раза соответственно. Изготовленный ФФП, совмещенный с ППФ, даёт максимальное пропускание 60% и позволяет увеличить шаг дискретизации в 2 раза.

По расчётам выбор указанных выше параметров a/g и p позволит установить параметр субдискретизации $k = 3$ за счёт большего сужения полосы пропускания результирующего фильтра и уменьшения её максимума, что на самом деле не является критичным, т.к. граница динамического диапазона ИТС, как видно из Рис. 18, более 10^5 в окрестности частоты 0,8 ТГц.

3.3. Тестирование метода субдискретизации в ИТС при исследовании пропускания кремниевой пластины

Апробация метода субдискретизации, рассмотренного в главе 1, осуществлена на примере высокоомной кремниевой пластинки (TYDEX, Россия), материала, являющегося хорошо изученным в терагерцовом диапазоне.

Так же, как и в главе 2, в параллельный пучок был установлен изготовленный ФФП, далее установлен пропускающий полосовой фильтр на 0,8 ТГц для подавления высших резонансов Фабри-Перо, за ним установлена кремниевая пластинка толщиной 2 мм.

ФФП отстроен на максимальную частоту пропускания 0,85 ТГц, путем поворота ФФП на 42° к ТГц излучению (Рис. 32, Рис. 33, б), что соответствует центру локального атмосферного окна, расположенного между пиками поглощения на частотах 0,76 и 0,927 ТГц (Рис. 18, Рис. 19). Таким образом $f_N \geq f_H = 1,099$ ТГц, частоту дискретизации берем с небольшим запасом, $f_S = 2f_N = 2,44$ ТГц, что соответствует интервалу дискретизации $\Delta t = 820$ фс для случая обычного измерения, выполняемого в соответствии с теоремой отсчетов. В случае субдискретизации $\Delta t_s = \Delta t/k = 410$ фс (Рис. 37).

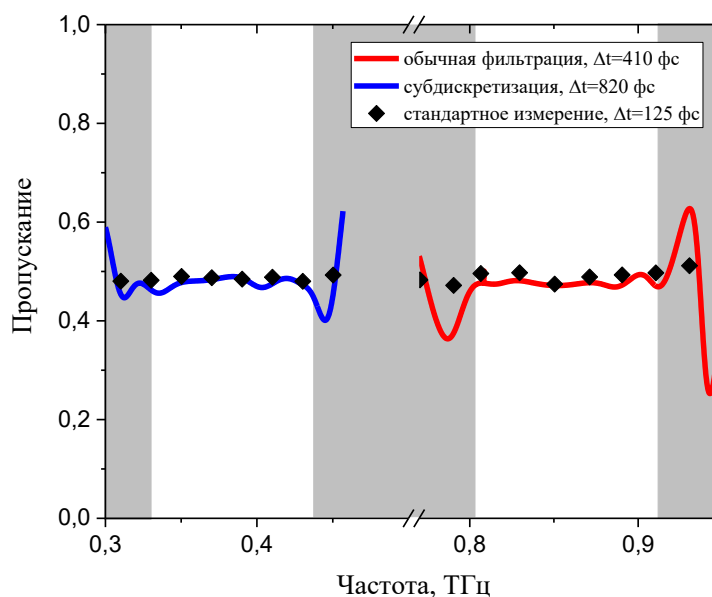


Рис. 37. Пропускание высокоомной кремниевой пластины при фильтрации (красная кривая) и с субдискретизацией (синяя кривая). Черные ромбы - обычные измерения на ИТС без фильтрации. В белых областях – достоверные участки пропускания.

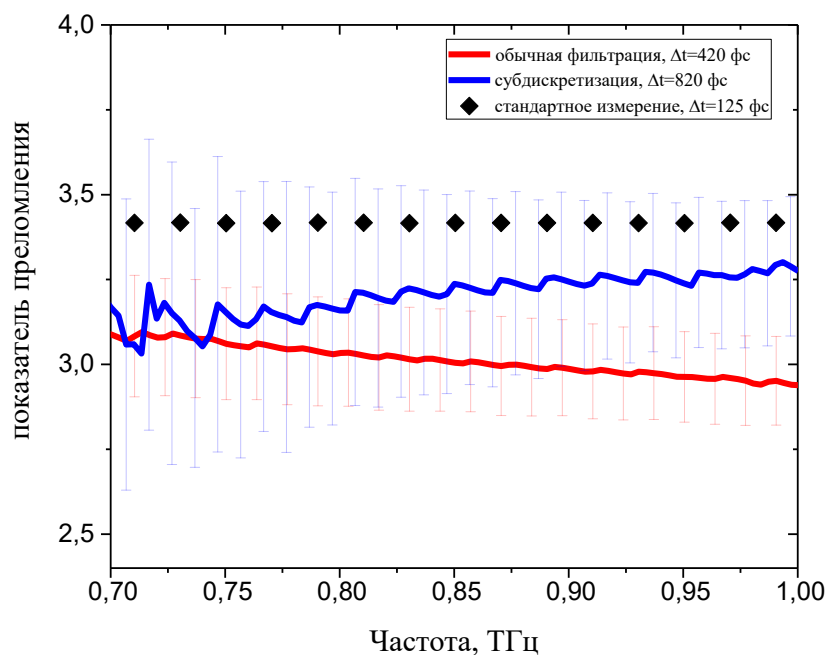


Рис. 38. Показатель преломления высокоомной кремниевой пластины при фильтрации (красная кривая) и с субдискретизацией (синяя кривая). Черные ромбы - обычные измерения на ИТС без фильтрации.

На Рис. 37 и Рис. 38 представлены графики пропускания в случае измерений в соответствии с теоремой отсчетов (красные кривые) и с применением метода субдискретизации с $k = 2$ (синие кривые). Кремний практически не обладает дисперсией показателя преломления и потерями в данном диапазоне частот, поэтому функция пропускания близка к горизонтальной прямой. Среднее значение пропускания в полосе, соответствующей $FWHM$ фильтра в случае нормальных измерений, составляет $0,473 \pm 0,004$ и $0,484 \pm 0,006$ для случая субдискретизации. При этом значение показателя преломления в первом случае составляет $3,00 \pm 0,02$, во втором $3,23 \pm 0,03$. Указан 95%-ный доверительный интервал. Таким образом можно сделать вывод, что применение метода субдискретизации позволило измерить пропускание образца с ошибкой в 2,3%. Это несколько больше шума измерений в ТГц спектрометрах, проведённых при нормальных условиях без фильтрации. Однако при быстрых измерениях, характерных для режима построения изображения в ИТС, для которых в основном и требуется значительное сокращение времени измерения, эта величина соответствует уровню шума. А значит, метод субдискретизации с помощью узкополосного фильтра может дать выигрыш не менее чем в 2 раза при проведении ТГц визуализации.

Что касается показателя преломления, то измеренные данные отличаются на 0,23. Это заметная ошибка измерения, т.к. показатель преломления кремния составляет 3,417 [134,135]. Разница более заметна именно при использовании субдискретизации. Стоит предположить,

что данная ошибка может быть связана с фазовой неопределенностью временных сигналов после Фурье-преобразования. В широкополосных импульсных сигналах ИТС развернутые (unwrapped) Фурье-спектры, полученные с образцом и без него, экстраполируются в одну точку на нулевой частоте, что позволяет с высокой точностью определить показатель преломления, который обусловлен разницей этих спектров (т.е. разницей фаз волн, прошедших через свободное пространство и материал). Однако в случае квазигармонических сигналов, полученных в следствие узкополосной фильтрации, существует неопределенность и видимо она дает о себе знать. Вероятно, применение метода субдискретизации потребует соответствующей адаптации алгоритмов обработки терагерцовых сигналов для достижения достоверных измерений.

Резюмируя, отметим, что был предложен подход к созданию терагерцовых квазиоптических узкополосных фильтров, основанный на совмещении фильтра на основе эталона Фабри-Перо и широкополосного фильтра, отсекающего его высшие резонансы. Данный подход масштабируем и может быть применен как в диапазоне миллиметровых волн, так и до 6 ТГц. Таким образом полученные результаты обладают прикладной значимостью для систем миллиметровой связи, радио и миллиметровой астрономии, а также в качестве выходных фильтров при разработке генераторов терагерцовых частот, в частности на основе нелинейно-оптического преобразования энергии лазерных источников.

На примере измерения кремниевой пластинки с использованием смоделированных и разработанных узкополосных фильтров на основе эталона Фабри-Перо показано, что метод субдискретизации работает в импульсной терагерцовой спектроскопии с 95% точностью. Полученные при этом результаты хорошо согласуются с измерениями без применения ФФП и метода субдискретизации. Но при этом применение данного метода, как и антиалиасных фильтров даёт выигрыш по времени измерения.

ГЛАВА 4. ИМПУЛЬСНАЯ ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ АНТИАЛИАСНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

4.1. Исследования температурной зависимости оптических свойств кристаллов КТР в терагерцовом спектральном диапазоне

4.1.1. Актуальность и мотивация исследования

Кристалл титанил-фосфата калия (KTiOPO_4 , КТР) — широко распространенный нелинейно-оптический материал, применяемый в качестве эффективного преобразователя частоты лазерных источников в ближнем и среднем инфракрасном диапазоне. Популярность КТР обусловлена высоким порогом лазерного повреждения до 30 ГВт/см^2 (однократное измерение импульсами $8,5 \text{ нс}$ на длине волны $1,064 \text{ мкм}$ [136]), прозрачен в широком диапазоне ($0,35\text{-}4,5 \text{ мкм}$). Кристалл обладает достаточно высокими нелинейно-оптическими коэффициентами $d_{31} = 2,2 \text{ пм/В}$, $d_{32} = 3,7 \text{ пм/В}$ и $d_{33} = 14,6 \text{ пм/В}$ [137], а также возможностью изготовления периодически поляризованных структур в данном кристалле.

В настоящее время КТР рассматривается как перспективный материал для преобразования инфракрасного (ИК) лазерного излучения в терагерцовое излучение [22–25,120,138]. Это важно для создания малогабаритных терагерцовых источников излучения, перестраиваемых в широком диапазоне частот и обладающих высокой спектральной яркостью. Среди задач, которые можно решать с помощью таких источников, следует отметить газоанализ, в частности, создание терагерцового лидара для мониторинга газовых компонентов в околосреднем слое атмосферы на километровых дистанциях для охраны окружающей среды и контроля климатических изменений [139,140]; исследование ядерных спиновых изомеров молекул и их превращений [141,142]; разработка компактных ускорителей заряженных частиц [143]; развитие нелинейной оптики в новых спектральных диапазонах [144] и изучение селективного воздействия терагерцового излучения на живые организмы [145].

В ряде работ подробно исследованы терагерцовые оптические свойства кристаллов КТР и рассчитаны условия коллинеарного синхронизма для генерации терагерцовой разностной частоты (ГРЧ) при ИК лазерной накачке [23,24,120,138]. Теоретические расчёты, представленные в [23], также подтверждают возможность преобразования частоты в пределах терагерцового диапазона. Возможность генерации терагерцовых волн методом вынужденного поляритонного рассеяния (ВПР) была экспериментально продемонстрирована группой проф. J-G Huang [22,25]. При этом из-за более высокого порога лазерно-индуцированного

разрушения было показано, что КТР является более эффективным преобразователем, чем кристаллы ниобат лития [22].

Недавно было показано, что охлаждение кристаллов КТР до температуры жидкого азота значительно снижает его коэффициент поглощения в терагерцовом диапазоне [23,120]. Это должно повысить эффективность кристалла КТР в приложениях терагерцовой фотоники. Вместе с тем термоэлектрические измерения показали, что механизм электропроводности кристаллов КТР вдоль оси c также меняет свой характер при охлаждении. В работах [146,147] было показано, что при температурах ниже -73 °С преобладающими носителями заряда являются электроны. В интервале температур $-73...-23$ °С проводимость биполярная, а при $T > -23$ °С преобладает катионная проводимость. Точные значения температуры могут варьироваться в зависимости от качества кристалла и степени его легирования. Наблюдаемое изменение диэлектрического отклика кристалла с понижением температуры определяется постепенной локализацией движения ионов K^+ . Потенциально это может привести к резкому изменению терагерцового диэлектрического отклика, поскольку он в основном определяется фоновыми модами ниже 6 ТГц, связанными с колебаниями калиевой подрешетки кристалла [148]. Резкое изменение диэлектрического отклика потенциально может повлиять на эффективность нелинейного преобразования в ТГц диапазоне.

Ранее кристаллы КТР исследовались только при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Для полной характеристики кристалла КТР также важно детально изучить его терагерцовые оптические свойства при промежуточных температурах. Это является целью настоящей работы, в которой исследуются оптические свойства КТР в ТГц диапазоне в диапазоне температур от -192 °С до $+150$ °С. Для повышения точности измерений образцы толщиной около 3 мм исследовались методом ИТС с применением антиалиасных фильтров №3 и №4 с частотами срезов $f_{0,01} = 1,018$ ТГц и $f_{0,01} = 1,68$ ТГц (см. главу 2), соответственно, для ускорения измерений и сокращения влияния долговременных дрейфов системы. Результаты представлены в ограниченном диапазоне частот $0,2 \div 1$ ТГц, что связано с большим поглощением толстых образцов и динамическим диапазоном спектрометра.

4.1.2. Описание исследуемых образцов и экспериментальной установки

Из кристаллов КТР были изготовлены два образца с a - и b -срезами размерами $9 \times 9 \times 3$ мм³ (Рис. 39). Кристаллы выращены методом Чохральского и предоставлены фирмой Castech Inc. (Фуцзянь, Китай). Крупные грани были отполированы до высокого оптического качества. Измеренная проводимость образцов по постоянному току вдоль оси c составила

$\sim 10^{10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при комнатной температуре. Как и в работах [23,120], было принято следующее соответствие между оптической и кристаллографической осями: $x, y, z \rightarrow a, b, c$.

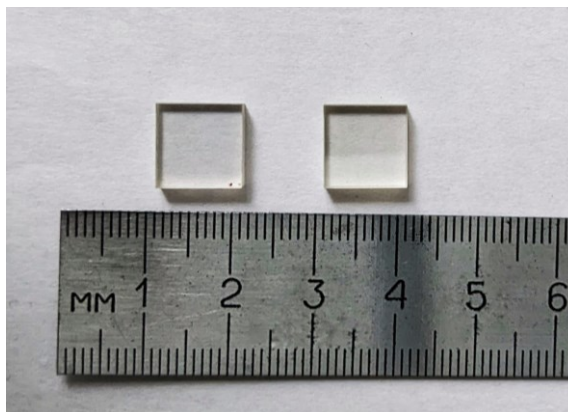


Рис. 39. Фотография образцов кристаллов КТР.

Измерения проводились с помощью импульсного терагерцового спектрометра, разработанного в ИАиЭ СО РАН (см. Рис. 1).

ТГц-сигналы регистрировались в обычном режиме: временной шаг 125 фс (что соответствует частоте Найквиста 4 ТГц) в диапазоне 60 пс без ФНЧ, что соответствует спектральному разрешению ~ 20 ГГц, при использовании ФНЧ 3 + ФНЧ 4, временной шаг составил 400 фс при таком же диапазоне 60 пс, что позволило сократить время измерения до 5 раз. Статистические ошибки измеряемых параметров определялись по четырём сериям экспериментов. ТГц поляризаторы были установлены для увеличения поляризационного контраста системы [66]. Перед измерением образцы располагались так, чтобы линейная поляризация ТГц волны была параллельна исследуемой главной оптической оси. Обработка терагерцовых сигналов и расчёт оптических свойств образцов проводились по алгоритму из [9]. Более детальное описание ИТС приведено в главе 1.

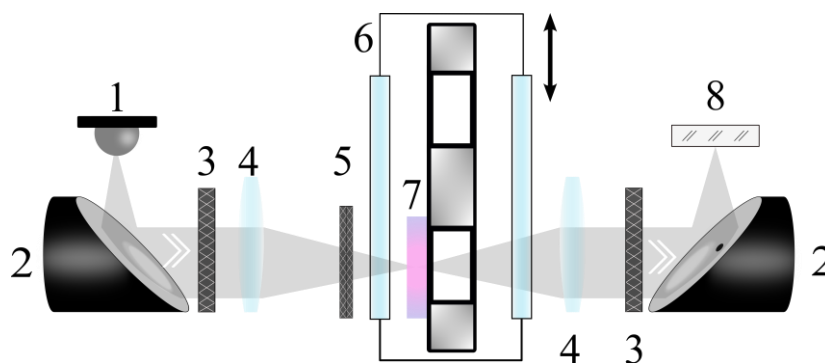


Рис. 40. Оптическая схема эксперимента: 1 – ТГц – генератор, 2 – внеосевые параболические зеркала, 3 – ТГц поляризаторы, 4 – фокусирующие ТРХ линзы, 5 – ФНЧ, 6 – криостат, 7 – образец, помещенный в криостат, 8 – кристалл-детектор.

В работе использовался заливной криостат с окнами из плавленного кварца. Криостат снабжен резистивным нагревателем, закрепленным на горловине медного держателя образцов, имеющего в своей нижней части два одинаковых отверстия диаметром 7 мм (Рис. 40). В одно отверстие помещались исследуемые образцы, другое предназначено для регистрации эталонных ТГц-сигналов. Путём перемещения всего криостата перпендикулярно ТГц-излучению с помощью моторизованного линейного позиционера (Newport, США) при заданной температуре мы измеряли поочерёдно ТГц сигнал с образцом и без него. Температура измерялась с помощью термопары, закрепленной рядом с образцом, и стабилизировалась с точностью $\pm 0,5$ °С с помощью компьютерного терморегулятора ТРМ251 («Овен», Москва, Россия). Спектральные измерения на ИТС проводились только после стабилизации необходимой температуры.

4.1.3. Полученные результаты

Спектральные зависимости коэффициентов поглощения КТР при температурах: -192 °С; -150 °С; -100 °С; -50 °С; 25 °С; 50 °С; 100 °С и 150 °С показаны на Рис. 41. Коэффициенты поглощения растут с увеличением частоты излучения, что связано с наличием фононных мод выше 1 ТГц. Как показано ранее в [120], максимумы поглощения фононных мод для α_z при комнатной температуре находятся вблизи 1,75 ТГц и 2,2 ТГц; для α_y около 2,15 ТГц и α_x около 2,44 ТГц. При 25 °С значения коэффициента поглощения α_z в диапазоне 0,5–1 ТГц увеличиваются с 5 см^{-1} до 15 см^{-1} , а два других близки друг к другу $\alpha_x \approx \alpha_y$ и составляют примерно в 5 раз меньше α_z , что хорошо согласуется с представленными ранее измерениями [23,120].

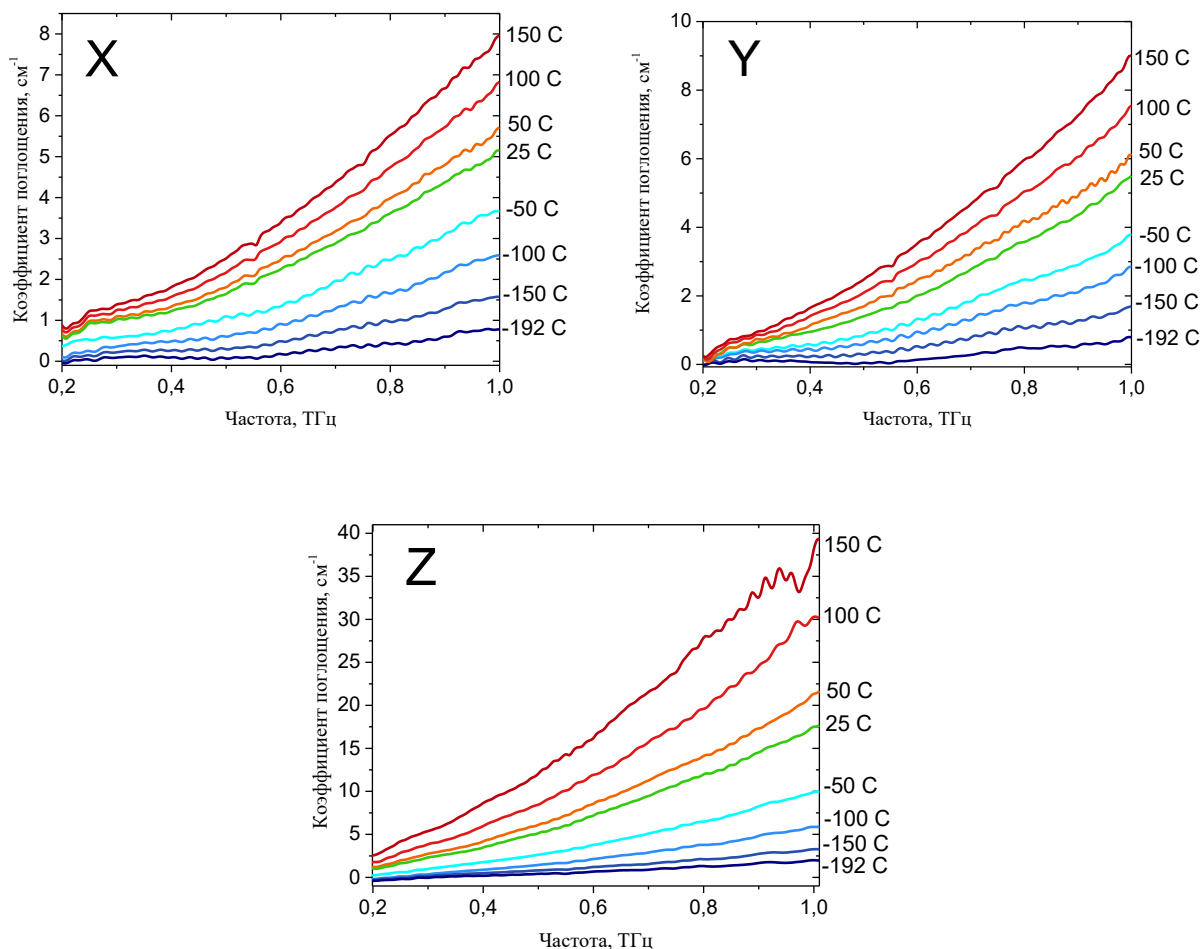


Рис. 41. Частотные зависимости коэффициентов поглощения осей x , y и z при различных температурах.

Важно отметить, что в работах [23,120] в спектре α_z обнаружен слабый широкий пик поглощения с максимумом $\sim 30 \text{ см}^{-1}$ в окрестности $0,9 \text{ ТГц}$ ($\lambda = 333 \text{ мкм}$). В нашем случае этот пик отсутствует при всех температурах. Возможно, это свидетельствует о более высоком качестве исследуемых нами кристаллов КТР. Широкий пик поглощения может быть связан с нарушением правила отбора волнового вектора из-за разупорядоченности, вызванной дефектами кристаллической решетки. В результате наблюдается проявление акустических фононных колебаний в спектре низкочастотного поглощения. Подобный эффект наблюдался в рамановских спектрах кристаллов ниобата лития (LiNbO_3) [149]. В работе [150] спектральное разрешение и спектральный диапазон не позволили однозначно обнаружить наличие такого пика, однако коэффициент поглощения медленной оси на частоте 1 ТГц имеет значение, близкое к 20 см^{-1} , что соответствует нашим результатам. На Рис. 41 видно, что значения α_x и α_y меньше 5 см^{-1} на частотах $\leq 0,75 \text{ ТГц}$ при всех температурах. При охлаждении до $-192 \text{ }^\circ\text{C}$ поглощение по всем осям уменьшается до значений $< 1 \text{ см}^{-1}$.

Температурные зависимости спектров показателя преломления КТР представлены на Рис. 42. Данные демонстрируют увеличение показателя преломления с увеличением частоты. Это также связано с кристаллическими фоновыми модами выше 1 ТГц. Эти результаты хорошо согласуются с данными, полученными при комнатной температуре и температуре жидкого азота в других работах. Показатели преломления на частоте 1 ТГц составляют $n_z = 4,00$, $n_y = 3,35$, а двулучепреломление при комнатной температуре составляет $\Delta n = n_z - n_y = 0,65$. При $-192\text{ }^\circ\text{C}$ показатель преломления уменьшился на $\sim 10\%$ по сравнению с комнатной температурой. На Рис. 42 можно наблюдать, что с изменением температуры кривые показателя преломления смещаются параллельно, практически не меняя своей формы.

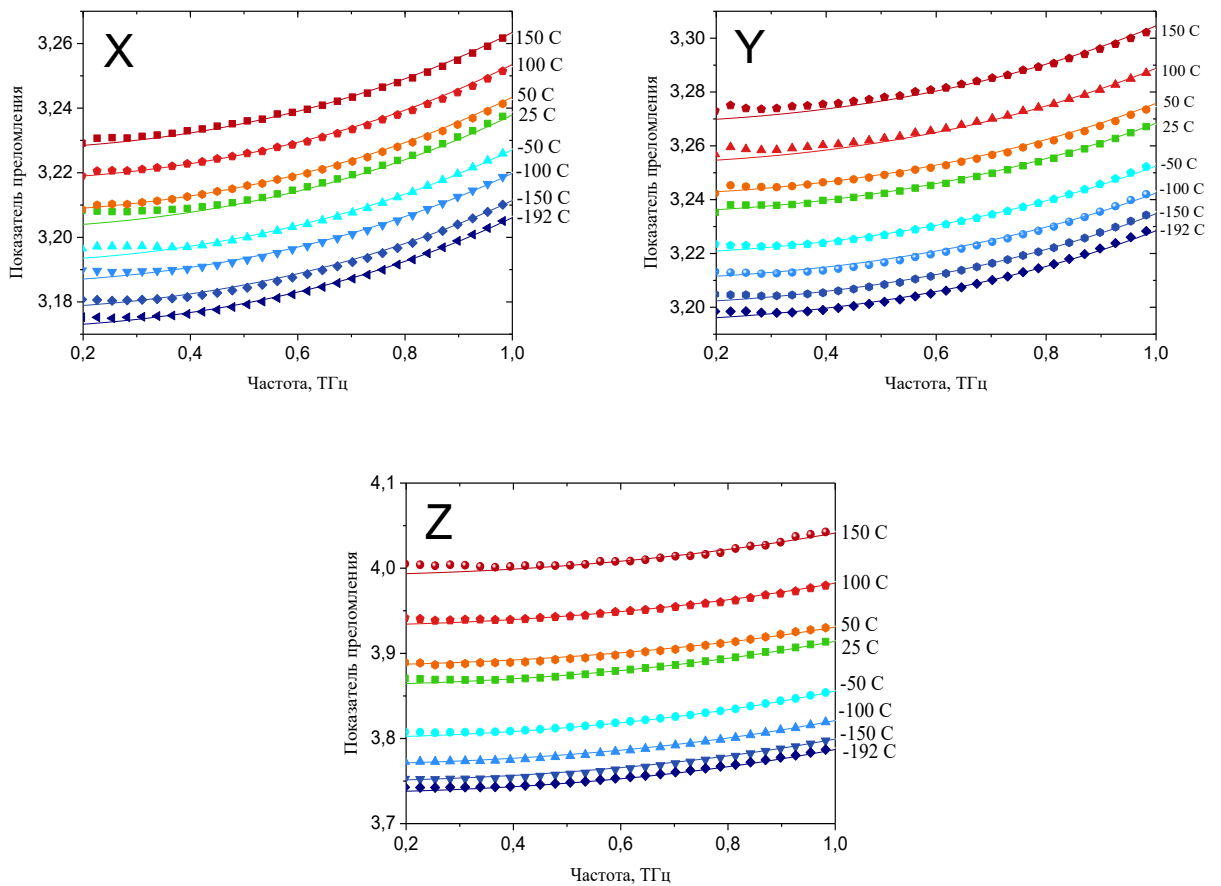


Рис. 42. Дисперсия показателей преломления осей x, y и z при разных температурах. Символы — это измеренные данные; непрерывные линии являются аппроксимацией уравнениями Зельмейера.

Дисперсия показателей преломления в диапазоне $0,2\div 1$ ТГц для всех температур аппроксимируется уравнением Зельмейера в виде:

$$n_i^2 = A_i + \frac{B_i \lambda^2}{\lambda^2 - C_i} \quad (53)$$

где A_i , B_i , C_i — коэффициенты Зельмейера, определяемые по экспериментальным данным методом наименьших квадратов; i обозначает оси x , y , z ; λ — длина волны в мкм. Поведение коэффициентов Зельмейера при изменении температуры показано на Рис. 43.

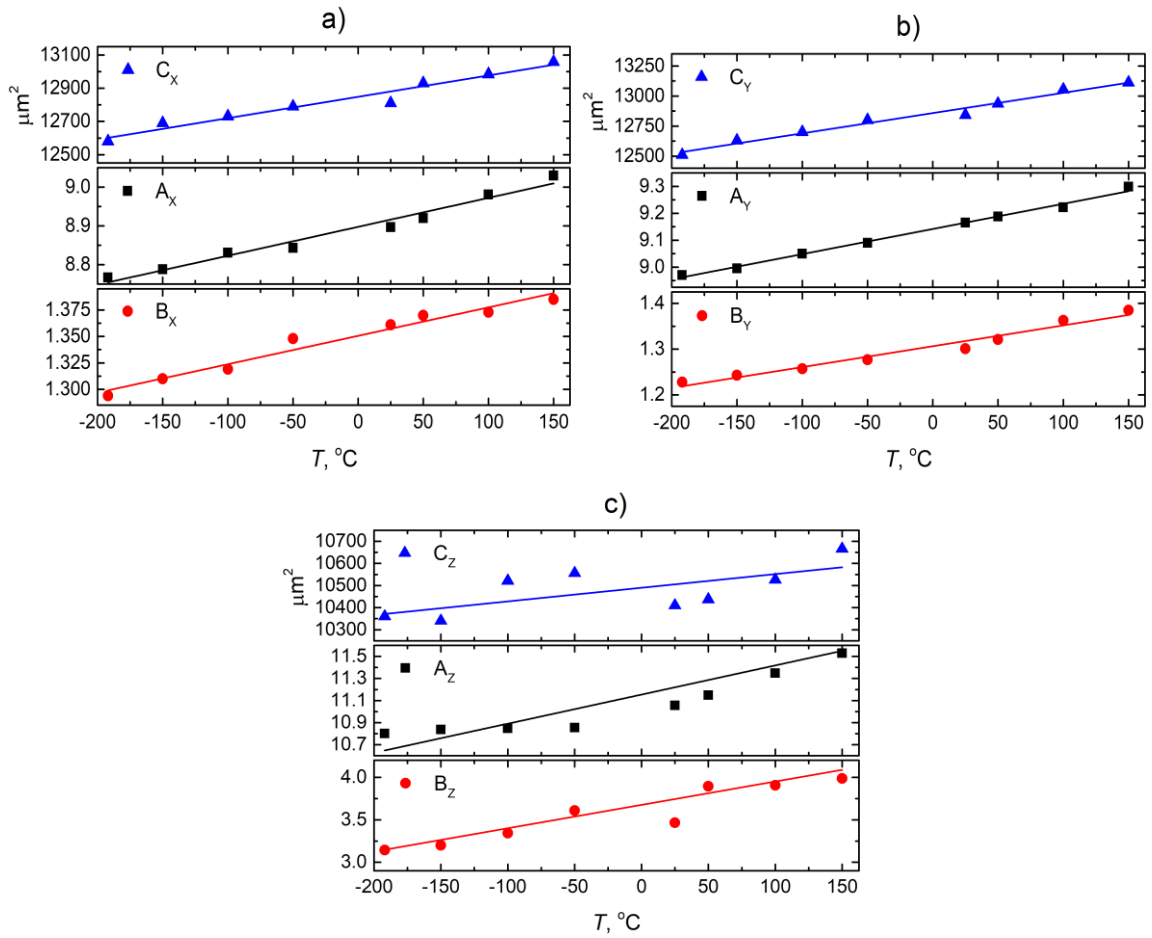


Рис. 43. Температурная зависимость коэффициентов Зельмейера для осей x , y и z . Символы представляют измеренные значения; сплошные линии — линейные приближения.

Данные Рис. 43 показывают, что температурные зависимости коэффициентов Зельмейера хорошо аппроксимируются линейными функциями:

$$A_i = A_{01} + \delta_{A_i} T \quad (54)$$

$$B_i = B_{01} + \delta_{B_i} T \quad (55)$$

$$C_i = C_{01} + \delta_{C_i} T \quad (56)$$

Значения этих коэффициентов, полученные из экспериментальных данных, сведены в таблице 3.

Таблица 3. Значения коэффициентов Зельмейера

Ось	A_0	$\delta_A \times 10^{-1}, \text{K}^{-1}$	B_0	$\delta_B \times 10^{-1}, \text{K}^{-1}$	$C_0, \mu\text{m}^2$	$\delta_C, \mu\text{m}^2 \cdot \text{K}^{-1}$
x	8.89	7.32	1.35	2.65	12848.15	1.28
y	9.14	9.36	1.31	4.54	12857.17	1.68
z	11.08	22	3.67	21.3	10566.31	0.83

Отсутствие сильного отклонения от линейной зависимости может свидетельствовать о незначительном влиянии изменения механизма проводимости в кристалле на терагерцовые свойства.

Также был оценено отклонение направления оптической оси в исследуемом спектральном диапазоне. Исходя из полученных данных для показателей преломления трёх главных оптических осей, для кристалла КТР характерно соотношение $n_x < n_y < n_z$ [137]. Угол V_z , образуемый одной из оптических осей с осью Z , указан на Рис. 44.

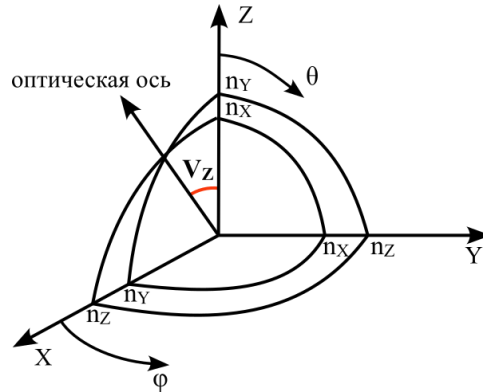


Рис. 44. Индикатриса показателя преломления в двусосном кристалле.

Значение угла V_z определяется с помощью следующего выражения [151]:

$$\sin V_z = \frac{n_z}{n_y} \sqrt{\frac{n_y^2 - n_x^2}{n_z^2 - n_x^2}} \quad (57)$$

Температурная зависимость угла V_z для двух крайних частот 0,2 ТГц и 1 ТГц близка к линейному виду (Рис. 45).

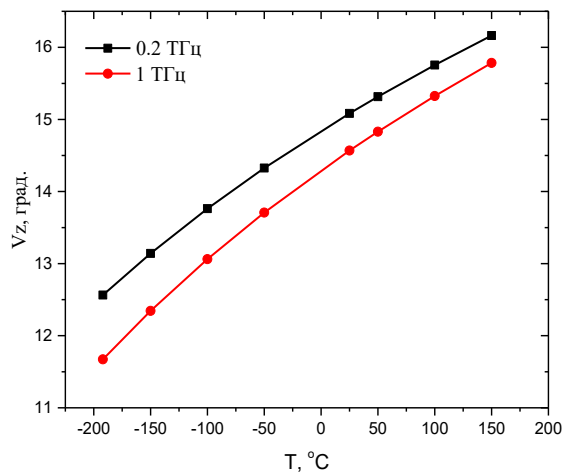


Рис. 45. Температурная зависимость угла V_z для частот 0,2 ТГц и 1 ТГц.

Угол V_Z изменяется от $11,6^\circ$ при температуре жидкого азота до $16,1^\circ$ при комнатной температуре. В предыдущих исследованиях [23] изменение угла V_Z было в два раза меньше, от $V_Z = 17^\circ$ при температуре жидкого азота до $V_Z = 18^\circ$ при комнатной температуре. Возможно, наши данные с плавным понижением температуры от комнатной до -192°C более точные и угол V_Z зависит от температуры, а следовательно, и фазовый синхронизм в ТГц области данных кристаллов будет чувствителен к изменениям температуры, что следует учитывать при использовании кристаллов КТР в практических приложениях. Также такое отличие может указывать на то, что исследованные ранее кристаллы имели различные характеристики, которые могли включать разное стехиометрическое соотношение, количество дефектов в кристаллической решетке, качество обработки поверхности или возможное наличие дополнительных примесей.

4.1.4. Заключение

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что изменение механизма электропроводимости КТР вдоль оси c при ее охлаждении незначительно влияет на терагерцовые оптические свойства. Поэтому это не должно сказываться на нелинейно-оптических процессах, происходящих в терагерцовом диапазоне или основанных на взаимодействиях с фононами, связанных с колебаниями калиевой подрешетки.

Поскольку в диапазоне миллиметровых волн (<300 ГГц) отсутствуют сильные линии поглощения атмосферной воды, охлаждаемые высококачественные кристаллы КТР могут представлять интерес для разработки терагерцового лидара. Кристаллы КТР имеют более низкое поглощение и двулучепреломление по сравнению с семейством легированных и нелегированных кристаллов LiNbO_3 [152] и могут быть использованы для эффективной генерации ТГц-излучения за счет коллинеарного фазового синхронизма.

Показатели преломления оптической индикатрисы кристалла измерялись линейно поляризованным терагерцовым излучением. Дисперсия показателей преломления аппроксимировалась в виде уравнений Зельмейера. Эксперименты показали, что температурная зависимость коэффициентов Зельмейера для всех трех осей кристалла близка к линейной. Это указывало на отсутствие экстремума вблизи температуры активации ионной проводимости кристалла КТР. Коэффициент поглощения α_z имел плавную зависимость от температуры кристалла. Отсутствие широкого слабого пика поглощения в окрестности $0,9$ ТГц, наблюдаемого в других исследованиях, скорее всего, связано с более качественными кристаллами КТР, использованными в данной работе.

Установлено, что температурное изменение угла V_Z в субтерагерцовом спектре составляет несколько градусов. Следовательно, для корректного проектирования нелинейных фотонных устройств преобразования терагерцовой частоты необходимо учитывать зависимость оптических свойств кристалла КТР от температуры.

4.2 Исследование температурной зависимости диэлектрических свойств кристалла SBN-75 в терагерцовом спектральном диапазоне

4.2.1. Актуальность исследования

Помимо апробации антиалиасных фильтров для получения оптических терагерцовых свойств кристаллов КТР, данные ФНЧ были применены для определения диэлектрических свойств кристалла ниобата бария стронция SBN-75 ($\text{Sr}_{0,75}\text{Ba}_{0,25}\text{Nb}_2\text{O}_6$).

Ниобат бария-стронция ($\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$) кристаллизуется в области $0,25 < x < 0,75$ со структурой тетрагональной вольфрамовой бронзы (ТТВ), представленной на Рис. 46. Расположение октаэдров NbO_6 в виде пятичленных колец обеспечивает три типа междуузельных позиций: тригональные позиции являются вакантными, тетрагональные ($A1$) и пентагональные ($A2$) позиции частично заняты ($5/6$) двухвалентными атомами Sr и Ba и частично вакантны ($1/6$) из соображений электронейтральности. В этой структуре NbO_6 октаэдры не эквивалентны, и следует различать два типа. Для обоих типов октаэдрические оси не идеально перпендикулярны плоскости (a, b), а слегка наклонены от полярной оси c (около 8°). Для образования элементарной ячейки, изображенной в левой части Рис. 46, необходимо пять формульных единиц. Размеры ячейки уменьшаются с увеличением отношения Sr/Ba из-за меньшего атомного радиуса Sr от $\{a = b \approx 12,48 \text{ \AA}, c \approx 3,98 \text{ \AA}\}$ при $x \approx 0,25$ до $\{a = b \approx 12,43 \text{ \AA}, c \approx 3,91 \text{ \AA}\}$ при $x \approx 0,75$ при комнатной температуре. Это двойное изменение параметров решетки и химического состава существенно изменяет температуру Кюри T_c сегнетоэлектрического кристалла: T_c уменьшается примерно с 220°C , для $x \approx 0,25$, до примерно 60°C , когда $x \approx 0,75$.

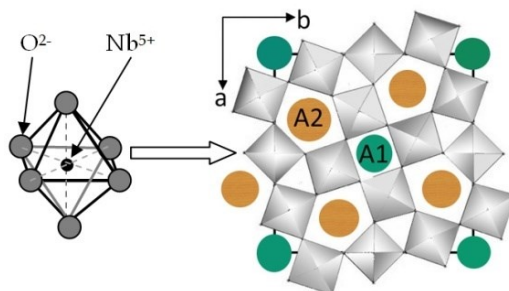


Рис. 46. Вид вдоль полярной оси c на структуру тетрагональной вольфрамовой бронзы ниобата бария-стронция. Кольца из пяти октаэдров NbO_6 образуют три типа междуузлий. Тетрагональная ($A1$) и пентагональная ($A2$) позиции частично заняты атомами Sr и Ba ($5/6$) и частично вакантны ($1/6$).

Выше T_c смещение атомов металлов от их средних кислородных плоскостей вдоль оси c становится равным нулю, за исключением одного из двух типов атомов Nb (их 80%), которые с равной вероятностью распределяются выше и ниже кислородных плоскостей. Это

соответствует точечной группе симметрии $4m$, которая является центросимметричной. При понижении температуры ниже T_c , теряя центр симметрии кристаллическая структура переходит в сегнетоэлектрическую фазу с точечной группой $4mm$.

Кристалл SBN является неупорядоченным сегнетоэлектриком, так как каждая междоузельная позиция $A1$ или $A2$ может быть как занята, так и вакантна, а если занята, то либо атомом Sr, либо атомом Ba. Локальный состав может меняться от ячейки к ячейке. В результате SBN проявляет свойства релаксора с широким фазовым переходом [153].

Кристаллы SBN являются одноосными отрицательными ($n_e < n_o$) при комнатной температуре. По сравнению с обыкновенным индексом n_o в плоскости (a, b) необыкновенный индекс n_e вдоль полярной оси c гораздо более чувствителен как к содержанию Sr, так и к температуре.

Сегнетоэлектрические, диэлектрические и нелинейно-оптические свойства кристаллов SBN сильно изменяются при изменении содержания Sr/Ba, что согласуется с влиянием этого отношения на температуру Кюри. Увеличение содержания Sr уменьшает интервал между комнатной температурой и температурой Кюри, что приводит к резкому увеличению диэлектрической проницаемости, пьезоэлектрического коэффициента и нелинейно-оптических свойств. Исключительно большие значения линейного электрооптического коэффициента были получены при содержании Sr при $x=0,75$.

Кислородсодержащие сегнетоэлектрические (СЭ) материалы, к которым относится SBN, в настоящее время перспективны для развития нового поколения устройств приёма, обработки и хранения информации на основе их интеграции с технологиями современной микроэлектроники [154]. Высокие величины диэлектрической проницаемости, электрооптического и пьезоэлектрического коэффициентов делают весьма перспективным применение не только монокристаллов и керамик, но и тонких плёнок SBN-х в устройствах микроэлектроники и высокочастотной техники [155].

Кристалл ниобата бария-стронция является превосходным оптическим материалом благодаря своим фоторефрактивным, электрооптическим, нелинейно-оптическим и диэлектрическим свойствам. SBN отличается значительным электрооптическим коэффициентом, достигающим 1400 пм/В, и является потенциальным кристаллом для нового поколения устройств электрооптики [156].

SBN демонстрирует идеальную перестройку между обычным и релаксорным поведением в зависимости от количества Sr, присутствующего в решетке [157]. Помимо

многих нелинейных свойств, используемых в электрооптике [158], SBN также демонстрирует одно из самых высоких значений проницаемости среди сегнетоэлектриков [159,160].

В терагерцовом диапазоне кристалл SBN проявляет множество свойств, позволяющих использовать его для разнообразных целей на данных частотах. Благодаря высокому электрооптическому коэффициенту, SBN перспективен для создания модуляторов в терагерцовом диапазоне, переключателей и других устройствах, требующих быстрого и эффективного управления терагерцовыми сигналами [101, 104].

Из литературы известно, что при увеличении содержания Sr ($x > 0,5$) SBN демонстрирует релаксорное поведение, т. е. SBN-75 является сегнетоэлектрическим релаксором и его фазовый переход сильно размыт по температуре.

В [161] спектры SBN-75 демонстрируют релаксацию, зависящую от температуры и поляризации, которая связана с механизмом порядок-беспорядок вдоль тетрагональной оси z . В результате акустические фононы, связанные с осью z , демонстрируют заметную температурную зависимость. Время релаксации определено в масштабе времени 10^{-11} с, а его температурная зависимость показывает аномалию примерно при 430 К (на 130 К выше, чем T_c).

В работе [162] наблюдали наличие центрального пика в ТГц спектральном диапазоне в том числе и в образцах SBN-75. Показано, что модель релаксации Дебая, когда релаксационный отклик описывается одним временем релаксации, не подходит для описания спектральной формы центрального пика (ЦП) – характерной особенности неупругого рассеяния в сегнетоэлектриках. Амплитуда ЦП чувствительна к фазовому переходу, наблюдаются ее плавные температурные изменения (в том числе и для SBN-75).

Несмотря на широкий спектр потенциального использования, отмечается недостаток глубоких исследований свойств кристалла SBN-75 в терагерцовой области электромагнитного спектра. Изучение диэлектрических, электрооптических и фоторефрактивных характеристик SBN-75 в данном диапазоне в широком температурном диапазоне может привести к разработке новых типов оптических модуляторов, детекторов и других устройств терагерцового излучения.

4.2.2. Описание исследуемых образцов и экспериментальной установки

В данной работе для исследования диэлектрических свойств кристалла SBN-75 использовались совмещённые ФНЧ 2 и ФНЧ 3, а также ФНЧ 3 и ФНЧ 4 (Рис. 47, Рис. 48) для

подавления алиасинга, а также ввиду того, что пропускание у данного кристалла находится только в низкочастотной области ТГц диапазона (Рис. 49). Также это позволило существенно сократить время измерений до 10 раз.

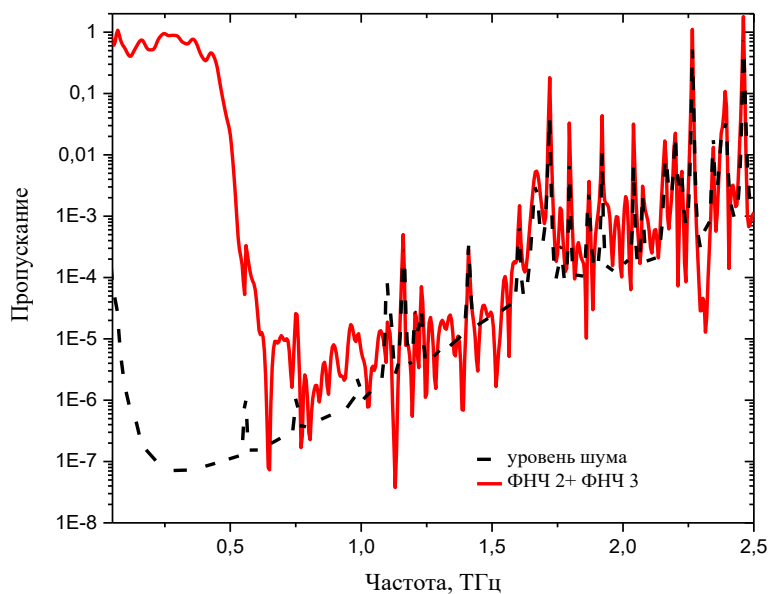


Рис. 47. Спектр пропускания совмещённых ФНЧ 2 и ФНЧ 3.

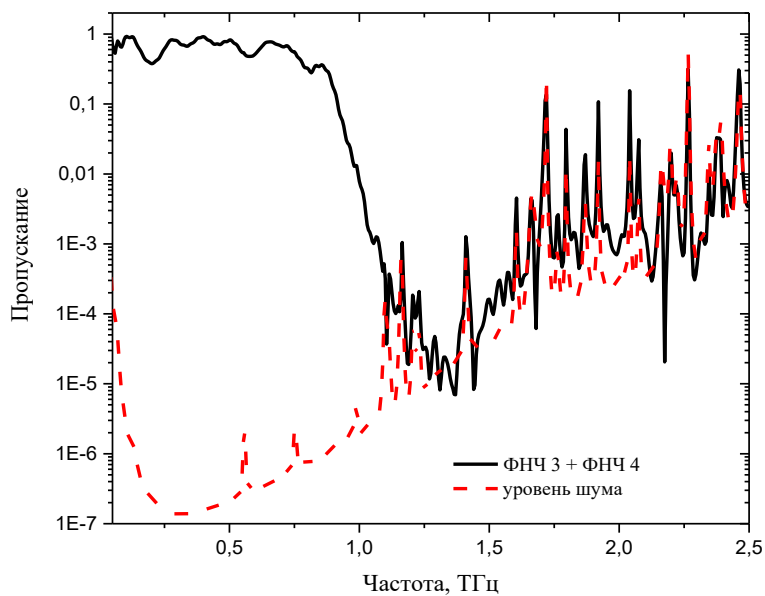


Рис. 48. Спектр пропускания совмещённых ФНЧ 3 и ФНЧ 4.

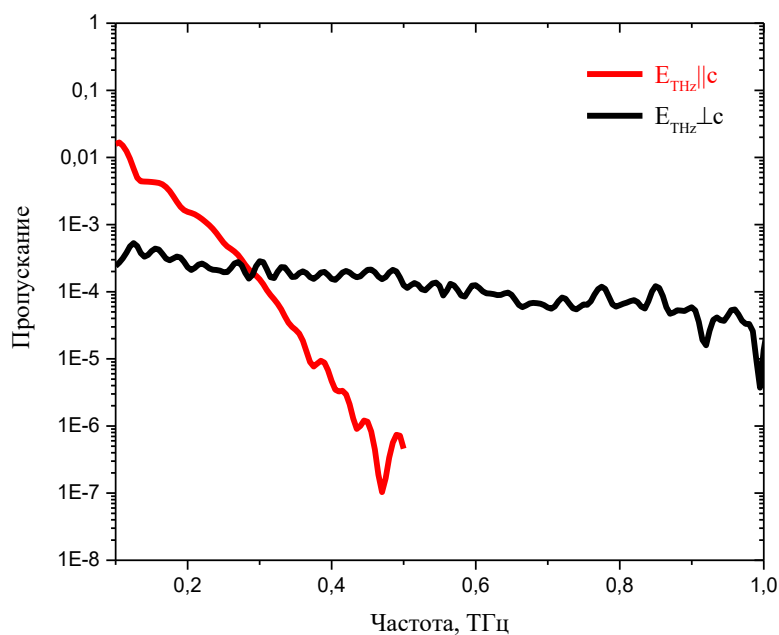


Рис. 49. Пропускание кристалла SBN-75 для обыкновенной и необыкновенной волны.

Для исследований был подготовлен один образец монокристалла SBN-75 толщиной 160 мкм (Рис. 50). Для того, чтобы измерить диэлектрические свойства по двум осям использовался алгоритм, описанный в [163]. Образец, помещенный в нагревательную ячейку, устанавливался таким образом, чтобы его оси находились примерно под углом $\pm 45^\circ$, и закреплялся на диафрагме размером 4 мм (Рис. 51). В работе использовался термостат с окнами из фторопласта, снабженный резистивным нагревательным элементом, закрепленным у основания алюминиевого держателя образцов, имеющего два одинаковых отверстия диаметром 7 мм, на которые устанавливалась диафрагма с закрепленным образцом. В одно отверстие помещался исследуемый образец, другое предназначено для регистрации эталонных ТГц-сигналов. Путём перемещения всей ячейки перпендикулярно ТГц-излучению с помощью моторизованного линейного позиционера (Standa LTD, Литва) при заданной температуре мы измеряли поочерёдно ТГц сигнал с образцом и без него. Температура измерялась с помощью термопары, закрепленной рядом с образцом, и стабилизировалась с точностью $\pm 0,2$ °С с помощью компьютерного терморегулятора ТРМ251 («Овен», Москва, Россия). Спектральные измерения на ИТС проводились только после стабилизации необходимой температуры.

Далее, поляризаторы и оси образца выравнивались. Для этого второй поляризатор поворачивался на 90° относительно первого. Одновременно поворачивая два поляризатора на небольшой угол δ и удерживая их ортогональными друг другу, мы добивались нулевого сигнала при некотором угле $\varphi = 45^\circ + \delta$. Это указывает на то, что входная терагерцовая

поляризация ориентирована вдоль оптической оси кристалла. Отсутствие сигнала также достигается при угле $\varphi = 45^\circ + \delta - 90^\circ = -45^\circ + \delta$ для другой оптической оси (Рис. 51, для упрощения на схеме отсутствует изображение термостата и диафрагм, показано только положение кристалла и поляризаторов).

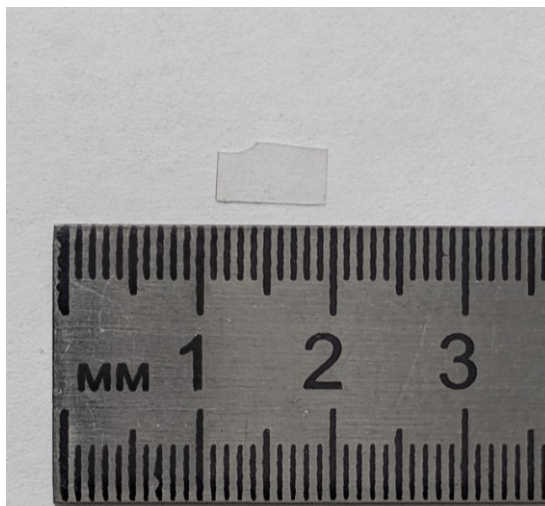


Рис. 50. Образец кристалла SBN-75.

Таким образом, оба поляризатора могут быть ориентированы вдоль оптических осей кристалла под углами, близкими к $\pm 45^\circ$, что обеспечивает чувствительность обнаружения в районе $\sqrt{2}/2$ от максимальной чувствительности согласно анализу, продемонстрированному ранее в [163]. Затем эталонный и с образцом терагерцовые импульсы могут быть измерены для обеих оптических осей, и на их основе могут быть рассчитаны терагерцовые характеристики.

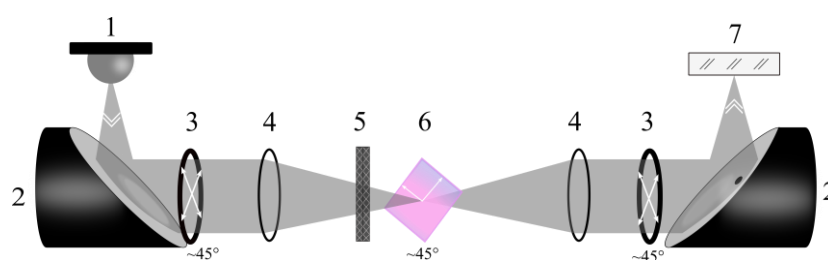


Рис. 51. Оптическая схема эксперимента: 1 – ТГц – генератор, 2 – внеосевые параболические зеркала, 3 – ТГц поляризаторы, 4 – фокусирующие ТРХ линзы, 5 – ФНЧ, 6 – образец, 7 – кристалл-детектор.

4.2.3. Результаты исследования

Полученные значения комплексной диэлектрической проницаемости кристалла SBN-75 для диапазона температур $+25 \div +200$ °С представлены на Рис. 52. По порядку

величины они близки к значениям, представленным в других работах для кристаллов SBN-35 [164] и SBN-61, полученные в [165], при анализе данных ИК-отражения.

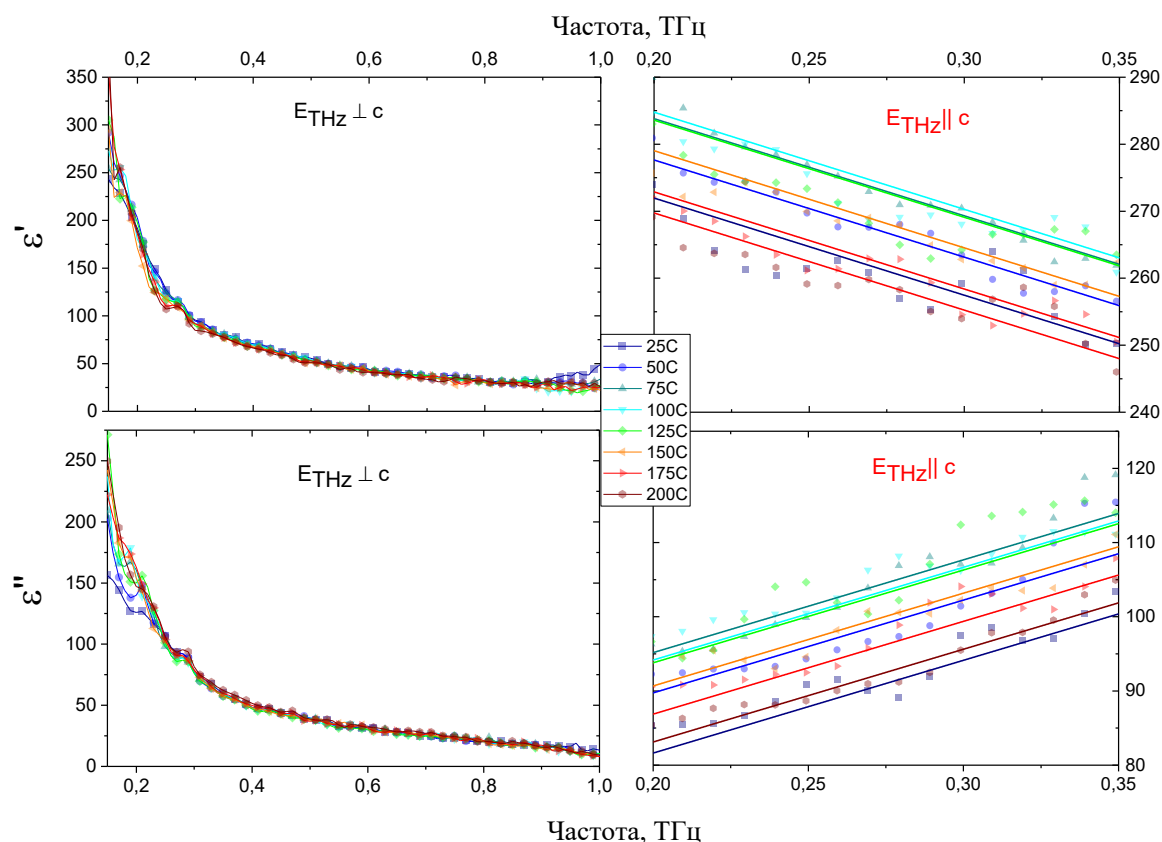


Рис. 52. Реальная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости при различных температурах кристалла SBN-75. Для излучения, поляризованного вдоль оси $E_{THz}||c$, символами указаны реальные данные, сплошные линии – линейная аппроксимация.

Как и стоит ожидать, диэлектрическая проницаемость для неполярной оси практически не зависит от температуры, в то время как ее изменение для полярной оси испытывает рост при нагреве кристалла до 100 °С и последующее уменьшение при дальнейшем нагреве. Для наглядности температурная зависимость значения диэлектрической проницаемости для полярной оси на частоте 0,25 ТГц представлена на Рис. 53. Стоит отметить, что из-за слабого сигнала, обусловленного низким пропусканием необыкновенной волны в кристалле, и высоким уровнем измерительных шумов сложно оценить изменяется ли наклон кривых с изменением температуры. В этой связи, для наглядной оценки, проведена линейная аппроксимация экспериментальных данных в диапазоне 0,2—0,35 ТГц с сохранением угла наклона прямой для каждой температуры.

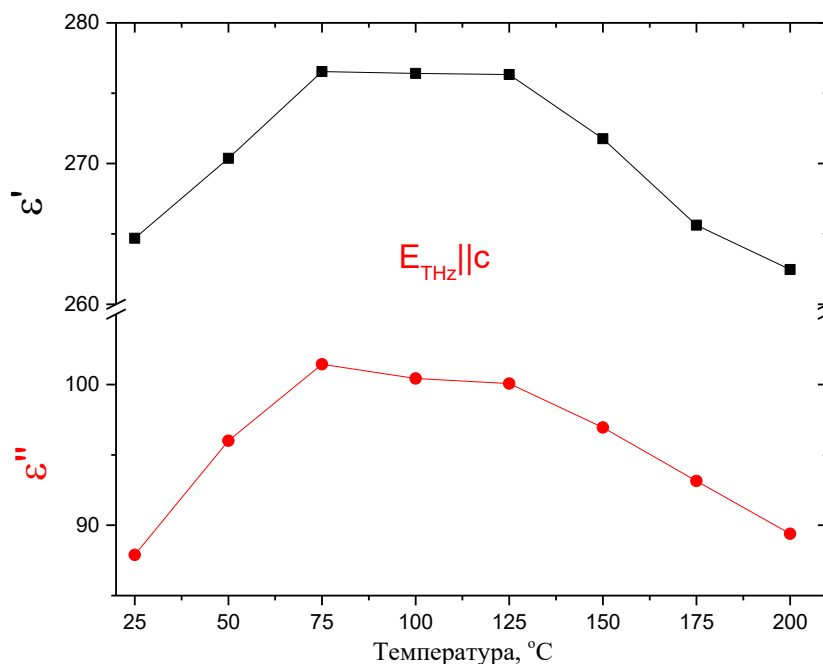


Рис. 53. Температурная зависимость комплексной диэлектрической проницаемости кристалла SBN-75 для оси $E_{\text{THz}} \parallel c$ для частоты 0,25 ТГц.

Из Рис.53 как реальная, так и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости полярной оси демонстрируют схожее поведение. Известно, что температура, при которой диэлектрическая проницаемость релаксора для определенной частоты принимает максимальное значение ϵ'_m , смещается в большие значения с ростом частоты электромагнитной волны. Сам же характер изменения значения от температуры $\epsilon'(T)$ демонстрирует уширение и уменьшение максимально достигаемого значения ϵ'_m [166]. В нашем случае для субтерагерцового спектра максимум ϵ'_m наблюдается в окрестности 100 °C, а характер поведения $\epsilon'(T)$ в диапазоне +25 ÷ +200 °C демонстрирует слабое изменение в пределах 10%. В целом такое поведение очень хорошо согласуется с данными для частоты 9,4 ГГц, представленными в [166], в которой наблюдается такая же «уплощенная» вершина зависимости $\epsilon'(T)$, полученная по измерениям диэлектрики образцов SBN-75 волноводным методом. Но в отличие от отмеченной работы, в которой $\epsilon_m(9,4 \text{ ГГц}) \approx 10^3$, в нашем случае $\epsilon_m(0,25 \text{ ТГц}) \approx 276$, т.е. приблизительно в 3,6 раза меньше. Более того, в работе [166] начиная с частоты 0,5 ГГц в поведении $\epsilon'(T)$ наблюдается второй максимум, который имеет более резкую зависимость от частоты. Так для 0,5 ГГц он расположен на графике в окрестности 150 °C, а для 9,4 ГГц уже в окрестности 260 °C. Авторы работы акцентируют на нем внимание, однако заключают, что его природа остается неясной. Вероятно, в нашем случае его измерение не представляется возможным, поскольку его положение ожидается в температурном диапазоне, лежащем за пределами возможностей нашего оборудования.

Кристаллы SBN различного состава, включая близкие к нашему случаю SBN-70 и SBN-81 исследовались в работе [167]. Для SBN-70 в работе также наблюдается расщепление пика зависимости $\varepsilon'(T)$, и в отличие от [166] оно уже заметно для частот более 30 МГц. Однако в сравнении с нашими результатами ни SBN-70, ни SBN-81 не демонстрируют схожего поведения $\varepsilon'(T)$. Значение ε_m (0,5 ТГц) для них достигается на температурах более 500 К, что значительно выше нашего случая. Наблюдается и некоторое отличие для температурной зависимости мнимой части диэлектрической проницаемости в субтерагерцовой области спектра. Анализ спектров комплексной диэлектрической восприимчивости для поляризации излучения параллельной полярной оси образцов кристаллов SBN-70 и SBN-81 в субтерагерцовой области, представленный в работе [167], предполагает наличие некоторого локального максимума поглощения, расположенного выше 0,2—0,3 ТГц. Вероятно, для наших образцов он лежит выше 0,4 ТГц, что обуславливает столь резкое падение пропускания к данным частотам. Им же можно объяснить наклон кривых действительной и мнимой части восприимчивости на Рис. 52. Авторы работы [167] аппроксимируют данный пик моделью затухающего осциллятора, в отличие от тех, которые они наблюдают на более низких частотах и которые они связывают с релаксационными процессами. Данное колебание в терагерцовом спектре они называют «центральной модой» и связывают его с прыжками катионов Sr и Ba внутри каналов кристаллической структуры или «дрожанием» Nb внутри кислородных октаэдров. Однако, по признанию самих авторов оценить частоту данной моды в эксперименте по пропусканию сложно из-за высокого затухания; следовательно, аппроксимация в основном качественная. И действительно, приведенные в исследовании [167] данные для терагерцового диапазона, обладают малой наглядностью. Поэтому определение более точной зависимости центральной частоты данного пика от температуры, а значит и установление механизмов, связанных с данным колебанием, может быть задачей дальнейших исследований.

Рассмотрим диэлектрическую проницаемость для излучения, поляризованного вдоль неполярной оси $E_{THz} \perp c$ (верхний и нижний графики слева на Рис. 52). Характер частотной зависимости позволяет сделать предположение, что проницаемость обусловлена некоторым релаксационным процессом. Перестроим график мнимой части в двойном логарифмическом масштабе (Рис. 54).

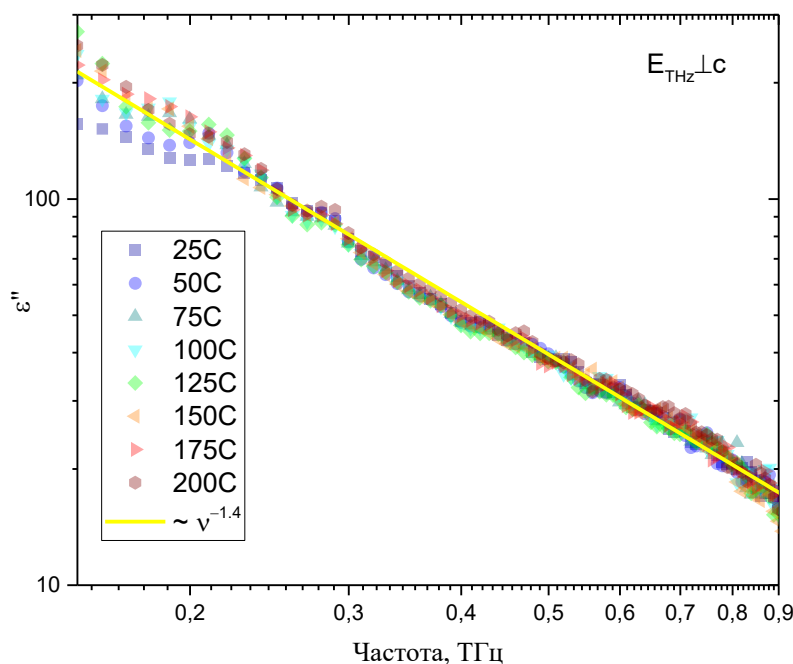


Рис. 54. Мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости кристалла SBN 75 для излучения, поляризованного вдоль неполярной оси $E_{\text{THz}} \perp C$, измеренная при различных температурах.

Релаксационные процессы обычно описываются моделью Дебая или ее модификациями:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{[1 + (j2\pi\nu)^{1-\alpha}]^{\beta}} \quad (58)$$

где ε_{∞} – вклад в диэлектрическую восприимчивость, обусловленный резонансами на более высоких частотах, ε_s характеризует амплитуду релаксационного пика, ν – частота электромагнитного излучения в Гц, α и β – некоторые параметры:

- $\alpha = 0$ и $\beta = 1$ — модель Дебая;
- $1 > \alpha > 0$ и $\beta = 1$ — модель Коул-Коула;
- $\alpha = 0$ и $1 > \beta > 0$ — модель Дэвидсона-Коула;
- $1 > \alpha > 0$ и $1 > \beta > 0$ — модель Гавриляка-Негами.

В любой из моделей параметры $\alpha, \beta \leq 1$, а их отклонение от 0 или 1 соответственно приводит к уменьшению крутизны правого крыла релаксационного пика [168]. В нашем случае частотная зависимость ε'' хорошо аппроксимируется функцией $f(\nu) = 15/\nu^{1.4}$ (желтая линия), что не может быть описано никакой из вышеупомянутых моделей. С одной стороны такой характер зависимости выглядит аномальным. Однако, вероятнее всего, что на ε'' в диапазоне 0,1 – 1 ТГц, в котором мы смогли провести измерения, оказывают существенное влияние

процессы, происходящие на более высоких (фононные) и на более низких частотах, что, как и в случае полярной оси, требует тщательного измерения диэлектрической восприимчивости в более широком спектральном диапазоне.

4.2.4. Заключение

С помощью метода антиалиасной фильтрации, заключающейся в применении ФНЧ и увеличении интервала дискретизации, а также пропорциональном увеличении времени интегрирования сигнала нам удалось определить с хорошей точностью значения комплексной диэлектрической проницаемости кристалла SBN-75 в субтерагерцовой области для диапазона температур $+25 \div +200$ °С, не смотря на низкое пропускание образцов. При этом, по сравнению с обычным режимом мы сократили время измерения до 10 раз.

Полученные данные согласуются с результатами, полученными ранее другими научными группами. Однако, похоже, что для точного описания физических механизмов, происходящих в релаксорах SBN, включая SBN-75, требуется температурное исследование диэлектрической восприимчивости в более широком спектральном диапазоне частот. Это возможно осуществить с помощью образцов с толщиной менее 50 мкм и апертурой более 1 см². Тем не менее полученные значения диэлектрической восприимчивости SBN-75 могут быть использованы для разработки нелинейно-оптических генераторов субтерагерцовых волн на основе излучения черенковского типа [169,170]. В предложенной схеме генерации поглощение материала играет второстепенную роль, так как сам процесс реализуется в приповерхностном слое. А высокое значение электрооптического коэффициента, а значит и квадратичной восприимчивости, SBN-75 может быть большим преимуществом. Открытым остается вопрос вывода терагерцового излучения из материала, так как из-за высокого значения показателя преломления оно либо сильно ослабляется френелевским отражением, либо вовсе испытывает полное внутреннее отражение. Однако и этот вопрос может быть решен, например, с помощью согласующих оптических элементов, таких как кремниевые призмы, или полупроводникового напыления, играющего роль антиотражающего покрытия для субтерагерцовых волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрены подходы к улучшению технических характеристик терагерцового импульсного спектрометра.

Предложен способ сокращения времени измерения импульсных терагерцовых спектров для случая низкочастотных измерений, основанный на применении высокоэффективных интерференционных емкостных микроструктур в качестве антиалиасных (anti-aliasing) фильтров и одновременном увеличении интервала дискретизации системы регистрации спектрометра. Способ протестирован при измерении спектров пропускания эталонных образцов – пропускающих полосовых фильтров с центральными частотами 156 и 376 ГГц и шириной полосы ~12%. В результате было показано сокращение времени измерения на спектрометре до 12 раз при повышении точности измерений за счёт нивелирования долговременного дрейфа сигнала спектрометра. Такой подход позволяет увеличить динамический диапазон и отношение сигнал/шум спектрометра в субтерагерцовом диапазоне.

Данный подход протестирован на примере исследования оптических и диэлектрических терагерцовых свойств сегнетоэлектрических кристаллов КТР и SBN-75.

Исследована температурная зависимость оптических свойств кристаллов KTiOPO_4 в субтерагерцовой области спектра в диапазоне температур $-192 \div +150$ °С. Изменение трёх главных компонент показателя преломления кристалла описаны универсальными выражениями Зельмейера, зависящими от температуры. Показано, что коэффициенты выражений Зельмейера демонстрируют близкие к линейной температурные зависимости, что свидетельствует о незначительном влиянии ионного механизма проводимости кристалла на оптические свойства в терагерцовом спектральном диапазоне.

Исследована комплексная диэлектрическая проницаемость монокристалла SBN-75 в субтерагерцовой области спектра в диапазоне температур $+25 \div +200$ °С. Для оси E_{1c} наблюдается центральный пик. Показано, что характер и спектр диэлектрической проницаемости в диапазоне 0,2—1 ТГц для излучения, поляризованного ортогонально полярной оси кристалла, не меняется с температурой, в то время как для излучения, поляризованного вдоль полярной оси, наблюдается рост диэлектрической проницаемости при нагреве до 100 °С и последующее уменьшение при дальнейшем нагреве кристалла, соответствующее уширенному фазовому переходу характерному для сегнетоэлектриков релаксорного типа. Проведен сравнительный анализ с кристаллами SBN-70 и SBN-81. Полученная информация о комплексной диэлектрической проницаемости кристалла SBN-75

позволит на его основе разрабатывать оптические и электронные устройства, в которых требуются среды с большими значениями диэлектрической проницаемости.

Разработан и протестирован узкополосный квазиоптический фильтр, основанный на эталоне Фабри-Перо в форме полипропиленовой плёнки с сеточными рефлекторами. Метод субдискретизации апробирован на примере измерения пропускания кремниевой пластины с помощью разработанного фильтра с центральной частотой в окрестности 0,85 ТГц и с полной шириной на полувысоте менее 4%. Частота данного фильтра была выбрана с целью мониторинга линии поглощения молекулярного газа монооксида углерода в локальном окне прозрачности атмосферы, выделения линии поглощения в кристалле КТР [171], и в дальнейшем может быть использован в других исследованиях. При совмещении с широкополосным полосовым пропускающим фильтром, подавляющим высшие резонансы эталона впервые экспериментально показана возможность реализации метода субдискретизации в импульсной терагерцовой спектроскопии, позволяющего сократить время измерения в 2 раза.

В будущем планируется провести более детальную апробацию метода субдискретизации для детектирования линий поглощения углекислого газа, линий поглощения в кристалле КТР, а также более детальное теоретическое исследование влияния ближнеполевых эффектов в ФФП.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ*Статьи*

1. **Рыбак А.**, Antsygin V., Mamrashev A., Nikolaev N. Terahertz optical properties of KTiOPO_4 crystal in the temperature range of $-192 - +150^\circ\text{C}$ // Crystals. 2021. Т. 11. № 2.
2. **Рыбак А.А.**, Николаев Н.А., Кузнецов С.А., Yang S.H. Применение емкостных микроструктур в качестве антиалиасных фильтров для задач широкополосной импульсной терагерцовой спектроскопии // Автометрия. 2020. Т. 56. № 1. С. 101-108.
3. **Рыбак А.А.**, Кузнецов С.А., Аржанников А.В., Николаев Н.А. Разработка узкополосного фильтра для реализации метода андерсемплинга в импульсных терагерцевых спектрометрах // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17. № 1. С. 78-92.

Труды конференций

4. **Рыбак А.А.**, Antsygin V.D., Mamrashev A.A., Nikolaev N.A. Temperature dependence optical properties of KTP crystals in the millimeter wavelength range // Pulsed Lasers and Laser Applications (AMPL-2021). Abstracts of XV International Conference. Tomsk, 2021. PP. 107-108.
5. Николаев Н.А., **Рыбак А.А.**, Мамрашев А.А., Анцыгин В.Д. Терагерцовые свойства сегнетоэлектриков KTiOPO_4 , KTiOAsO_4 и KNbO_3 // ФОТОНИКА 2021. СО РАН, ИФП СО РАН при содействии Министерства науки и высшего образования РФ. 2021. С. 117.
6. **Рыбак А.**, Antsygin V., Mamrashev A., Nikolaev N. Temperature dependence optical properties of KTP crystals in the terahertz range // Modern problems of laser physics - MPLP-2021. The IX International Symposium technical digest. Novosibirsk, 2021. P. 180-18.
7. Рыбак А.А. Терагерцовые свойства нелинейных кристаллов KTiOPO_4 в диапазоне температур $-192 \div +150^\circ\text{C}$ // МНСК-2021. Материалы 59-й Международной научной студенческой конференции. Новосибирск, 2021. С. 40.
8. Кузнецов С.А., Гельфанд А.В., Лазорский П.А., Федоринин В.Н., Аржанников А.В., Николаев Н.А., Мамрашев А.А., **Рыбак А.А.**, Генцелев А.Н., Бессмельцев В.П. Высокоэффективные квазиоптические частотные фильтры ТГц диапазона на основе частотно-избирательных поверхностей // ФОТОНИКА 2021. СО РАН, ИФП СО РАН при содействии Министерства науки и высшего образования РФ. 2021. С. 48.

9. Nikolaev N.A., **Rybak A.A.**, Kuznetsov S.A. Application of metasurface-based low-pass filters for improving THz-TDS characteristics // Journal of Physics: Conference Series. 4th International Conference on Metamaterials and Nanophotonics, METANANO 2019. 2020. P. 012118.
10. **Rybak A.A.**, Antsygin V.D., Nikolaev N.A. Terahertz properties of potassium titanyl phosphate in a wide temperature range // Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications—TERA 2020. The 4-th International Conference. 2020. P. 16.
11. Рыбак А.А. Исследование терагерцевых свойств нелинейных кристаллов калий титанил фосфата в широком диапазоне температур // ФОТОНИКА И КВАНТОВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ. Материалы 58-й Международной научной студенческой конференции. Новосибирск, 2020. С. 28.
12. Mamrashev A., Minakov F.A., Nikolaev N.A., **Rybak A.A.**, Kuznetsov S.A., Gelfand A.V. Broadband 1D-grid-based terahertz polarizers and their applications in THz-TDS // Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications—TERA 2020. The 4-th International Conference. 2020. P. 34.
13. **Rybak A.A.**, Antsygin V.D., Nikolaev N.A. Thermo-optical properties of potassium titanyl phosphate in terahertz radiation // International Conference on Laser Optics. 2020. P. 32.
14. Рыбак А.А. Применение высокоэффективных микроструктурных фильтров нижних частот в терагерцовой импульсной спектроскопии // Молодежь, инновации, технологии. Сборник научных трудов Международной научно-технической конференции. Под редакцией Е.Г. Гуровой, С.В. Макарова. 2019. С. 140-141.
15. **Рыбак А.А.**, Николаев Н.А., Кузнецов С.А. Повышение технических характеристик импульсных терагерцевых спектрометров с помощью микроструктурных квазиоптических фильтров нижних частот // ФОТОНИКА 2019. СО РАН, ИФП СО РАН при содействии Министерства науки и высшего образования РФ. 2019. С. 153.
16. Рыбак А.А. Применение микроструктурных квазиоптических фильтров нижних частот для повышения технических характеристик импульсного терагерцевого спектрометра // МНСК-2019. Фотоника и квантовые оптические технологии. Материалы 57-й Международной научной студенческой конференции. 2019. С. 22.
17. Рыбак А.А. Применение квазиоптических микроструктур в качестве антиалиасных фильтров для задач импульсной терагерцовой спектроскопии // Материалы Юбилейной международной молодежной конференции по люминесценции и лазерной физике, посвященной 50-летию первой школы по люминесценции в Иркутске. 2019. С. 79.

18. Nikolaev N., **Rybak A.**, Kuznetsov S., Yang S.H. Metasurface-based anti-alias filters for improved THZ-TDS measurements // International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz. 2019. P. 8874107.
19. **Rybak A.**, Nikolaev N., Kuznetsov S. Design and investigation of a narrowband terahertz filter based on Fabry-Perot etalon // The 5-th International Conference "Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications" (TERA-2023). Abstract book. Moscow, 2023. С. 88-89.
20. **Рыбак А.А.**, Кузнецов С.А. Николаев Н.А. Терагерцовый узкополосный пропускающий фильтр на базе интерференционной микроструктуры // HOLOEXPO 2022. Тезисы докладов. XIX международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям. Барнаул, 2022. С. 373-378.
21. Рыбак А. А. Моделирование узкополосного фильтра на основе резонатора фабри - Перо для применения в импульсной терагерцовой спектроскопии // МНСК-2022. Фотоника и квантовые оптические технологии. Материалы 60-й Международной научной студенческой конференции. Новосибирск, 2022. С. 41.
22. **Рыбак А.А.**, Кузнецов С.А., Николаев Н.А. Дизайн терагерцового фильтра с шириной полосы менее 4 % на базе частотно-избирательных поверхностей // XII международная конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов. Москва, 2023. С. 436-437.
23. Nikolaev N.A., **Rybak A.A.**, Kuznetsov S.A. Metamaterials for antialiasing filtration and harmonic mixing in terahertz time-domain spectroscopy // The 5-th International Conference "Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications" (TERA-2023). Abstract book. Moscow, 2023. С. 118.
24. Nikolaev N.A., **Rybak A.A.**, Kuznetsov S.A. Improving the technique of terahertz time-domain spectroscopy by means of antialiasing filtration and undersampling // Proc. SPIE 12776, Infrared, Millimeter-Wave, and Terahertz Technologies X, 127760G (26 November 2023).

Результаты интеллектуальной деятельности

25. Способ сокращения времени измерения и уменьшения шума сигнала импульсных терагерцовых спектрометров с разрешением во времени на основе применения метода андерсемплинга. Николаев, Н. А., Кузнецов, С. А. & **Рыбак, А. А.**, Новосибирский

государственный университет. Результат исследования: Патенты/Свидетельства о регистрации › свидетельство о регистрации ноу-хау. Дата приоритета 28 дек 2021.

26. Разработка узкополосных пропускающих фильтров для терагерцового диапазона на основе эталона Фабри-Перо. **Рыбак, А. А.**, Кузнецов, С. А. & Николаев, Н. А. Новосибирский государственный университет. Результат исследования: Патент/Свидетельства › свидетельство о регистрации ноу-хау № 77. Дата приоритета 22 дек. 2022.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mittleman D.M. Perspective: Terahertz science and technology // *Journal of Applied Physics*. 2017. Vol. 122, № 23. P. 230901.
2. Linden K. Single mode, short cavity, Pb-salt diode lasers operating in the 5, 10, and 30 μm spectral regions // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1985. Vol. 21, № 4. P. 391–394.
3. Nikitkina A.I. et al. Terahertz radiation and the skin: a review // *J Biomed Opt*. 2021. Vol. 26, № 4. P. 043005.
4. Nourinovin S. et al. Terahertz metastructures for noninvasive biomedical sensing and characterization in future health care. *Bioelectromagnetics // 70. Institute of Electrical and Electronics Engineers (IEEE)*, 2022.
5. Novikova A. et al. A non-destructive method for quality control of the pellet distribution within a MUPS tablet by terahertz pulsed imaging // *European Journal of Pharmaceutical Sciences*. 2018. Vol. 111. P. 549–555.
6. Ferguson B., Zhang X.-C. Materials for terahertz science and technology // *Nat Mater*. 2002. Vol. 1, № 1. P. 26–33.
7. Decoster D., Depret J. Method of characterization of dielectric or semiconductor materials using an optically pumped far infrared waveguide laser // *Review of Scientific Instruments*. 1980. Vol. 51. P. 1198–1201.
8. Kindt J.T., Schmuttenmaer C.A. Far-Infrared Dielectric Properties of Polar Liquids Probed by Femtosecond Terahertz Pulse Spectroscopy // *J. Phys. Chem. American Chemical Society*, 1996. Vol. 100, № 24. P. 10373–10379.
9. Duvillaret L., Garet F., Coutaz J.-L. A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy // *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron*. 1996. Vol. 2, № 3. P. 739–746.
10. Boyd J. et al. Direct Observation of Terahertz Surface Modes in Nanometer-Sized Liquid Water Pools // *Physical review letters*. 2001. Vol. 87. P. 147401.
11. Williams B.S. Terahertz quantum-cascade lasers: 9 // *Nature Photon*. Nature Publishing Group, 2007. Vol. 1, № 9. P. 517–525.
12. O K.K. et al. CMOS Platform for Everyday Applications Using Submillimeter Electromagnetic Waves // *IEEE Open Journal of the Solid-State Circuits Society*. 2023. Vol. 3. P. 17–31.
13. Zhou S.-X. et al. Characterization of low-resistance ohmic contacts to heavily carbon-doped n-type InGaAsBi films treated by rapid thermal annealing // *Chinese Phys. B. Chinese Physical Society and IOP Publishing Ltd*, 2021. Vol. 30, № 2. P. 027304.

14. Hu B.B., Nuss M.C. Imaging with terahertz waves // *Opt. Lett.*, OL. Optica Publishing Group, 1995. Vol. 20, № 16. P. 1716–1718.
15. Mittleman D.M., Jacobsen R.H., Nuss M.C. T-ray imaging // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 1996. Vol. 2, № 3. P. 679–692.
16. Mittleman D.M. et al. Recent advances in terahertz imaging // *Appl Phys B*. 1999. Vol. 68, № 6. P. 1085–1094.
17. Jacobsen R.H., Mittleman D.M., Nuss M.C. Chemical recognition of gases and gas mixtures with terahertz waves // *Opt. Lett.*, OL. Optica Publishing Group, 1996. Vol. 21, № 24. P. 2011–2013.
18. Mittleman D.M. et al. Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy // *Appl Phys B*. 1998. Vol. 67, № 3. P. 379–390.
19. Boyd G.D., Pollack M.A. Microwave Nonlinearities in Anisotropic Dielectrics and Their Relation to Optical and Electro-Optical Nonlinearities // *Phys. Rev. B*. American Physical Society, 1973. Vol. 7, № 12. P. 5345–5359.
20. Fang M. et al. Nonlinearity in the Dark: Broadband Terahertz Generation with Extremely High Efficiency // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 2019. Vol. 122, № 2. P. 027401.
21. Yin S. Lithium niobate fibers and waveguides: fabrications and applications // *Proceedings of the IEEE*. 1999. Vol. 87, № 11. P. 1962–1974.
22. Wu M.-H. et al. Terahertz parametric generation and amplification from potassium titanyl phosphate in comparison with lithium niobate and lithium tantalate // *Opt. Express*, OE. Optica Publishing Group, 2016. Vol. 24, № 23. P. 25964–25973.
23. Mamrashev A. et al. Optical Properties of KTP Crystals and Their Potential for Terahertz Generation: 8 // *Crystals*. Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2018. Vol. 8, № 8. P. 310.
24. Huang J.-G. et al. Phase matching in RT KTP crystal for down-conversion into the THz range // *Laser Phys. Lett.* IOP Publishing, 2018. Vol. 15, № 7. P. 075401.
25. Wu M.-H. et al. Generation of ~100 kW narrow-line far-infrared radiation from a KTP off-axis THz parametric oscillator // *Optica*. Optica Publishing Group, 2019. Vol. 6, № 6. P. 723–730.
26. Hangyo M., Tani M., Nagashima T. Terahertz Time-Domain Spectroscopy of Solids: A Review // *Int J Infrared Milli Waves*. 2005. Vol. 26, № 12. P. 1661–1690.
27. Kleine-Ostmann T., Nagatsuma T. A Review on Terahertz Communications Research // *J Infrared Milli Terahertz Waves*. 2011. Vol. 32, № 2. P. 143–171.
28. Zeitler J.A. et al. Terahertz pulsed spectroscopy and imaging in the pharmaceutical setting - a review // *Journal of Pharmacy and Pharmacology*. 2007. Vol. 59, № 2. P. 209–223.
29. Parrott E.P.J., Sun Y., Pickwell-MacPherson E. Terahertz spectroscopy: Its future role in medical diagnoses // *Journal of Molecular Structure*. 2011. Vol. 1006, № 1. P. 66–76.

30. Reinhard B. et al. Metamaterial near-field sensor for deep-subwavelength thickness measurements and sensitive refractometry in the terahertz frequency range // *Applied Physics Letters*. 2012. Vol. 100, № 22. P. 221101.
31. Korter T.M. et al. Terahertz spectroscopy of solid serine and cysteine // *Chemical Physics Letters*. 2006. Vol. 418, № 1. P. 65–70.
32. Allis D.G., Prokhorova D.A., Korter T.M. Solid-State Modeling of the Terahertz Spectrum of the High Explosive HMX // *J. Phys. Chem. A. American Chemical Society*, 2006. Vol. 110, № 5. P. 1951–1959.
33. Orio M., Pantazis D.A., Neese F. Density functional theory // *Photosynth Res*. 2009. Vol. 102, № 2. P. 443–453.
34. King M.D., Buchanan W.D., Korter T.M. Identification and Quantification of Polymorphism in the Pharmaceutical Compound Diclofenac Acid by Terahertz Spectroscopy and Solid-State Density Functional Theory // *Anal. Chem. American Chemical Society*, 2011. Vol. 83, № 10. P. 3786–3792.
35. King M.D., Hakey P.M., Korter T.M. Discrimination of Chiral Solids: A Terahertz Spectroscopic Investigation of l- and dl-Serine // *J. Phys. Chem. A. American Chemical Society*, 2010. Vol. 114, № 8. P. 2945–2953.
36. Neu J. et al. Exploring the solid-state phase transition in DL-norvaline with terahertz spectroscopy // *Phys. Chem. Chem. Phys. The Royal Society of Chemistry*, 2017. Vol. 20, № 1. P. 276–283.
37. Neu J., Nikonow H., Schmuttenmaer C.A. Terahertz Spectroscopy and Density Functional Theory Calculations of dl-Norleucine and dl-Methionine // *J. Phys. Chem. A. American Chemical Society*, 2018. Vol. 122, № 28. P. 5978–5982.
38. Falconer R.J., Markelz A.G. Terahertz Spectroscopic Analysis of Peptides and Proteins // *J Infrared Milli Terahz Waves*. 2012. Vol. 33, № 10. P. 973–988.
39. Lu M. et al. Detection and identification of illicit drugs using terahertz imaging // *Journal of Applied Physics*. 2006. Vol. 100, № 10. P. 103104.
40. Leahy-Hoppa M.R. et al. Wideband terahertz spectroscopy of explosives // *Chemical Physics Letters*. 2007. Vol. 434, № 4. P. 227–230.
41. Federici J.F. et al. THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs // *Semicond. Sci. Technol*. 2005. Vol. 20, № 7. P. S266.
42. Davies A.G. et al. Terahertz spectroscopy of explosives and drugs // *Materials Today*. 2008. Vol. 11, № 3. P. 18–26.
43. Lloyd-Hughes J., Jeon T.-I. A Review of the Terahertz Conductivity of Bulk and Nano-Materials // *J Infrared Milli Terahz Waves*. 2012. Vol. 33, № 9. P. 871–925.

44. Valdés Aguilar R. et al. Terahertz Response and Colossal Kerr Rotation from the Surface States of the Topological Insulator // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 2012. Vol. 108, № 8. P. 087403.
45. Sim S. et al. Ultrafast terahertz dynamics of hot Dirac-electron surface scattering in the topological insulator // *Phys. Rev. B.* American Physical Society, 2014. Vol. 89, № 16. P. 165137.
46. Matsunaga R. et al. Higgs Amplitude Mode in the BCS Superconductors Induced by Terahertz Pulse Excitation // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 2013. Vol. 111, № 5. P. 057002.
47. George P.A. et al. Ultrafast Optical-Pump Terahertz-Probe Spectroscopy of the Carrier Relaxation and Recombination Dynamics in Epitaxial Graphene // *Nano Lett.* American Chemical Society, 2008. Vol. 8, № 12. P. 4248–4251.
48. Otsuji T. et al. Graphene-based devices in terahertz science and technology // *J. Phys. D: Appl. Phys.* IOP Publishing, 2012. Vol. 45, № 30. P. 303001.
49. Buron J.D. et al. Graphene Conductance Uniformity Mapping // *Nano Lett.* American Chemical Society, 2012. Vol. 12, № 10. P. 5074–5081.
50. Su K., Shen Y.-C., Zeitler J.A. Terahertz Sensor for Non-Contact Thickness and Quality Measurement of Automobile Paints of Varying Complexity // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology.* 2014. Vol. 4, № 4. P. 432–439.
51. Krimi S. et al. Highly accurate thickness measurement of multi-layered automotive paints using terahertz technology // *Applied Physics Letters.* 2016. Vol. 109, № 2. P. 021105.
52. Yu C. et al. The potential of terahertz imaging for cancer diagnosis: A review of investigations to date // *Quantitative Imaging in Medicine and Surgery.* AME Publishing Company, 2012. Vol. 2, № 1. P. 335–345.
53. Fan S. et al. In vivo terahertz reflection imaging of human scars during and after the healing process // *Journal of Biophotonics.* 2017. Vol. 10, № 9. P. 1143–1151.
54. Park S.J. et al. Detection of microorganisms using terahertz metamaterials // *Sci Rep.* Nature Publishing Group, 2014. Vol. 4, № 1. P. 4988.
55. Berrier A. et al. Selective detection of bacterial layers with terahertz plasmonic antennas // *Biomed. Opt. Express,* BOE. Optica Publishing Group, 2012. Vol. 3, № 11. P. 2937–2949.
56. Park S.J. et al. Sensing viruses using terahertz nano-gap metamaterials // *Biomed. Opt. Express,* BOE. Optica Publishing Group, 2017. Vol. 8, № 8. P. 3551–3558.
57. Kindt J.T., Schmuttenmaer. Tutorial: An introduction to terahertz time domain spectroscopy (THz-TDS) // *Semantic Scholar Journal of Applied Physics,* 2018 №17.
58. Mathews J., Walker R.L. *Mathematical methods of physics* // *Mathematical methods of physics.* 1964.

59. Анцыгин В. Д., Мамрашев А. А., Николаев Н. А., Потатуркин О. И. Малогабаритный терагерцовый спектрометр с использованием второй гармоники фемтосекундного волоконного лазера. *Автометрия*. 2010, Т. 46, №3. С. 110-117.
60. Sartorius B. et al. All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5 μm telecom wavelengths // *Opt. Express*. 2008. Vol. 16, № 13. P. 9565.
61. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник для вузов, М: Радио и связь, 1986. – 512 с.
62. Shannon C.E. Communication in the Presence of Noise // *Proceedings of the IRE*. 1949. Vol. 37, № 1. P. 10–21.
63. Mamrashev A.A., Potaturkin O.I. Characteristics of the system of polarization-optical detection of a pulsed terahertz spectrometer // *Optoelectron.Instrument.Proc*. 2011. Vol. 47, № 4. P. 332–337.
64. Wu Q., Zhang X.-C. Free-space electro-optics sampling of mid-infrared pulses // *Applied Physics Letters*. 1997. Vol. 71, № 10. P. 1285–1286.
65. Mamrashev A. et al. Correction of Optical Delay Line Errors in Terahertz Time-Domain Spectroscopy: 12 // *Electronics. Multidisciplinary Digital Publishing Institute*, 2019. Vol. 8, № 12. P. 1408.
66. Mamrashev A.A. et al. Broadband metal-grid polarizers on polymeric films for terahertz applications // *AIP Conference Proceedings*. 2020. Vol. 2300, № 1. P. 020083.
67. Макс Жак. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях: В 2-х томах. Пер. с франц. — М.: Мир, 1983. — Т. 1. 312 с.
68. Landau H.J., Pollak H.O. Prolate Spheroidal Wave Functions, Fourier Analysis and Uncertainty—III: The Dimension of the Space of Essentially Time- and Band-Limited Signals // *Bell System Technical Journal*. 1962. Vol. 41, № 4. P. 1295–1336.
69. Кловский Д.Д. и др. Теория электрической связи: - М.: Радио и связь, 1999. - 432 с.
70. Aliasing. Digital Signals Theory [Electronic resource]. URL: <https://brianmcfree.net/dstbook-site/content/ch02-sampling/Aliasing.html> (accessed: 19.03.2024).
71. Orfanidis S.J. Introduction to signal processing. Englewood Cliffs, N.J: Prentice Hall, 1996. 798 p.
72. Control System Design Guide - 4th Edition | Elsevier Shop [Electronic resource]. URL: <https://shop.elsevier.com/books/control-system-design-guide/ellis/978-0-12-385920-4> (accessed: 24.03.2024).
73. Laurell H. Time-frequency analysis of THz-time domain spectroscopy data. 2018.
74. Harada H., Prasad R. Simulation and Software Radio for Mobile Communications. Artech House, 2002. 498 p.

75. Vieweg N. et al. Terahertz-time domain spectrometer with 90 dB peak dynamic range // *J Infrared Milli Terahz Waves*. 2014. Vol. 35, № 10. P. 823–832.
76. Stehr D. et al. High-performance fiber-laser-based terahertz spectrometer // *Opt Lett*. 2010. Vol. 35, № 22. P. 3799–3801.
77. V. D. Antsygin, A. A. Mamrashev. Dielectrical and optical properties of strontium-barium niobate films in the range of 0.2-1.3 THz // *Nanotechnologies in Optics and Electronics*, 2017. Vol. 53, № 6. P 612–616.
78. Vlasov M. et al. Optical properties of lead germanate $Pb_5Ge_3O_{11}$ in terahertz range // *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. Vol. 737. P. 012022.
79. Kuznetsov S. et al. Ultra-Thin Metasurface Absorbers for Subterahertz Band: Theoretical Aspects and Detector Applications. 2018. P. 419416 p.
80. Wang C.-R. et al. Phase-matching in KTP crystal for THz wave generation at room temperature and 81 K // *Infrared Physics & Technology*. 2018. Vol. 97.
81. Mamrashev A A, Nikolaev N A, Antsygin V D, Bekker T B, Kokh A E, Kokh K A, Lanskii G V, Svetlichny V A and Andreev Y M. β -BBO: Optical Properties and Phase-Matching for THz Wave Generation. Proc. 43rd Int. Conf. on Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2018), Nagoya, Japan, September 9-14, 2018, Article no. 8510284.
82. Nazarov M.M., Cherkasova O.P., Shkurinov A.P. A Comprehensive Study of Albumin Solutions in the Extended Terahertz Frequency Range // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2018. Vol. 39. P. 840–853.
83. Kuznetsov S. et al. Development and Characterization of Quasi-Optical Mesh Filters and Metastructures for Subterahertz and Terahertz Applications // *Measurement Technology and Intelligent Instruments IX*. 2010. Vol. 437. P. 276–280.
84. Nikolaev N., Kuznetsov S., Beruete M. Angle-Susceptible Narrowband Terahertz Metasurface for Thin-Film Sensing. 2018. P. 423420 p.
85. Jáuregui-López I. et al. THz Sensing with Anomalous Extraordinary Optical Transmission Hole Arrays: 11 // *Sensors*. Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2018. Vol. 18, № 11. P. 3848.
86. Ulrich R. Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure // *Infrared Physics*. 1967. Vol. 7, № 1. P. 37–55.
87. Ulrich R. Effective low-pass filters for far infrared frequencies // *Infrared Physics*. 1967. Vol. 7, № 2. P. 65–74.
88. Ulrich R. Interference Filters for the Far Infrared // *Appl. Opt.*, AO. Optica Publishing Group, 1968. Vol. 7, № 10. P. 1987–1996.

89. Gupta S. et al. Infrared filters using metallic photonic band gap structures on flexible substrates // *Applied Physics Letters*. 1997. Vol. 71, № 17. P. 2412–2414.
90. Paul M.J. et al. High-field terahertz response of graphene // *New J. Phys.* IOP Publishing, 2013. Vol. 15, № 8. P. 085019.
91. Wang W. et al. Terahertz parametric oscillator based on KTiOPO₄ crystal // *Opt Lett*. 2014. Vol. 39, № 13. P. 3706–3709.
92. TYDEX: ТГц отрезающие фильтры LPF14.3 [Electronic resource]. URL: https://www.tydexoptics.com/ru/products/tgc-ustrojstva/thz_low_pass_filter/lpf143/ (accessed: 25.03.2024).
93. Hosako I. Multilayer optical thin films for use at terahertz frequencies: method of fabrication // *Appl. Opt.*, AO. Optica Publishing Group, 2005. Vol. 44, № 18. P. 3769–3773.
94. Zhu Z. et al. A Metamaterial-Based Terahertz Low-Pass Filter With Low Insertion Loss and Sharp Rejection // *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* 2013. Vol. 3, № 6. P. 832–837.
95. Lee E.S. et al. Terahertz notch and low-pass filters based on band gaps properties by using metal slits in tapered parallel-plate waveguides // *Opt. Express*, OE. Optica Publishing Group, 2011. Vol. 19, № 16. P. 14852–14859.
96. Кузнецов С.А., Генцелев А.Н., Гольденберг Б.Г. и др. Создание методами LIGA-технологии микроструктурных фильтров субтерагерцового диапазона и исследование их селективных свойств // *Журнал Вестник НГУ. Серия Физика*. 2012. Том 7, № 4. P. 25–42.
97. Кузнецов С.А., Астафьев М.А., Лазорский П.А. и др. Спектральные измерения диэлектрических свойств полипропиленовых пленок в субтерагерцовом диапазоне частот // *Журнал Вестник НГУ. Серия Физика*. 2014. Том 9, № 4. P. 15–38.
98. Kuznetsov S.A. et al. High-Performance Frequency Selective Surface Filters for Terahertz Applications // *2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. 2019. P. 1–2.
99. Paulish A.G., Kuznetsov S.A. A selective pyroelectric detector of millimeter-wave radiation with an ultrathin resonant meta-absorber // *Tech. Phys. Lett.* 2016. Vol. 42, № 11. P. 1130–1133.
100. Kuznetsov S.A., Arzhannikov A.V., Fedorinin V.N. Narrowband Ultra-Thin Metasurface Absorbers for subTHz Band and Their Application in Spectrometric Pyroelectric Detectors // *2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. 2018. P. 1–2.
101. Navarro-Cia M. et al. Route for Bulk Millimeter Wave and Terahertz Metamaterial Design // *Quantum Electronics, IEEE Journal of*. 2011. Vol. 47. P. 375–385.

102. Kuznetsov S.A. et al. Microstructured frequency selective quasi-optical components for subterahertz and terahertz applications // 2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). 2013. P. 1–2.
103. Thumm M.K.A. et al. Generation of High-Power THz Waves in Relativistic Electron Beam Plasma and Two-Sheet-Beam FEM. 2012.
104. Аржанников А.В. и др. Диагностический комплекс для исследований генерации субтерагерцового излучения при пучково-плазменном взаимодействии на установке ГОЛ-3 // Физика плазмы, 2012. Vol. 38, № 6. P. 496–496.
105. Arzhannikov A.V. et al. Eight-Channel Polychromator for Spectral Measurements in the Frequency Band of 0.1-0.6 THz // 2021 IEEE 22nd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM). 2021. P. 101–105.
106. Xie L. et al. Extraordinary sensitivity enhancement by metasurfaces in terahertz detection of antibiotics // Sci Rep. Nature Publishing Group, 2015. Vol. 5, № 1. P. 8671.
107. Lee D.-K. et al. Highly sensitive and selective sugar detection by terahertz nano-antennas // Sci Rep. Nature Publishing Group, 2015. Vol. 5, № 1. P. 15459.
108. Wang C. et al. Metallic mesh devices-based terahertz parallel-plate resonators: characteristics and applications // Opt. Express, OE. Optica Publishing Group, 2018. Vol. 26, № 19. P. 24992–25002.
109. Ma Y. et al. THz band pass filter on plastic substrates and its application on biological sensing [Electronic resource]: Conference Proceedings. Majorca, Spain, 2010. P. 50–51.
110. Debus C., Bolivar P.H. Frequency selective surfaces for high sensitivity terahertz sensing // Applied Physics Letters. 2007. Vol. 91, № 18. P. 184102.
111. Cunningham J. et al. Terahertz frequency range band-stop filters // Applied Physics Letters. 2005. Vol. 86, № 21. P. 213503.
112. Fuse N. et al. High-Speed Underfilm Corrosion Imaging Using a Terahertz Camera // Electronics and Communications in Japan. 2016. Vol. 99, № 8. P. 86–92.
113. Chang C.-C. et al. Invited Article: Narrowband terahertz bandpass filters employing stacked bilayer metasurface antireflection structures // APL Photonics. 2018. Vol. 3, № 5. P. 051602.
114. Federici J., Moeller L. Review of terahertz and subterahertz wireless communications // Journal of Applied Physics. 2010. Vol. 107, № 11. P. 111101.
115. Das S., Reza K.M., Habib Md.A. Frequency Selective Surface Based Bandpass Filter for THz Communication System // J Infrared Milli Terahz Waves. 2012. Vol. 33, № 11. P. 1163–1169.
116. Lin W.-H. et al. Terahertz multichanneled filter in a superconducting photonic crystal // Opt. Express, OE. Optica Publishing Group, 2010. Vol. 18, № 26. P. 27155–27166.

117. Slocum D. et al. Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2013. Vol. 127. P. 49–63.
118. Xu W., Xie L., Ying Y. Mechanisms and applications of terahertz metamaterial sensing: a review // *Nanoscale*. The Royal Society of Chemistry, 2017. Vol. 9, № 37. P. 13864–13878.
119. Gordon I.E. et al. The HITRAN2020 molecular spectroscopic database // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2022. Vol. 277. P. 107949.
120. Antsygin V.D. et al. Terahertz optical properties of potassium titanyl phosphate crystals // *Opt. Express*, OE. Optica Publishing Group, 2014. Vol. 22, № 21. P. 25436–25443.
121. Astrelin V. Generation of High-Power Sub-THz Waves in Magnetized Turbulent Electron Beam Plasmas // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2014. Vol. 5. №1. P.18–39.
122. Munk B.A. *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2000.
123. Обуховец, В. А., Касьянов, А. О. Потенциальные возможности и области применения полосковых решеток // *Антенны*. - 2011. - N 6 (169), С. 3-15.
124. Holloway C.L. et al. An Overview of the Theory and Applications of Metasurfaces: The Two-Dimensional Equivalents of Metamaterials // *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. 2012. Vol. 54, № 2. P. 10–35.
125. Glybovski S. et al. Metasurfaces: From microwaves to visible // *Physics Reports*. 2016. Vol. 634.
126. K. D. Möller, J. B. Warren, J. B. Heaney, and C. Kotecki. Cross-shaped bandpass filters for the near- and mid-infrared wavelength regions // *Applied Optics* Vol. 35, Issue 31, pp. 6210-6215 (1996).
127. Chase S.T., Joseph R.D. Resonant array bandpass filters for the far infrared // *Appl. Opt.*, AO. Optica Publishing Group, 1983. Vol. 22, № 11. P. 1775–1779.
128. Розенберг, Г.В. *Оптика тонкослойных покрытий*. Москва: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1958, 570 с.
129. Carli B. Reflectivity of metallic films in the infrared // *J. Opt. Soc. Am.*, JOSA. Optica Publishing Group, 1977. Vol. 67, № 7. P. 908–910.
130. Casey J.P., Lewis E.A. Interferometer Action of a Parallel Pair of Wire Gratings // *J. Opt. Soc. Am.*, JOSA. Optica Publishing Group, 1952. Vol. 42, № 12. P. 971–977.
131. Steup D. A tuneable 600 GHz bandpass-filter with large free-spectral-range // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. 1992. Vol. 13. P. 1767–1779.
132. Нефедов, Е.И. *Антенно-фидерные устройства и распространение радиоволн: учебник для СПО* / Е.И. Нефедов. - М.: Академия, 2006.-320с.

133. Курушин А. А. Использование каналов Флоке для моделирования периодической наноструктуры // Журнал радиоэлектроники. 2010. № 11. С. 3.
134. Naftaly M. An international intercomparison of THz time-domain spectrometers. 2016. P. 21 p.
135. Wan M. et al. Characterization of silicon in the terahertz. 2020. 83 p.
136. Bolt R.J., van der Mooren M. Single shot bulk damage threshold and conversion efficiency measurements on flux grown KTiOPO_4 (KTP) // Optics Communications. 1993. Vol. 100, № 1. P. 399–410.
137. Nikogosyan D. Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey // Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey: ISBN 978-0-387-22022-2. Springer Science+Business Media, Inc., 2005. 2005.
138. Nikolaev N.A. et al. β -BBO, LBO, AND KTP Nonlinear Crystals as Sources of Millimeter-Wave Radiation // Russ Phys J. 2020. Vol. 63, № 6. P. 1025–1029.
139. Bigourd D. et al. Detection and quantification of multiple molecular species in mainstream cigarette smoke by continuous-wave terahertz spectroscopy // Opt. Lett., OL. Optica Publishing Group, 2006. Vol. 31, № 15. P. 2356–2358.
140. Hsieh Y.-D. et al. Dynamic terahertz spectroscopy of gas molecules mixed with unwanted aerosol under atmospheric pressure using fibre-based asynchronous-optical-sampling terahertz time-domain spectroscopy // Sci Rep. 2016. Vol. 6. P. 28114.
141. Mamrashev A. et al. Detection of Nuclear Spin Isomers of Water Molecules by Terahertz Time-Domain Spectroscopy // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2017. Vol. 8.
142. Zhukov S.S. et al. Rotational coherence of encapsulated ortho and para water in fullerene-C60 revealed by time-domain terahertz spectroscopy // Sci Rep. 2020. Vol. 10, № 1. P. 18329.
143. Nanni E.A. et al. Terahertz-driven linear electron acceleration: 1 // Nat Commun. Nature Publishing Group, 2015. Vol. 6, № 1. P. 8486.
144. Hafez H.A. et al. Terahertz Nonlinear Optics of Graphene: From Saturable Absorption to High-Harmonics Generation // Advanced Optical Materials. 2020. Vol. 8, № 3. P. 1900771.
145. Cherkasova O. et al. Effects of Terahertz Radiation on Living Cells: a Review // Optics and Spectroscopy. 2020. Vol. 128. P. 855–866.
146. Antsigin V.D. et al. Ferroelectric and nonlinear optical properties of ferroelectric-superionic KTP // Ferroelectrics. Taylor & Francis, 1993. Vol. 143, № 1. P. 223–227.
147. Urenski P., Gorbatov N., Rosenman G. Dielectric relaxation in flux grown KTiOPO_4 and isomorphic crystals // Journal of Applied Physics. 2001. Vol. 89, № 3. P. 1850–1855.

148. Kugel G.E. et al. The vibrational spectrum of a KTiOPO_4 single crystal studied by Raman and infrared reflectivity spectroscopy // *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1988. Vol. 21, № 32. P. 5565.
149. Surovtsev N.V. et al. The nature of low-frequency Raman scattering in congruent melting crystals of lithium niobate // *Phys. Solid State.* 2003. Vol. 45, № 3. P. 534–541.
150. Mounaix P. et al. Characterization of non-linear Potassium crystals in the Terahertz frequency domain // *Optics Communications.* 2004. Vol. 242, № 4. P. 631–639.
151. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals.* Springer Berlin Heidelberg, 2014. 224 p.
152. Pálfalvi L. et al. Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO_3 in the THz range // *Journal of Applied Physics.* 2005. Vol. 97. P. 123505–123505.
153. Cuniot-Ponsard M. *Strontium Barium Niobate Thin Films for Dielectric and Electro-Optic Applications // Ferroelectrics - Material Aspects.* IntechOpen, 2011.
154. Воротилов К.А., Мухортов В.М., Сигов А.С. Интегрированные сегнетоэлектрические устройства. / Под ред. чл.-корр. РАН А.С. Сигова. -М.: Энергоатомиздат, 2011.- 175 с.
155. Kanno I. Piezoelectric MEMS: Ferroelectric thin films for MEMS applications // *Japanese Journal of Applied Physics.* 2018. Vol. 57. P. 040101.
156. Стрюков Д.В. и др. Структура, динамика решетки и диэлектрические характеристики в диапазоне 0.1–2.5 ТГц гетероэпитаксиальных пленок ниобата бария-стронция // *Неорганические Материалы.* 2022. Vol. 58, № 1. P. 61–68.
157. Lukasiewicz T. et al. Strontium–barium niobate single crystals, growth and ferroelectric properties // *Journal of Crystal Growth.* 2008. Vol. 310, № 7. P. 1464–1469.
158. Ewbank M.D. et al. Photorefractive properties of strontium-barium niobate // *Journal of Applied Physics.* 1987. Vol. 62, № 2. P. 374–380.
159. Investigation of the Electrical Properties of $\text{Sr}_{1-x}\text{Ba}_x\text{Nb}_2\text{O}_6$ with Special Reference to Pyroelectric Detection | *Journal of Applied Physics* | AIP Publishing.
160. Buixaderas E., Dec J. Phonons and relaxations in unfilled tetragonal tungsten-bronzes: 1 // *OAJ Materials and Devices.* 2020. Vol. 5, № 1.
161. Tsukada S., Kojima S. Gigahertz Range Relaxation in Relaxor Ferroelectric $\text{Sr}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{Nb}_2\text{O}_6$ // *Jpn. J. Appl. Phys.* IOP Publishing, 2010. Vol. 49, № 9S. P. 09ME03.
162. Zaytseva I. et al. Optical investigations of fluctuation of order parameter in THz range in $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ crystals with different chemical compositions // *Ferroelectrics.* 2020. Vol. 560. P. 102–109.
163. Mamrashev A., Minakov F., Nikolaev N. and Antsygin V. Terahertz Time-Domain Polarimetry for Principal Optical Axes of Anisotropic Crystals // *Photonics* 2021, 8(6), 213.

164. Pavlenko A.V. et al. Structural Characteristics of Thin $\text{Sr}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Nb}_2\text{O}_6$ Films in the Temperature Range 20–500°C // *Inorg Mater.* 2020. Vol. 56, № 11. P. 1188–1192.
165. Buixaderas E. et al. Infrared and Dielectric Spectroscopy of the Relaxor Ferroelectric $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$ // *Journal of Physics: Condensed Matter.* 2005. Vol. 17. P. 653.
166. Kersten O., Rost A., Schmidt G. Dielectric dispersion of relaxor ferroelectrics (SBN 75 and PLZT 8/65/35) // *physica status solidi (a).* 1983. Vol. 75, № 2. P. 495–500.
167. Buixaderas E. et al. Dynamics of mesoscopic polarization in the uniaxial tetragonal tungsten bronze ($\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$) // *Phys. Rev. B.* 2019. Vol. 100, № 18. P. 184113.
168. Волков А.С., Копосов Г.Д., Перфильев Р.О. О физическом смысле дисперсионных параметров частотной зависимости диэлектрической проницаемости в модели Гавриляка--Негами // *Журнал технической физики.* 2018. Vol. 125, № 9. P. 364.
169. Suizu K. et al. Extremely frequency-widened terahertz wave generation using Cherenkov-type radiation // *Opt. Express, OE. Optica Publishing Group,* 2009. Vol. 17, № 8. P. 6676–6681.
170. Wang Z., Su F., Hegmann F.A. Ultrafast imaging of terahertz Cherenkov waves and transition-like radiation in LiNbO_3 // *Opt. Express, OE. Optica Publishing Group,* 2015. Vol. 23, № 6. P. 8073–8086.
171. Nagatsuma T., Ducournau G., Renaud C.C. Advances in terahertz communications accelerated by photonics: 6 // *Nature Photon. Nature Publishing Group,* 2016. Vol. 10, № 6. P. 371–379.