

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Корниенко Владимир Владимирович

**ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА И
НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ
ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА**

01.04.21 Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н. Китаева Галия Хасановна

Москва – 2019

Оглавление

Список используемых аббревиатур и обозначений	4
Введение	5
Глава 1. Процессы параметрического преобразования частоты с участием волн терагерцовых частот (по литературе)	24
1.1 Нелинейно-оптические методы регистрации терагерцовых волн..	24
1.1.1 Пикосекундные импульсы терагерцового излучения	25
1.1.2 Непрерывное терагерцовое излучение	38
1.1.3 Наносекундные импульсы терагерцового излучения. Схема с боковым заведением.	41
1.2 Частотно-угловая спектроскопия параметрического рассеяния света и метод характеристики спектральной чувствительности нелинейно-оптических детекторов терагерцовых волн	47
1.3 Нелинейно-оптические кристаллы ниобата лития и параметрическое преобразование в пространственно-неоднородных средах в терагерцовом диапазоне частот	51
1.4 Параметрическое преобразование частоты в нелинейной оптике .	61
Глава 2. Параметрическое преобразование и рассеяние света в сильно невырожденном по частоте режиме	71
2.1 Расчет характеристик параметрического рассеяния в сильно невырожденном по частоте режиме с помощью обобщенного закона Кирхгофа	72
2.2 Корреляционные функции второго порядка при параметрическом рассеянии в одномодовом приближении	77
2.3 Квантовая калибровка яркости в условиях пространственно-многомодового преобразования	88
2.4 Коэффициенты параметрического преобразования при пространственно-многомодовом преобразовании	93

Глава 3. Метод СПР-характеризации нелинейно-оптических детекторов терагерцового излучения.....	108
3.1 Параметрическое рассеяние в монокристаллах ниобата лития в терагерцовом диапазоне частот	109
3.2 Экспериментальная установка с накачкой от узкополосного газового лазера	119
3.3 Экспериментальная установка с накачкой от диодной лазерной системы.....	128
3.4 Характеризация спектральной чувствительности нелинейно-оптических детекторов терагерцовых волн.....	135
 Глава 4. Прямое нелинейно-оптическое детектирование и генерация низкоэнергетических потоков терагерцовых фотонов с помощью параметрического преобразователя частоты.....	142
4.1 Экспериментальная реализация нелинейно-оптического метода прямого детектирования терагерцового излучения на примере лавинно-пролетного диода. Энергетические характеристики	143
4.2 Прямое нелинейно-оптическое детектирование терагерцового излучения от перестраиваемого по частоте источника. Спектральные и энергетические характеристики.....	149
4.3 Регистрация импульсного холостого излучения терагерцовых частот, создаваемого при параметрическом преобразовании в режиме среднего усиления.....	157
 Заключение.....	164
 Список использованной литературы.....	167

Список используемых аббревиатур и обозначений

ТИ	терагерцовое излучение
ТГц	терагерц (10^{12} Гц), терагерцовый
ПР	параметрическое рассеяние (света)
СПР	спонтанное параметрическое рассеяние света
КР	комбинационное рассеяние света (англ. <i>Raman scattering</i>)
ВРП	вынужденное рассеяние на поляритонах
ОЗК	обобщенный закон Кирхгофа
ТСВР	терагерцовая спектроскопия временного разрешения (или когерентная терагерцовая спектроскопия; англ. <i>terahertz time-domain spectroscopy, THz-TDS</i>)
РОИ	регистрация одиночных импульсов (англ. <i>single-shot</i>)
РДС	регулярная доменная структура
ПП	параметрическое преобразование [частоты]
УСИ	усиленное спонтанное излучение (англ. <i>amplified spontaneous emission</i>)
ЛОВ	лампа обратной волны
ЛПД	лавинно-пролетный диод
k_B	постоянная Больцмана
g^{PDC}	эффективность параметрического преобразования
NRF	коэффициент подавления шума (англ. <i>noise reduction factor</i>)
NEP	эквивалентная мощность шума (<i>noise-equivalent power</i>)
«частотно-угловой спектр СПР»	частотно-угловые распределения интенсивности сигнального излучения, генерируемого в процессе СПР
«период кристалла»	период доменной сверхрешетки кристалла с РДС
«СПР-характеризация»	метод характеристики спектральной чувствительности кристаллов-детекторов ТИ по частотно-угловым спектрам СПР в них
«СПР-калибровка»	метод [безэталонной] калибровки яркости внешнего излучения путем сравнения со спектральной яркостью сигнала СПР

В ряде случаев нижние индексы для удобства чтения выносятся в фигурные скобки, например « A_{ij} » → « $(A)\{i,j\}$ ».

Введение

Диссертационная работа посвящена изучению эффекта параметрического преобразования частоты в невырожденном режиме, когда частота одной из взаимодействующих волн лежит в терагерцовом диапазоне. В работе показано, что параметрическое рассеяние света может быть использовано в задачах регистрации терагерцового излучения (ТИ) и генерации неклассических оптико-терагерцовых состояний поля. Согласование пространственных мод взаимодействующих полей, а также корреляционные свойства полей на выходе параметрического преобразователя исследуются аналитически с использованием обобщенного закона Кирхгофа (ОЗК), сформулированного Д.Н. Клышко. Основной аспект работы – экспериментальное исследование нового метода регистрации терагерцового излучения, основанного на преобразовании частоты детектируемого ТИ в оптический диапазон путем смешения с узкополосным излучением лазерной накачки в среде с квадратичной нелинейностью. Для определения частотно-углового распределения чувствительности детекторов ТИ используется метод спектроскопии спонтанного параметрического рассеяния света. Теоретически и экспериментально исследуются подходы к созданию квантово-коррелированных терагерцово-оптических состояний поля.

Актуальность и разработанность темы.

Под термином «терагерцовое излучение» обыкновенно понимается диапазон частот от 0,1 до 30 ТГц [1,2,3]. Излучению с частотой 1 ТГц (10^{12} Гц) соответствуют длина волны 300 мкм, частота 33 см^{-1} , эффективная температура 48 К, энергия кванта 4,1 мэВ. Одни из первых экспериментов по генерации и детектированию волн данного диапазона были осуществлены в 20^х годах прошлого века Н.А. Глаголевой-Аркадьевой [4]. Вплоть до 1980^х годов терагерцовый (далее – ТГц) диапазон оставался недоступным для технологического использования в силу отсутствия методов как генерации излучения достаточной интенсивности и спектральной яркости, так и методов детектирования такого излучения.

Интерес к данному спектральному диапазону обусловлен несколькими причинами. Во-первых, в данной области частот становятся малоэффективными как «оптические» (основанные на модуляции поляризации среды), так и «радиофизические» (основанные на модуляции плотности тока свободных носителей заряда) методы генерации электромагнитного излучения. Возникает задача создания как излучающих, так и приёмных устройств высокого качества, обладающих требуемыми свойствами. К таковым

можно отнести заданное распределение спектральной яркости генерируемого излучения (а также спектральной чувствительности детектора), эффективность механизма преобразования в ТГц диапазон или из него, высокую интенсивность генерируемого излучения, возможность работы при комнатных температурах. Во-вторых, терагерцовое излучение (ТИ) имеет ряд перспективных областей практического использования [1,5,2,6], таких как: неразрушающий контроль и медицинская томография [7]; обеспечение безопасности и обнаружение взрывчатых и наркотических веществ [8]; спектроскопия вращательных переходов в органических молекулах, идентификация веществ по линиям поглощения [9]; построение изображений, в том числе биологических объектов [10,11].

Выделим несколько задач, ставших уже традиционными при описании достоинств и преимуществ терагерцового диапазона частот. Низкочастотные колебательные возбуждения в крупных молекулах лежат в терагерцовом диапазоне. При этом в зависимости от структуры или аллотропной модификации эти частоты могут различаться. На Рисунке 1(а) показаны спектры поглощения для смесей β -лактозы и α -лактозы моногидрата [12] в различных долях. При увеличении доли β -лактозы амплитуда линий поглощения на частотах 0,38 ТГц и 1,38 ТГц, характерных для α -лактозы, уменьшается, и проявляется линия поглощения на частоте 1,21 ТГц. Для определения количественного состава требуется предварительно измерить «эталонные» спектры потерь для смесей известного состава. Многие взрывчатые и наркотические вещества имеют характерные линии поглощения в терагерцовом диапазоне, что показано на Рисунке 1(б) на примере 2,4-динитротолуола. Существующие на сегодняшний день приемники терагерцового излучения позволяют осуществлять дистанционный контроль наличия опасных предметов (в первую очередь, речь идет о металлических предметах – пистолеты, ножи и др.), в том

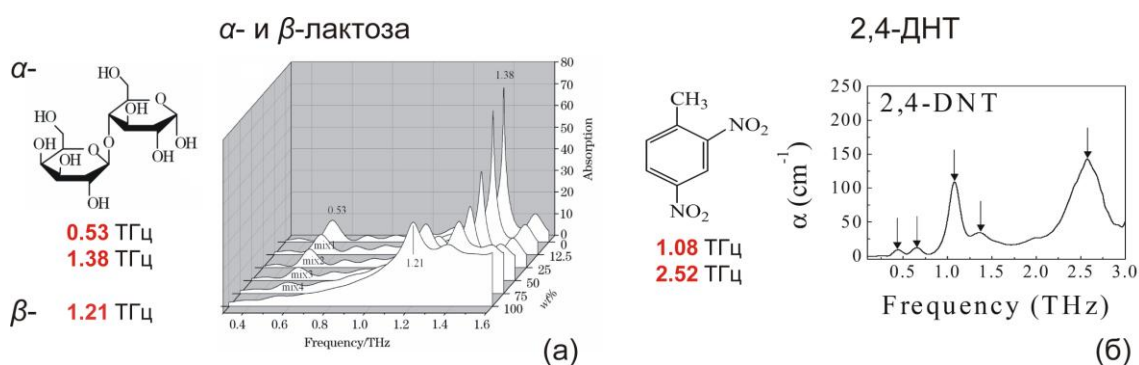


Рисунок 1. Спектры поглощения, измеренные в схемах терагерцовой спектроскопии временного разрешения. На рисунке также приведены структурные формулы исследованных соединений и характерные резонансные частоты. (а) Двухкомпонентная смесь β -лактозы и α -лактозы моногидрата [12] при разной доле («wt%») β -лактозы; (б) 2,4-динитротолуол [13].



Рисунок 2. Терагерцовое излучение имеет высокую проникающую способность в ряде материалов, что может быть использовано в системах обеспечения безопасности. Представлены оптическое и терагерцовое изображения человека с металлическим предметом (ножом), помещенным в газету [14]. Снимок сделан на частоте 0,094 ТГц в пассивном режиме (без использования источника ТИ) на расстоянии около 15 метров.

числе скрытых под одеждой. Показанный на Рисунке 2 снимок человека с завернутым в газету ножом сделан на частоте 0,094 ТГц без использования дополнительного терагерцового источника излучения – используется только естественный свет [14]. Нужно оговориться, что время сканирования по-прежнему слишком велико для практического использования таких устройств.

В настоящее время терагерцовое излучение **применяется** для изучения сверхбыстрой динамики отклика вещества, в подавляющем большинстве схем по методу «накачки-зондирования». В работе [15] изменения, наводимые однократным (англ. *single-cycle*) импульсом терагерцового излучения в титанате бария (BaTiO_3) на частоте мягкой моды (~ 1 ТГц), регистрировались с помощью рентгеновского зондирующего импульса (Рисунок 3). В сочетании с аналитическим расчетом на основе метода молекулярной динамики было показано, что импульс ТИ обеспечивает поворот поляризации сегнетоэлектрических доменов на пикосекундных временах. В работе [16] методом оптической накачки – терагерцового зондирования исследовался процесс релаксации первичной фотовозбужденной электрон-дырочной пары в легированном монослое графена (Рисунок 4). Измерения проводились при различных энергиях возбуждающего оптического фотона. Относительное изменение пропускания пропорционально проводимости на ТГц частотах, которая определяется числом вторичных «горячих» электронов, создаваемых при релаксации фотовозбужденных носителей заряда (первичных электронов). Было показано, что доминирующим механизмом релаксации фотовозбужденных носителей заряда на электронные степени свободы является рассеяние типа «носитель-носитель», по сравнению с возбуждением оптических фононов. Большой интерес вызывают терагерцовые импульсы высокой интенсивности [17], с помощью

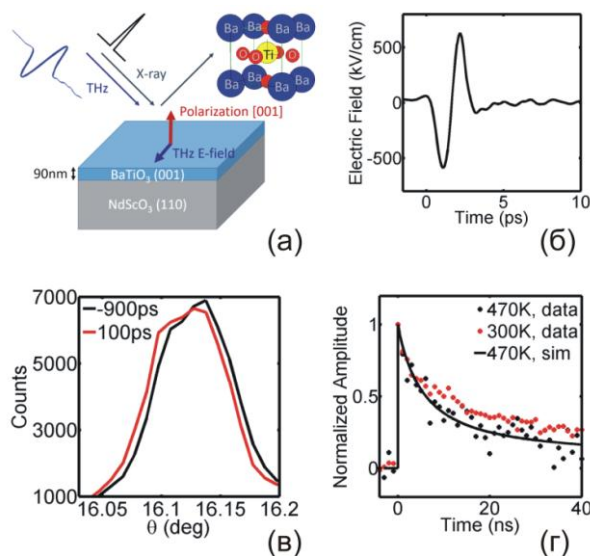


Рисунок 3. Управление поляризацией в сегнетоэлектрическом кристалле титаната бария (BaTiO_3) с помощью однократных импульсов терагерцового излучения [15]. Свойства BaTiO_3 в зависимости от времени задержки относительно момента прихода импульса ТИ исследуются с помощью зондирующего рентгеновского импульса. (а) Общая схема взаимодействия. Поляризация возбуждающего ТГц импульса перпендикулярно направлению поляризации пленки BaTiO_3 . (б) Зависимость напряженности поля ТГц импульса от времени. (в) Кривые качания до ($\tau = -900$ пс, черная линия) и после ($\tau = 100$ пс) прихода терагерцового импульса. (г) Наносекундная динамика интенсивности рентгеновского рассеяния на левом склоне (область малых углов) кривой качания («в»).

которых исследуется ускорение заряженных частиц полем ТГц импульса, ионизация Ридберговских атомов, каскадная генерация гармоник в терагерцовом диапазоне, индуцированные переходы сверхпроводник — нормальный металл, переключение магнитных и электрических доменов.

Для использования ТИ в приложениях необходимо располагать эффективными методами генерации и регистрации излучения в данном частотном диапазоне. Рассмотрим существующие на настоящий момент **методы детектирования ТГц излучения**, которые можно условно разделить на две группы [1]. В методах так называемого прямого (или некогерентного) детектирования измеряемой величиной является исключительно интенсивность падающего ТГц излучения. Методы когерентного детектирования позволяют восстанавливать временной профиль напряжённости терагерцовой волны, осуществляется измерение как амплитудных, так и фазовых характеристик. Работа детекторов **прямого типа** основана на зависимости физических свойств материала от его температуры. Детектируемое излучение собирается на измерительный элемент, нагревая его; соответствующее изменение температуры элемента регистрируется. Наиболее распространёнными детекторами прямого действия являются болометры [18]. В этих

устройствах, требующих охлаждения до гелиевых либо азотных температур из-за низкой эффективной температуры измеряемого излучения, регистрируется изменение тока через измерительный элемент (т.н. смеситель, англ. *mixer*), выполненный на основе полупроводниковых структур. Чувствительность прибора может быть увеличена за счёт выбора режима работы вблизи фазового перехода проводник–сверхпроводник; это реализовано в так называемых болометрах на горячих электронах (англ. *hot-electron bolometer*, *HEB*). Эквивалентная мощность шума (*NEP*, шум-фактор) для таких устройств достигает 10^{-15} Вт Гц^{-1/2}, типичные значения составляют 10^{-12} Вт Гц^{-1/2}, опережая по этому показателю остальные детекторы на несколько порядков. В ячейках Голея [11] используется изменение давления газа с температурой. Рабочее тело – как правило, инертный газ, – помещено в замкнутый резервуар, одну из стенок которого составляет мембрана, способная к изгибу. Положение мембраны контролируется при помощи луча вспомогательного маломощного лазера. При нагревании газ вызывает изменение положения мембраны, которое регистрируется по отклонению лазерного луча. Поскольку ячейки Голея предназначены для работы при комнатных температурах, чувствительность их невелика, характерные значения шум-фактора составляют 10^{-9} Вт Гц^{-1/2}.

В широко используемом методе гетеродинирования [19,20,21] для регистрации малых ТГц сигналов используется излучение (на ТГц частоте) от локального осциллятора, которое на нелинейном элементе сбивается с измеряемым терагерцовым сигналом. Получаемый низкочастотный сигнал на так называемой промежуточной частоте подается на вход малошумящего усилителя [19]. В отличие от детекторов прямого действия, уровень шума в гетеродинном детекторе принципиально ограничен квантовыми шумами, связанными с процессом преобразования частоты, а не уровнем внешних паразитных сигналов. Как правило, чувствительность гетеродинных приемников выше, что связано с неизбежным наличием шумов как в самом детекторе (прямого действия), так и в используемых усилителях и элементах. Метод гетеродинирования также позволяет проводить фазочувствительные измерения – например, при измерении коэффициентов пропускания и отражения. Используется мощный узкополосный источник излучения, такой как лампа обратной волны.

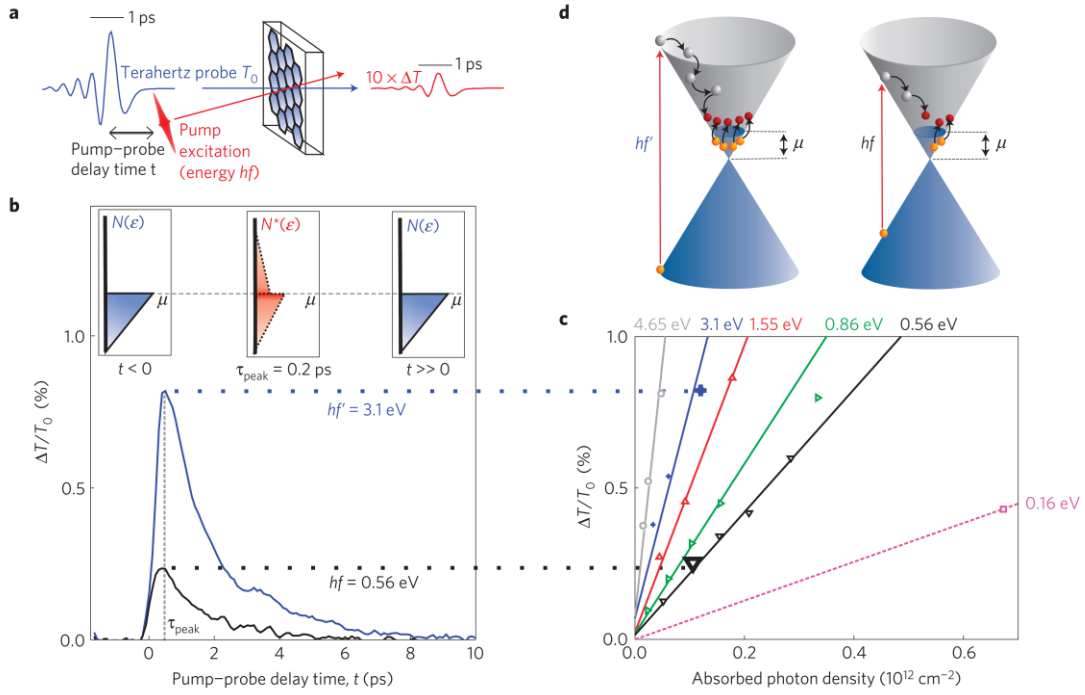


Рисунок 4. Экспериментальное наблюдение динамики носителей заряда в однослойном графене методом оптической накачки – терагерцового зондирования [16]. (a) Схема эксперимента. (b) Относительное изменение пропускания ($\Delta T/T_0 \equiv (T - T_0)/T_0$) в зависимости от времени задержки между оптическим и ТГц импульсами. Величина $\Delta T/T_0$ пропорциональна проводимости на ТГц частотах, которая определяется числом вторичных горячих электронов, создаваемых при релаксации фотовозбужденных носителей заряда (первичных электронов). На вставке схематически показаны распределения электронной плотности в разные моменты времени. (c) Величина $\Delta T/T_0$ в момент времени τ_{peak} («с») как функция потока поглощенных фотонов, для разных длин волн возбуждающего оптического импульса (« hf »). (d) Схематическое изображения процесса релаксации фотовозбужденных носителей заряда, сопровождаемое взаимодействием типа «носитель-носитель», приводящем к появлению вторичных горячих электронов: переход из невозбужденного – оранжевые сферы – в возбужденное – красные сферы – состояние. Увеличение энергии фотона накачки приводит к увеличению эффективной температуры электронной подсистемы и большему наблюдаемому значению $\Delta T/T_0$.

Недостатками прямых методов детектирования являются отсутствие спектральной селективности (для определения спектральной плотности мощности измеряемого излучения требуется устанавливать частотные фильтры), медленный отклик (динамический диапазон не превосходит нескольких МГц), не позволяющий измерять профиль терагерцового импульса. Следует, однако, отметить работы по сверхбыстрым детекторам терагерцовых импульсов на базе сверхпроводящих NbN-болометров на «горячих» электронах, с временами отклика на уровне единиц наносекунд и рекордной чувствительностью. Также для болометрических детекторов требуется охлаждение до

азотных либо гелиевых температур. Отсюда возникает интерес к методам детектирования, основанных на нелинейно-оптических эффектах – в особенности, на генерации комбинационных частот. При таком подходе измеряемое ТИ сначала преобразуется в оптическое излучение, которое затем регистрируется стандартными оптическими методами. Параметры исходного ТИ определяются по параметрам оптического сигнала (мощность, временное распределение, направление распространения и т.п.).

В большинстве приложений терагерцового излучения, в которых применяется нелинейно-оптическая регистрация терагерцовых волн, используются **короткие импульсы терагерцового излучения (когерентное детектирование, [5,22,1,3])**. В получивших наибольшее распространение схемах терагерцовой спектроскопии временного разрешения осуществляется восстановление временного профиля ТГц импульса путем сбивания на нелинейном элементе измеряемого ТГц излучения и (короткого) оптического зондирующего импульса, с контролируемой временной задержкой между ними. Фурье-образ временных профилей соответствует распределению спектральной плотности мощности ТГц излучения по частоте. При использовании фотопроводящих антенн [23] регистрируется ток, наводимый измеряемым ТИ в фотопроводящей антенне при одновременном облучении ее импульсами фемтосекундного лазера, создающего в материале антенны фотоиндуцированные носители заряда. При электро-оптическом стробировании терагерцовый импульс «сбивается» в среде с квадратичной нелинейностью (нелинейном кристалле либо плазме оптического пробоя) с импульсом зондирующего излучения, амплитудные и фазовые изменения в котором регистрируются в схемах эллипсометрического типа. Дальнейшее развитие схем электро-оптического стробирования связано с использованием спектральных фильтров с крутым склоном [24], а также использованием неколлинеарной геометрии нелинейного взаимодействия [25,26].

Основным преимуществом схем спектроскопии на основе **непрерывного терагерцового излучения** [5] является высокое разрешение по частоте, а также возможность узкополосного возбуждения среды. Терагерцовые спектрометры непрерывного действия работают в диапазоне частот от $\sim 0,1$ ТГц до ~ 2 ТГц, наибольшая чувствительность реализуется на частотах в районе 0,5 ТГц, достигаются величины динамического диапазона от 40 дБ до 60 дБ [27,28,29]. Поскольку системы непрерывного действия используют узкополосное ТИ, важным параметром является время измерения, составляющее в стандартных схемах ~ 10 мс для одной частоты ТИ.

Когерентное детектирование ТИ подразумевает взаимную когерентность излучения в каналах генерации и регистрации. С помощью таких схем не представляется возможным

исследовать ТИ, создаваемое внешним источником; системы лазерной накачки чувствительны к флуктуациям температуры и наличию вибраций. В рамках настоящей работы основной интерес представляют схемы нелинейно-оптической регистрации **наносекундных импульсов терагерцового излучения**, позволяющие обойти эти ограничения. Детектирование наносекундных импульсов ТИ было продемонстрировано в работе [30] и основано на преобразовании ТИ вверх по частоте с последующей регистрацией оптического сигнала. При этом частоты взаимодействующих волн жестко связаны условием, имеющим смысл закона сохранения энергии, а наибольшая эффективность взаимодействия достигается в случае, если фазовые скорости взаимодействующих волн согласованы, – то есть при выполнении условия фазового синхронизма. Как правило, это приводит к наличию выделенного направления распространения для каждой из взаимодействующих волн, при распространении вдоль которого эффективность взаимодействия максимальна. Преимуществами наносекундных методов регистрации ТИ по сравнению с фемтосекундными являются: 1) возможность использования схемы детектирования, отличной от схемы генерации, так как не требуется синхронизация источника и приемника ТИ по фазе; 2) высокие значения энергии терагерцового поля в импульсе [31], достижимые с помощью наносекундных источников накачки; 3) возможность использования эффекта параметрического усиления сигнальной волны [32] – при этом снимаются ограничения, связанные с поглощением ТИ в кристалле-детекторе и существенно увеличивается соотношение сигнал/шум. По сравнению с детекторами прямого действия, обладающих такой же чувствительностью (например, с болометрами), нелинейно-оптические методы а) обладают спектральным разрешением и б) могут быть реализованы при комнатных температурах. При детектировании квазинепрерывного терагерцового излучения используется пространственное [31] и/или частотное [32] разделение пучков накачки и сигнального излучения; сигнальное излучение регистрируется стандартными детекторами оптического или инфракрасного диапазона. Было показано [32], что чувствительность нелинейно-оптического детектора может на порядок превосходить чувствительность кремниевого болометра, а времена отклика могут составлять единицы наносекунд. В работе [33] описан спектрометр на базе нелинейно-оптического детектора квазинепрерывного ТГц излучения. Достигнуты следующие рекордные значения [31,33]: для минимально регистрируемой мгновенной мощности импульсного ТИ – 0,1 мкВт; для эквивалентной мощности шума (NEP) – $20 \text{ пВт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$. К недостаткам методов данной группы следует отнести невозможность восстановления зависимости поля импульса ТИ от времени (как в схемах ТСВР). Кроме того, в существующих в настоящее время детекторах данной группы используются

мощные источники лазерной накачки (из-за низких значения эффективности преобразования). В целом, «наносекундные» методы регистрации остаются малоисследованными.

Все вышесказанное обуславливает интерес к методам прямой (без синхронизации источника и приемника ТИ) нелинейно-оптической регистрации ТИ. Исследования в этой области направлены на увеличение эффективности преобразования путем выбора оптимальной геометрии нелинейного взаимодействия, на снижение требуемой мощности лазера накачки. Неисследованной оставалась также возможность использования непрерывных лазеров для накачки нелинейно-оптического детектора, что актуально при исследовании источников импульсов ТИ большой (> 1 мкс) длительности, а также непрерывного ТИ.

Попыток построения **квантово-оптического описания терагерцовых состояний поля** до настоящего времени не предпринималось. Это связано с высоким поглощением на терагерцовых частотах как во многих твердых телах, так и в атмосферном воздухе за счет паров воды, а также с низкой энергией кванта (единицы мэВ) ТИ, – при комнатных температурах существенную роль начинает играть равновесное тепловое излучение. В существующих работах квантовые эффекты только использовались для генерации ТИ – например, в квантово-каскадных лазерах [2]. Даже базовые задачи квантовой оптики, решенные в оптическом диапазоне, такие как создание однофотонных источников [34], в терагерцовом диапазоне частот не рассматривались. Мощным инструментом, который может расширить область применимости методов и подходов квантовой оптики на терагерцовый диапазон частот, является **параметрическое рассеяние света (ПР)** [35]. В квантовой оптике процесс ПР широко применяется для создания неклассических состояний поля ([36], Гл. 22; [34]). При ПР, в среде с квадратичной нелинейностью под действием оптической накачки возникает излучение, состоящее из пар (четверок, шестерок и т.д.) коррелированных по времени и месту рождения фотонов в двух каналах преобразования – так называемых «сигнальном» и «холостом». Процесс ПР может рассматриваться как преобразование шумов параметрического преобразователя частоты, при этом в качестве источника шума выступают нулевые флуктуации электромагнитного вакуума на частотах холостой волны [37]. В режиме малого усиления речь идет о генерации бифотонных пар [35]; такой режим будем при отсутствии внешнего излучения на входе в преобразователь называть спонтанным параметрическим рассеянием (СПР). Параметрическое рассеяние света в режиме высокого усиления может быть использовано

[38,39,40] для получения так называемого яркого сжатого вакуума – макроскопических квантовых состояний света, перспективных с точки зрения задач квантовых технологий, в том числе в задачах квантовой метрологии [41] для снижения уровня шумов ниже уровня дробового шума. Спектральная яркость в единицах числа фотонов на моду излучения может достигать 10^{13} [42]; экспериментально показано поляризационное перепутывание и перепутывание по числу фотонов [43], а также нарушение неравенств Белла [44]. В режиме малого усиления функциональным критерием неклассичности является величина нормированной корреляционной функции второго порядка $g^{(2)} > 2$ [45], а в режиме высокого усиления – величина коэффициента подавления шума $NRF < 1$ [46,47]. При описании параметрического рассеяния при высоком коэффициенте параметрического усиления широко используется разложение Шмидта [48,49,50], позволяющее разделить переменные, соответствующие модам сигнального и холостого каналов, при этом в разложении Шмидта каждая мода сигнального излучения коррелирует с единственной модой холостого излучения, и наоборот.

Для **аналитического описания** параметрического преобразователя частоты, в **классической макроскопической нелинейной оптике** [51,52,53,54,55] эволюция напряженностей полей взаимодействующих волн в пространстве и времени исследуется на основе системы уравнений Максвелла в среде, причем свойства последней описываются с помощью макроскопических параметров – показателей преломления, коэффициентов поглощения, эффективной величины нелинейной восприимчивости. Решая волновое уравнение методом возмущений в приближениях заданной накачки и медленно меняющихся амплитуд, можно получить линейную связь между напряженностями полей на входе и на выходе параметрического преобразователя. В работах [56,57] был получен явный вид элементов матрицы $\mathbf{w}$ для случая бесконечного в поперечном направлении слоя нелинейной среды, связывающей амплитуды полей волн на выходе параметрического преобразователя с амплитудами входных волн. **При квантово-механическом описании**, из-за наличия на терагерцовых частотах равновесного теплового излучения, а также поглощения, прибегнуть к аппарату волновых функций затруднительно. Отметим работу [58], в которой была построена схема квантования электромагнитного поля в среде с поглощением и дисперсией. Для расчета средних значений операторов физических величин Д.Н. Клышко в книге [35] на основе обобщенного закона Кирхгофа установлена связь выходных корреляционных моментов поля со входными, и определен явный вид характеристической функции поля при параметрическом рассеянии/преобразовании, что позволяет рассчитывать корреляционные моменты произвольного порядка. В результате с помощью регистрации

сигнала СПР в оптическом и ИК диапазонах были решены задачи определения квантовой эффективности фотодетекторов и безэталонной калибровки спектральной (плотности энергетической) яркости внешнего излучения [37]. Обзор применения СПР для задач абсолютной фотометрии дан в работе [59].

Сравнительно недавно часть этих результатов была распространена на терагерцовый диапазон частот [57,60,56,А7]. При «СПР-калибровке» спектральной яркости внешнего излучения на холостой частоте сравнивают величины спектральной яркости излучения на сигнальной частоте, регистрируемые в присутствии и в отсутствие внешнего холостого излучения. Метод был предложен в работе [61] и экспериментально реализован для источников излучения ИК диапазона – галогенной лампы (длина волны холостого излучения $\lambda_i \approx 3\text{--}4$ мкм, [62,63,64]) и газового разряда в атмосфере аргона ($\lambda_i \approx 3.5\text{--}4.5$ мкм, [65]). В работах группы А.Н. Пенина и Г.Х. Китаевой было предложено ([56,60]) расширение метода СПР-калибровки на случай ТГц частот холостых волн, когда требуется учет наличия равновесного теплового излучения; экспериментальное исследование метода было начато в работах [57,А7]. На основании обобщенного закона Кирхгофа был предложен также метод характеристики спектральной чувствительности детекторов терагерцовых волн [66] по частотно-угловым спектрам сигнального излучения – метод «СПР-характеризации». В основе процедуры СПР-характеризации лежит схожесть выражений для спектральных плотностей энергетической яркости сигнального излучения СПР и сигнального излучения на выходе нелинейно-оптического детектора терагерцовых волн [56,57]. Так, в отсутствие поглощения отклик нелинейно-оптического детектора терагерцового излучения с постоянной спектральной яркостью будет совпадать со спектрально-угловым распределением сигнального излучения СПР.

Техника экспериментов по **спектроскопии спонтанного параметрического рассеяния** света была развита в $70^x - 90^x$ [63,67,68] годах и во многом схожа с методами, используемыми в спектроскопии малоуглового комбинационного рассеяния (англ. *near-forward Raman scattering*) [69,70,71]. Расширить границы применимости метода в область терагерцовых частот холостых волн удалось в середине 2000^x годов [72]. Было показано, что пространственная фильтрация накачки, часто используемая и в настоящее время (например, [31]), недостаточно эффективно гасит излучение накачки; более предпочтительным является использование узкополосных частотных фильтров [69,70,73,74]. Перспективным методом является так называемая «спектроскопия в **k**-пространстве» [67,68,75], применявшаяся ранее в оптическом диапазоне в работах А.Н. Пенина с соавторами (например, [68]) и основанная на использовании скрещенных

пространственной и частотной дисперсий. Было показано [67], что наблюдение частотно-угловых спектров может использоваться для получения информации о законе дисперсии и временах жизни макроскопических коллективных возбуждений вещества, а также об эффектах ангармонизма. Из-за малых характерных значений частотных сдвигов при СПР-спектроскопии в терагерцовом диапазоне частот холостых волн ($\sim 5\text{--}100\text{ см}^{-1}$, или $0,2\text{--}3\text{ ТГц}$) вплоть до 2019 года единственным источником накачки в таких установках являлся одномодовый аргоновый лазер непрерывного режима работы в сочетании с узкополосным частотным фильтром на парах йода [76,73,77]. Из-за совпадения одной из длин волны генерации аргонового лазера ($514,5\text{ нм}$) и положения одной из полос поглощения молекулярного йода [73,78] оказывается возможным осуществить узкополосную ($\sim 200\text{ МГц}$) фильтрацию излучения накачки. Возможность использования диодных лазеров в схемах ТГц СПР-спектроскопии было впервые продемонстрировано автором в 2018 году [A2], а также в 2019 году в работе [74]. В настоящее время растет интерес к схемам частотно-угловой спектроскопии СПР в существенно невырожденном по частоте режиме, поскольку это позволяет проводить спектроскопию на частоте холостых волн по изменениям, регистрируемым в спектрах сигнальной волны. В работе [79] данный метод был применен для определения поглощения на длине волны $4,23\text{ мкм}$, вносимого углекислым газом, по частотно-угловым спектрам сопряженной сигнальной волны (608 нм). В подавляющем большинстве работ при исследовании сигнального излучения в непосредственной близости от излучения накачки ограничиваются только разверткой по спектру [77], не используя данные о пространственном распределении интенсивности излучения.

При выборе среды для оптико-терагерцового преобразования частоты основное внимание уделяется рабочей полосе частот (самая широкая – при генерации/детектировании в плазме) и эффективности преобразования. Кристаллы **ниобата лития** широко используются в нелинейной оптике [80], в том числе и для оптико-терагерцового преобразования частоты [81]. За счет высоких значений эффективной нелинейной восприимчивости ($\chi_{zzz} \sim 50\text{ пм/В} = 2d_{33}$ в оптическом и $\chi \sim 150\text{ пм/В}$ в терагерцовом диапазонах, [54,82,83,84,85]) именно в ниобате лития были достигнуты рекордные значения эффективности преобразования ($\eta = 3,7\%$) и напряженности поля терагерцового импульса [86,81,87]. Существующие технологические методы позволяют получать как периодически, так и аperiodически поляризованные кристаллы как при послеростовой поляризации, так и при поляризации в процессе роста (англ. *in-growth*), что расширяет возможности частотной перестройки за счет использования квазисинхронного взаимодействия [88,89,90,91,87]. Использование магния

позволяет снизить потери на терагерцовых частотах за счет уменьшения числа дефектов кристаллической структуры [92]. Формирование ферроэлектрических доменов в процессе роста [93,94] может приводить [95] к флуктуациям дисперсионных характеристик получаемых кристаллов на уровне 5-10%, и требуется метод характеризации свойств получаемых объектов [66]. В работе [96] для достижения высоких значений эффективности (0,13%) и энергии в импульсе (40 мкДж) терагерцового излучения использовались периодически поляризованные кристаллы ниобата лития, накачиваемые парой задержанных друг относительно друга чирпированных импульсов. В работе [97] была осуществлена генерации терагерцового излучения методом вынужденного рассеяния на поляритах.

Таким образом, совместное изучение процессов терагерцово-оптического преобразования частоты и параметрического рассеяния света на терагерцовых холостых частотах является актуальной задачей как для развития прямого (несинхронного) детектирования внешнего ТИ с возможностью калибровки яркости, так и для начала освоения новой темы – генерации неклассических состояний излучения в ТГц диапазоне частот. **Объектом исследования** является параметрический преобразователь частоты на основе среды с квадратичной нелинейностью, накачиваемый монохроматическим непрерывным излучением оптического диапазона. **Предметом исследования** является сильно невырожденный по частоте режим работы параметрического преобразователя, когда частота одной из волн, участвующих в нелинейном взаимодействии, лежит в терагерцовом диапазоне частот.

Целью диссертационной работы являлось исследование сильно невырожденного по частоте режима работы параметрического преобразователя частоты для развития нелинейно-оптического метода прямой регистрации терагерцового излучения и генерации квантово-коррелированных состояний поля оптических и терагерцовых частот.

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

- 1) Провести теоретический анализ корреляционных свойств оптико-терагерцовых состояний поля, создаваемых при параметрическом рассеянии в одномодовом приближении при различных температурах.
- 2) Исследовать пространственно-частотные свойства оптических и терагерцовых полей, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии в многомодовом режиме, с учетом конечных размеров области нелинейного взаимодействия.

3) Исследовать метод характеристики отклика нелинейно-оптических детекторов терагерцовых волн по частотно-угловым спектрам спонтанного параметрического рассеяния.

4) Экспериментально продемонстрировать и исследовать нелинейно-оптический метод прямого детектирования терагерцового излучения в условиях непрерывной оптической накачки малой мощности.

5) Изучить возможность регистрации холостого излучения на терагерцовых частотах, генерируемого при параметрическом рассеянии при низких значениях коэффициента параметрического усиления.

Научная новизна диссертационной работы состоит в следующем:

1. Проведен теоретический анализ корреляционных свойств полей, создаваемых при параметрическом рассеянии в невырожденном по частоте режиме, с учетом тепловых флуктуаций и наличия поглощения на холостых частотах. Впервые определены оптимальные условия для наблюдения квантовой корреляции генерируемых фотонов оптических и терагерцовых частот в условиях одномодового взаимодействия сигнальной, холостой волн и волны накачки.

2. Обнаружено, что в пространственно-многомодовом режиме угловое распределение спектральной чувствительности нелинейно-оптического детектора терагерцовых волн значительно уширяется при увеличении отношения длины волны холостого излучения к линейным размерам области нелинейного взаимодействия. В рамках задачи о калибровке спектральной яркости внешнего ТИ по сигналу параметрического рассеяния впервые показана необходимость полного заполнения угла зрения детектора внешним ТГц излучением.

3. Впервые на основе твердотельного диодного лазера создана установка для регистрации частотно-угловых спектров СПР в терагерцовом диапазоне частот холостых волн.

4. Впервые показано, что в монокристаллах путём выбора оптимальной длины волны излучения накачки можно добиться выполнения условия фазового синхронизма для обратных терагерцовых волн.

5. Схема регистрации терагерцового излучения методом нелинейно-оптического преобразования частоты в оптический диапазон, обладающая разрешением по частоте и работающая при комнатных температурах, впервые реализована на основе непрерывного лазера.

6. Впервые продемонстрировано прямое детектирование холостых волн терагерцового диапазона частот, генерируемых при параметрическом рассеянии при рекордно низких значениях коэффициента параметрического усиления $G \sim 1$.

В работе были использованы следующие **основные методы исследования**. При проведении экспериментальных исследований: частотно-угловая спектроскопия спонтанного параметрического рассеяния света и генерации комбинационных частот, прямое детектирование терагерцового излучения. Аналитическое рассмотрение параметрического преобразования частоты было основано на формализме обобщенного закона Кирхгофа, методе характеристических функций, использовании волнового уравнения, приближения медленно меняющихся амплитуд и метода возмущений.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. При оптимальном выборе параметров экспериментальной установки наблюдение неклассических свойств оптико-терагерцовых полей (значений нормированной корреляционной функции второго порядка на уровне $g^{(2)} > 4$ или фактора подавления шума разностного фототока $NRF < 0,8$) возможно при температурах одномодового параметрического преобразователя вплоть до 20 К.
2. Для калибровки спектральной яркости внешнего терагерцового излучения по сигналу параметрического рассеяния необходимо равномерное заполнение внешним излучением угла зрения нелинейно-оптического детектора, увеличивающегося с уменьшением частоты, длины кристалла или сечения луча накачки преобразователя.
3. Метод спектроскопии спонтанного параметрического рассеяния света обеспечивает определение спектрального распределения чувствительности нелинейно-оптических детекторов терагерцового излучения, выполненных на основе монокристаллов, периодически или аperiodически поляризованных кристаллов, в геометриях взаимодействия «*ооо*» и «*еее*».
4. Выбор длины волны излучения накачки позволяет в монокристаллах ниобата лития добиться выполнения условия фазового синхронизма для терагерцовых волн, распространяющихся во встречном по отношению к накачке направлении.
5. Нелинейно-оптический метод прямого несинхронного детектирования может быть реализован при комнатных температурах на основе непрерывного лазера оптической накачки, для регистрации терагерцового излучения с мощностью от

100 нВт и выше, с разрешением по частоте не хуже 0,05 ТГц, с энергетической эффективностью преобразования не менее $(2,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-9}$.

6. Сверхпроводниковый болометр на эффекте разогрева электронов обеспечивает регистрацию импульсного холостого излучения на частотах 0,1 – 0,5 ТГц, генерируемого при параметрическом рассеянии света при низких ($G = 1,5 \dots 2,5$) значениях коэффициента параметрического усиления.

Личный вклад автора:

Результаты, представленные в настоящей диссертационной работе, были получены при определяющем участии автора – сборка и юстировка экспериментальных установок, получение экспериментальных результатов, проведение аналитических и численных расчетов. Постановка задач и интерпретация полученных результатов осуществлялись совместно с научным руководителем, а также соавторами публикаций.

Достоверность результатов экспериментальных исследований обеспечивается использованием сертифицированных приборов и средств измерения, контрольными измерениями, высокой воспроизводимостью результатов измерений, хорошим согласием экспериментальных данных с результатами аналитических расчетов. Достоверность теоретических результатов обеспечивается использованием апробированных методов теоретической и математической физики, обоснованностью модельных приближений и их соответствием экспериментальным условиям. Сформулированные в диссертационной работе положения и выводы прошли апробацию на российских и международных научных конференциях. Достоверность результатов диссертационной работы также подтверждается публикацией результатов исследований в ведущих и международных рецензируемых научных изданиях.

Практическая значимость работы определяется следующими утверждениями:

1. Исследованный в работе метод детектирования ТИ закладывает основу для создания высокочувствительных приемников терагерцового излучения, обладающих спектрально-селективным откликом и работающих при комнатных температурах и в широком спектральном диапазоне.
2. Результаты работы могут быть использованы при проектировании оптико-терагерцовых преобразователей частоты для задач регистрации ТИ и для задач генерации неклассических оптико-терагерцовых состояний поля.
3. Возможность использования диодных лазерных систем для наблюдения частотно-угловых спектров СПР в терагерцовом диапазоне частот холостых волн позволяет

отказаться от использования менее компактных и более сложных в работе газовых лазеров.

Апробация результатов диссертационной работы:

Основные результаты, полученные в рамках диссертационной работы, докладывались на следующих профильных международных научных конференциях:

1. The 2nd International Conference “Terahertz and Microwave radiation: Generation, Detection and Applications” (Москва, Россия, 20–22 июня 2012 г.),
2. 16th International Conference “Laser Optics 2014” (г. Санкт-Петербург, Россия, 30 июня – 4 июля 2014 г.),
3. 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics (“CLEO Europe 2015”) (г. Мюнхен, Германия, 21–25 июня 2015 г.),
4. Advances in Foundations of Quantum Mechanics and Quantum Technologies with atoms and photons (“Quantum 2017”) (г. Турин, Италия, 7 мая – 11 июня 2017 г.),
5. 18th International Conference on Laser Optics (“ICLO 2018”) (г. Санкт-Петербург, Россия, 4–8 июня 2018 г.), г. Санкт-Петербург, Россия, 4-8 июня 2018
6. 43rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (“IRMMW THz-2018”) (г. Нагоя, Япония, 9–14 сентября 2018 г.).

Материалы также представлялись на семинарах кафедры квантовой электроники физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Публикации. Основные результаты диссертационной работы изложены в 10 печатных работах, из них 7 – статьи в рецензируемых научных журналах, индексируемых системами Web of Science и Scopus, входящих в список изданий, рекомендованных ВАК для публикации материалов кандидатских и докторских диссертаций.

Структура и объем работы:

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем работы составляет 177 страниц, работа содержит 64 рисунка. Список использованной литературы содержит 206 наименований.

Во **введении** дана общая характеристика диссертационной работы, обоснована актуальность темы работы, указаны цель и задачи работы, научная новизна, практическая значимость, основные методы исследования, основные выносимые на защиту положения.

Первая глава представляет собой обзор литературы по нелинейно-оптическим методам регистрации терагерцового излучения, спектроскопии СПР и основанному на ней методу калибровки спектральной яркости внешнего излучения, кристаллам ниобата лития и особенностям оптико-терагерцового преобразованию частоты в них, а также методам

описания параметрического преобразователя частоты. Во **второй главе** приведены оригинальные результаты по аналитическому описанию параметрического преобразователя частоты. В **третьей главе** метод спектроскопии СПР используется для характеристики отклика нелинейно-оптических кристаллов, предназначенных для регистрации внешнего ТИ. В **четвертой главе** представлены результаты экспериментов нелинейно-оптическому прямому детектированию терагерцового излучения и по регистрации холостого излучения, создаваемого при параметрическом рассеянии в режиме рекордно низкого усиления.

Экспериментальные исследования проводились: на кафедре квантовой электроники физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, на базе Московского педагогического государственного университета совместно с сотрудниками компании «Сконтел», а также в ходе стажировки в рамках «Школы по передовым оптическим технологиям», проведенной университетом Фридриха-Александра (г. Эрланген, Германия). Все выражения в работе приводятся в системе единиц СГС, если не оговорено обратное.

Список работ автора, опубликованных по теме диссертационной работы:

Публикации в рецензируемых научных журналах, индексируемых Scopus, Web of Science, RSCI, а также включенных в Перечень изданий МГУ:

- A1. Kitaeva G.Kh., **Kornienko V.V.**, Kuznetsov K.A., Pentin I.V., Smirnov K.V., Vakhtomin Yu.B. Direct detection of the idler THz radiation generated by spontaneous parametric down-conversion // *Optics Letters*. — 2019. — Vol. 44, no. 5. — P. 1198-1201. (Impact factor: 3.866)
- A2. **Kornienko V.V.**, Kitaeva G.Kh., Sedlmeir F., Leuchs G., Schwefel H.G.L. Towards terahertz detection and calibration through spontaneous parametric down-conversion in the terahertz idler-frequency range generated by a 795 nm diode laser system // *APL Photonics*. — 2018. — Vol. 3, No. 5. — P. 051704. (Impact Factor: 4.383)
- A3. Kitaeva G.Kh., **Kornienko V.V.** Strongly nondegenerate spontaneous parametric down-conversion for calibration of terahertz-wave detectors // *International Journal of Quantum Information*. — 2017. — Vol. 15, no. 8. — P. 1740024. (Impact Factor: 0.992)
- A4. **Kornienko V.V.**, Savinov S.A., Mityagin Yu.A., Kitaeva G.Kh. Terahertz continuous wave nonlinear-optical detection without phase-locking between a source and the detector // *Optics Letters*. — 2016. — Vol. 41, no. 17. — P. 4075–4078. (Impact Factor: 3.866)

- A5. **Kornienko V.V.**, Germanskiy S.A., Kitaeva G.Kh., Penin A.N. Generation of optical-terahertz biphoton pairs via spontaneous parametric down-conversion // *International Journal of Quantum Information*. — 2014. — Vol. 12, nos. 7–8. — P. 1560023. (Impact Factor: 0.992)
- A6. **Корниенко В.В.**, Китаева Г.Х., Наумова И.И., Тучак А.Н., Пенин А.Н., Якунин П.В. Определение спектральной чувствительности нелинейно-оптических детекторов терагерцового излучения по спектрам спонтанного параметрического рассеяния света // *Оптика и спектроскопия*. — 2014. — Т. 116, № 4. — С. 558–567. (Impact Factor: 0.801)
- A7. Kitaeva G.Kh., Yakunin P.V., **Kornienko V.V.**, Penin A.N. Absolute brightness measurements in the terahertz frequency range using vacuum and thermal fluctuations as references // *Applied Physics B*. — 2014. — Vol. 116, no. 4. — P. 929–937. (Impact Factor: 1.769)

Публикации в сборниках трудов конференций, индексируемых Scopus, Web of Science, RSCI:

- A8. Kuznetsov K.A., **Kornienko V.V.**, Vakhtomin Y.B., Pentin I.V., Smirnov K.V., Kitaeva G.K. Generation and detection of optical-terahertz biphotons via spontaneous parametric down-conversion // *2018 International Conference Laser Optics (ICLO)*, St. Petersburg. — 2018. — P. 303-303. DOI: 10.1109/LO.2018.8435659 .
- A9. Kitaeva G.K., **Kornienko V.V.**, Mityagin Y.A., Penin A.N. A method for nonlinear-optical calibration of the terahertz wave spectral brightness // *2016 International Conference Laser Optics (LO)*, St. Petersburg. — 2016. — P. R8-16-R8-16. DOI: 10.1109/LO.2016.7549847 .
- A10. **Kornienko V.V.**, Tuchak A.N., Yakunin P.V., Naumova I.I., Kitaeva G.Kh., PPLN Crystals for Nonlinear-optical Detection of Terahertz Wave Radiation // *Bern Open Publishing: Proceedings of the International Conference on Advanced Laser Technologies* (ISSN: 2296-312X) . — 2012. — Vol. 1. DOI: 10.12684/alt.1.87 .

Глава 1. Процессы параметрического преобразования частоты с участием волн терагерцовых частот (по литературе)

В Главе 1 приведены основные сведения о нелинейно-оптических методах регистрации терагерцовых волн, рассмотрено параметрическое преобразование частоты и приведены используемые в последующих главах аналитические выражения, описан метод спектроскопии спонтанного параметрического рассеяния, являющийся основным экспериментальным методом исследования в настоящей работе. Также приведены основные сведения о кристаллах ниобата лития, используемых при оптико-терагерцовом преобразовании частоты. Общие принципы как классической нелинейной оптики [98,52,51,53,54], так и квантовой оптики [36,35,45], на которых основан материал данного раздела, хорошо известны и изложены в ряде классических работ. С историей развития нелинейного преобразования оптических частот можно ознакомиться в обзорных работах [99,100].

1.1 Нелинейно-оптические методы регистрации терагерцовых волн

Существующие методы спектрально-селективного детектирования ТИ используют дифференциацию по одному из двух принципов: либо по изменению фазовой задержки между каналами генерации и детектирования, либо по изменению параметров фазового синхронизма. Методы, требующие для работы взаимной когерентности между источником и приемником ТИ, называют когерентным детектированием, они описаны в подразделах 1.1.1 и 1.1.2. В противном случае будем говорить о «несинхронном нелинейно-оптическом детектировании ТИ»; эти методы описаны в подразделе 1.1.3.

В большинстве активно применяемых сегодня схем регистрации ТИ используется когерентная регистрация сигнала. Терагерцовое излучение создается в плече генерации и наводит в плече регистрации изменения, пропорциональные напряженности поля ТИ и определяемые разностью фаз между плечами генерации и детектирования. Это справедливо как для схем с короткими импульсами ТИ, так и для схем непрерывного режима работы. Изменение фазовой задержки позволяет восстановить спектр ТИ. Для того, чтобы фазовые (или временные) соотношения выполнялись во все моменты времени (или для каждого импульса), требуется взаимная когерентность источника накачки источника ТИ и приемника ТИ. В большинстве схем излучение на приемник и на детектор

подается из одного и того же источника с разделением одного и того же пучка оптической накачки на светоделителе на канал накачки и канал зондирования.

При несинхронном детектировании терагерцовое излучение преобразуется за счет нелинейного взаимодействия в сигнальное излучение оптического диапазона. Основную роль при этом играют фазовые соотношения между взаимодействующими волнами, выражаемые условиями фазового синхронизма. Пространственные и частотные характеристики ТИ восстанавливаются на основе измерения параметров сигнального излучения, регистрируемого стандартными оптическими устройствами. В схемах несинхронного детектирования ТИ нецелесообразно использовать широкополосную накачку, и фемтосекундные лазеры не применяются.

Для краткости в данном разделе будем говорить об «оптических» импульсах, чтобы отличать их от импульсов терагерцового излучения. При этом в зависимости от источника накачки частота «оптических» импульсов может лежать как в ближнем инфракрасном (0,8 мкм), так и в инфракрасном диапазонах (1,55 мкм). Сообщаемые в данном разделе значения напряженностей поля ТИ носят ориентировочный характер, поскольку для их расчета требуется знать временной и пространственный профиль ТИ. С практической точки зрения удобно условно разделить приемники терагерцовых волн по длительности оптических импульсов, используемых в преобразовании.

1.1.1 Пикосекундные импульсы терагерцового излучения

В большинстве приложений терагерцового излучения, в которых применяется нелинейно-оптическая регистрация терагерцовых волн, используются короткие импульсы терагерцового излучения [5,22,1,3]. Длительность терагерцовых импульсов составляет от единиц до нескольких десятков периодов колебаний, отвечающих центральной частоте ТГц импульса; излучение является широкополосным – ширина спектра может достигать десяти ТГц. И для генерации, и для регистрации терагерцового излучения используется один и тот же импульс лазерного источника ультракоротких импульсов (УКИ) [101] длительности $\tau_{имп} < 200$ фс. Это позволяет добиться одинакового распределения амплитуды и фазы импульса накачки во времени, а, следовательно, и повторяемости (от одного импульса накачки к другому) генерируемых ТГц импульсов и сигналов схемы детектирования. Импульсы лазера накачки делятся на светоделителе и используются в каналах накачки (англ. *pump*) и зондирования (или «пробного»; англ. *probe*). Используются фемтосекундные лазеры оптического и инфракрасного диапазонов; чаще всего используются длины волн $\lambda \sim 0,8$ мкм и $\lambda \sim 1,55$ мкм, соответственно. При нелинейно-оптической регистрации импульсного терагерцового излучения

осуществляется одновременное измерение как амплитудных, так и фазовых характеристик ТГц импульса. В задачах линейной спектроскопии это позволяет одновременно определять параметры отклика исследуемого вещества – показатель преломления и коэффициент поглощения [102]. Спектральный диапазон, в пределах которого осуществляется измерение, определяется частотными характеристиками источника и приемника ТГц излучения. Основные схемы, используемые при регистрации

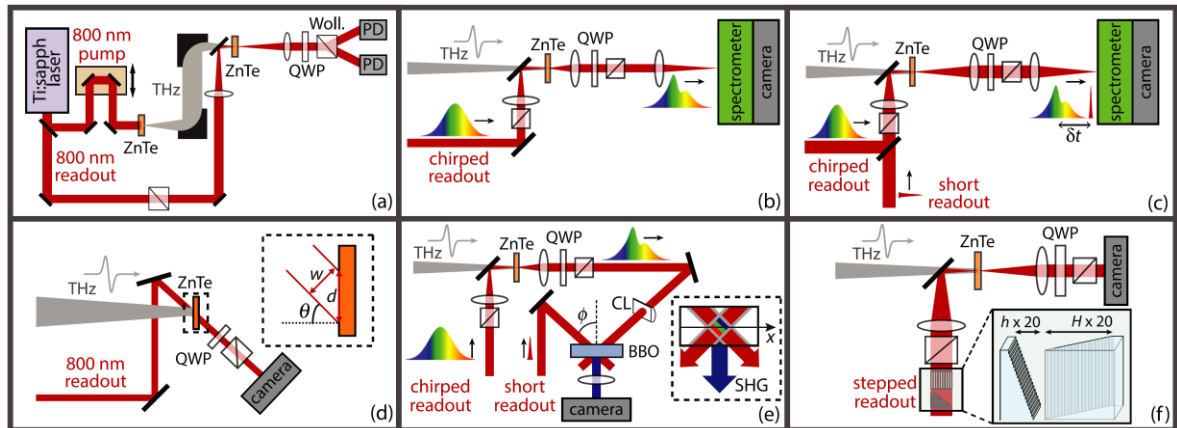


Рисунок 5. (a) Метод электрооптического стробирования и (b-f) различные варианты реализации схемы терагерцовой спектроскопии одиночных импульсов [132].

импульсного терагерцового излучения, показаны на Рисунке 5. Применяется один из двух подходов: **терагерцовая спектроскопия временного разрешения** (TCBP) (или когерентная терагерцовая спектроскопия; англ. *terahertz time-domain spectroscopy*, *THz-TDS*) или **терагерцовая спектроскопия одиночных импульсов**.

В схемах TCBP (Рисунок 5(a)) осуществляется восстановление временного профиля ТГц импульса («временная форма», англ. *waveform*) путем сбивания на нелинейном элементе измеряемого ТГц излучения и (короткого) оптического зондирующего импульса, с контролируемой временной задержкой между ними (Рисунок 6). Длительность оптического импульса ($\sim 0,1$ пс) существенно меньше, чем характерное время изменения ТГц поля ($1 \text{ ТГц} \rightarrow 1,0$ пс). Время задержки между каналами накачки и зондирования реализуется с помощью углового отражателя, установленного на механизированной линии задержки. Полученные в результате такого эксперимента данные имеют вид, представленный на Рисунке 6(б). Фурье-образ временных профилей соответствует распределению спектральной плотности мощности ТГц излучения по частоте. Используются два типа нелинейных элементов: фотопроводящая антенна (ФПА) (англ. *photoconducting antenna*), или фотопроводящий смеситель (англ. *photomixer*), в схемах фотопроводящего стробирования (англ. *photoconductive sampling*); и нелинейная среда

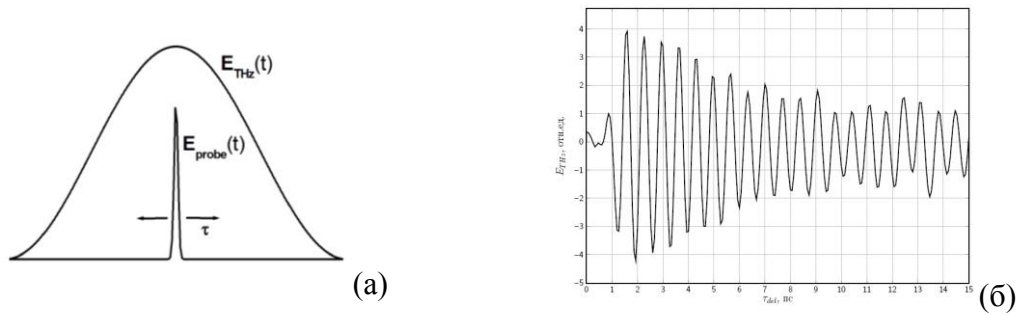


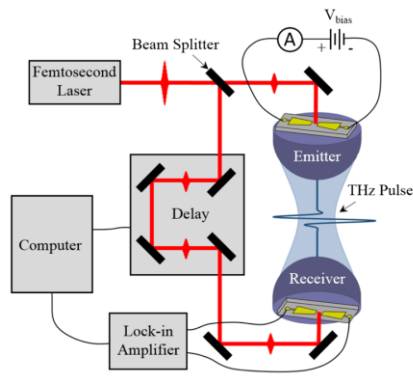
Рисунок 6. (а) Для восстановления временного профиля импульс терагерцового излучения $E_{THz}(t)$ сбивается (на нелинейном элементе) с (коротким) оптическим зондирующим импульсом $E_{probe}(t)$, с контролируемой временной задержкой τ между ними. (б) Характерный вид временного профиля излучения, генерируемого в периодически-поляризованном кристалле ниобата лития при накачке импульсами излучения титан-сапфирового лазера.

(кристалл либо плазма) в схемах электро-оптического стробирования (ЭОС) (англ. *electro-optical sampling, EOS*).

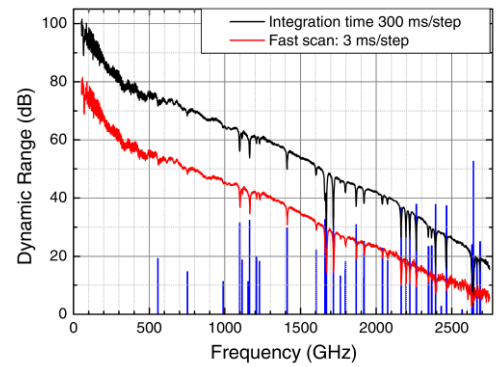
В первом случае (Рисунок 7) для детектирования ТГц импульсов регистрируется ток, наводимый измеряемым ТГц излучением в фотопроводящей антенне при одновременном облучении ее импульсами фемтосекундного лазера, создающего в материале антенны фотоиндуцированные носители заряда. Фотопроводящая антенна состоит из двух металлических электродов с зазором между ними, размещенных на полупроводниковой подложке. Активная область антенны (толщиной порядка единиц микрометров) должна обеспечивать высокую подвижность носителей заряда, в первую очередь – электронов, и зачастую представляет собой гетероструктуру сложной конфигурации [23,103]. Длина волны излучения лазера накачки должна соответствовать ширине запрещенной зоны используемого полупроводника; так, для структур на основе GaAs используется накачка титан-сапфировым лазером ($\lambda \sim 0,8$ мкм), для InGaAs – диодными либо волоконными лазерами телекоммуникационного диапазона ($\lambda \sim 1,5$ мкм). Участвующее в преобразовании терагерцовое излучение должно быть поляризовано вдоль зазора антенны (перпендикулярно электродам, показанным на Рисунке 7) для того, чтобы обеспечивать движение носителей заряда, индуцированных импульсом оптической накачки, от одного полюса антенны к другому. В простейшем случае терагерцовое излучение приводит к появлению фототока $\bar{J}_{ФПА}$, равного [1]

$$\bar{J}_{ФПА} = \bar{N}e\mu E_{THz}(\tau), \quad (1)$$

где $\bar{N}$ – средняя плотность фотоиндуцированных электронов, e – заряд электрона, μ – подвижность электрона, E_{THz} – напряженность поля терагерцового импульса, зависящая от времени задержки между (оптическим) зондирующим импульсом и терагерцовым



(a)



(б)

Рисунок 7. (а) Условный вид схемы фотопроводящего стробирования [23]. Терагерцовое излучение имеет линейную поляризацию и поляризовано в направлении от одного электрода ФПА к другому. В качестве источника и приемника терагерцового излучения используются фотопроводящие антенны. “Delay” – линия внесения временной задержки в канал зондирования, “Lock-in Amplifier” – синхронный детектор, регистрирующий наносекундные импульсы тока через фотопроводящую антенну-детектор. Отметим, что показанная на рисунке схема непригодна к работе – длина канала накачки всегда меньше длины канала зондирования. Вместо фемтосекундного лазера может быть использована пара непрерывных лазеров. (б) Характерный вид спектра опорного излучения в схеме фотопроводящего стробирования [29]. Источник накачки – лазеры с распределенной обратной связью, длины волн $\sim 1,5$ мкм. Используется фотопроводящий смеситель на основе InGaAs. Синим цветом показаны положения линий поглощения паров воды.

импульсом. Как правило, вкладом дырочной проводимости можно пренебречь за счет существенно меньшей подвижности дырок, что выражается в сниженном отклике на высоких (терагерцовых) частотах. При регистрации ТГц излучения на фотопроводящую антенну не подается напряжение смещения, в отличие от случая генерации ТГц излучения. Впервые генерация и регистрация терагерцового излучения с помощью ФПА была выполнена группами Остона [104,105] и Гришковского [106,107,108] в конце 80-х годов. В целом, внимание исследователей всегда было сосредоточено на принципах генерации терагерцового излучения с помощью ФПА, а не детектирования. Основными механизмами генерации терагерцового излучения в фотопроводящих антеннах являются [109,23,1,110]: 1) дипольное излучение за счет ускорения фотоиндуцированных носителей заряда (в постоянном поле смещения, приложенном к электродам антенны-генератора); 2) изменение концентрации носителей в области межэлектродного зазора, приводящее к изменению импеданса и проводимости ([23]) антенны и высвобождению энергии, запасенной в области межэлектродного зазора; 3) непосредственная инжекция фотовозбужденных носителей заряда в электроды антенны, что приводит к появлению зависящего от времени тока проводимости $j(t)$, наводящего поляризацию $P \sim \partial j / \partial t$. В

литературе устройства, работающие по первому из механизмов, получили название излучателей большой площади (англ. *large area emitters*), остальные – излучателей антенного типа (англ. *antenna[-based] emitter*) [109]; схематически эти два типа источников показаны на Рисунке 8. В сильных полях может происходить пробой по одному из двух сценариев [109,111] – полемому и температурному. В первом случае речь идет о пробое полупроводникового материала (характерные значения напряженности поля $\sim 4 \cdot 10^5$ В/см для арсенида галлия); во втором – о снижении сопротивления межэлектродного зазора за счет роста температуры полупроводника с последующим возрастанием тока и дальнейшим снижением сопротивления. Характерные значения пиковой мощности оптической накачки, используемой для возбуждения ФПА, – единицы мегаватт; в пересчете на среднюю мощность это составляет несколько десятков милливатт. Наибольшее распространение получили структуры на основе GaAs, InGaAs и AlGaAs. В случае GaAs (например, работы [112,113,114,115]) происходит нанесение слоя низкотемпературного (*low-temperature-grown, LTG*) арсенида галлия (*LTG GaAs*) на подложку из GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии при температурах около 200°C и при избыточном давлении мышьяка. Уменьшение времени жизни τ_{PhExc} достигается за счет увеличения концентрации дефектов замещения – атом мышьяка на месте атома галлия – путем отжига в атмосфере мышьяка при высокой температуре ($\sim 600^\circ\text{C}$) в течение нескольких десятков минут [113]. Electroды наносятся методом электронно-лучевой литографии с последующим удалением (*liftoff*) фоторезиста, и представляют собой слой золота (50..200 нм) на подслое титана (5..40 нм), предназначенном для увеличения адгезии золота к поверхности. Геометрия антенны ограничивает рабочий диапазон частот. В частности, наименьшая доступная частота определяется общей длиной одного из плеч антенны и на практике составляет около 100 ГГц (формально не ограничена). ФПА может быть использована и для регистрации непрерывного ТГц излучения, что описано в разделе 1.1.3; там же рассмотрены типовые конфигурации электродов антенны.

К последним достижениям в области методов регистрации с помощью ФПА следует отнести следующие. 1) Развитие 1,55-мкм систем за счет использования в качестве активной области антенны многослойных структур InGaAs/InAlAs и легирования бериллием [116,117], приводящего к увеличению полосы пропускания и динамического диапазона детектора за счет уменьшения времени жизни фотовозбужденных носителей заряда. Схемы ТСВР на основе полученных структур обеспечивают динамический диапазон более 90 дБ (на центральной частоте в районе 0,5 ТГц) и ширину спектра до 4 ТГц (по уровню -40 дБ). 2) Разработка узкополосных ФПА на основе изготовленных методом осаждения металлоорганических соединений из газообразной фазы нанонитей из GaAs/AlGaAs, с нанесенными методом лазерной литографии электродами [118]. 3) Наноструктурирование активной области фотопроводящей антенны путем изготовления на ней квадратного массива золотых нанополостей [119], что приводит к возможности эффективной регистрации ТИ в оптически тонком (по отношению к длине волны ТИ) активном слое. Подобные антенны могут быть использованы для регистрации ближних полей в терагерцовом диапазоне, в том числе в задачах апертурной ближнепольной терагерцовой микроскопии. 4) Структурирование полюсов ФПА (гребенчатые электроды, англ. *interdigitated electrodes*), позволяющее [120] в несколько десятков раз повысить эффективность как генерации, так и регистрации ТИ в ФПА, работающих в импульсном режиме, основным механизмом преобразования в которых является инжекционный ток (см. Рисунок 9). При этом поляризация излучения накачки выбирается таким образом, чтобы на электродах антенны возбуждалась поверхностная электромагнитная волна – плазмонный поляритон [121].

Во втором случае, то есть при электро-оптическом стробировании, терагерцовый импульс «сбивается» в среде с квадратичной нелинейностью (чаще всего, в нелинейном кристалле) с импульсом зондирующего излучения с частотой ω_{probe} . Всевозможные пары

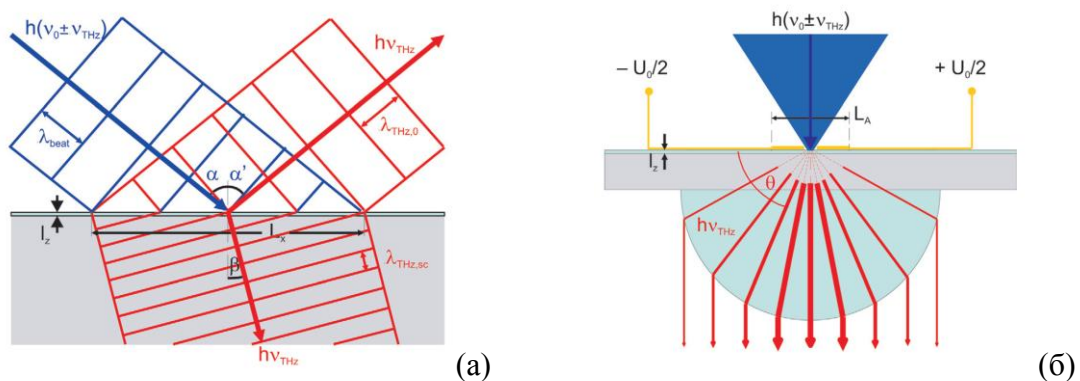


Рисунок 8. Схематическое изображение источников терагерцового излучения: (а) излучателя большой площади; (б) излучателя антенного типа. По данным работы [109].

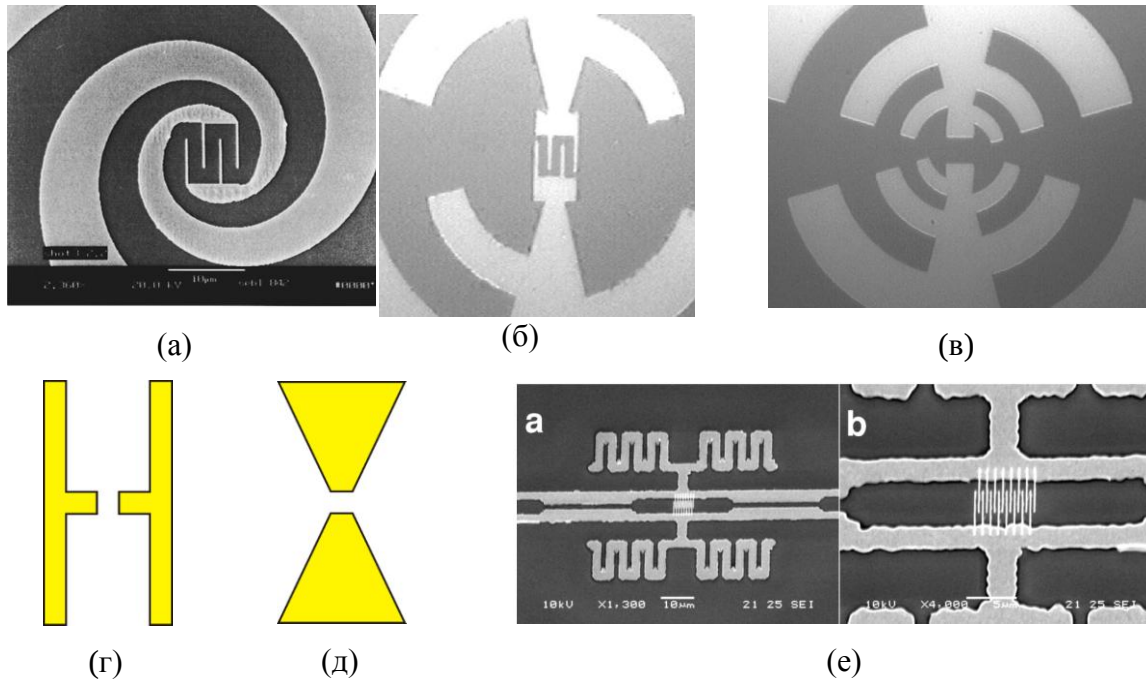


Рисунок 9. Наиболее распространенные геометрии электродов, используемых в фотопроводящих смесителях. Для различных изображений масштаб различный. (а) Двухзаходная логарифмическая спиральная антенна (*log-spiral antenna*) [113]. В центральной области расположены прямоугольные электроды (4 шт.) размерами 0,2 мкм x 1,8 мкм. Размер изображения на снимке примерно 14 мкм x 11 мкм. (б,в) Логопериодические антенны (*logarithmic-periodic antenna*) для работы в (б) непрерывном и (в) импульсном режиме [109]. (г) Дипольная и (д) конусная антенны. Величина зазора между электродами составляет от единиц до сотен микрометров. (е) Фотопроводящий смеситель с антенной для терагерцовых волн (электроды в форме меандра, левый рисунок) и гребенчатыми электродами (*interdigitated*) в центральной части, освещаемой оптическими импульсами [145]. Расстояние между соседними гребенчатыми электродами составляет $\approx 0,25$ мкм, период меандра ≈ 10 мкм.

спектральных компонент взаимодействующих волн, зондирующей (ω_{probe}) и терагерцовой (Ω_{THz}), участвуют в процессе генерации комбинационных частот (ГКЧ) ($\omega_{probe} \pm \Omega_{THz} = \omega_S$); в результате происходит генерация волны (ω_S) сигнального излучения. За счёт сильного различия частот взаимодействующих оптических (с частотой $\omega_{оптич.}$) и терагерцовой волн, $\omega_{оптич.} \gg \Omega_{THz}$, частота ω_S сигнальной волны также будет принадлежать оптическому диапазону, а спектры зондирующего и сигнального излучения будут пересекаться. Эффективность процесса ГКЧ зависит от взаимной ориентации кристалла-детектора и ортов поляризации взаимодействующих волн [51,53], а также от типа кристаллической структуры кристалла. Широкое распространение получили кристаллы с симметрией типа цинковой обманки (ZnTe, GaAs, GaP), ниобат лития (LiNbO₃), органические кристаллы (например, DAST). Процесс ГКЧ – параметрический, и идет наиболее эффективно при

выполнении условия фазового синхронизма; при коллинеарном взаимодействии условие имеет вид

$$\Delta k = k_s - (k_{probe} \pm k_{THz}) = 0 . \quad (2)$$

За счет сильного неравенства $\Omega_{THz} \ll \omega_{опт}$, зависимость волнового вектора оптической волны от частоты можно разложить в ряд Тейлора в окрестности центральной частоты пробного излучения ω_{probe} . В результате условие фазового синхронизма приобретает простой вид:

$$\left. \frac{\partial \omega}{\partial k} \right|_{\omega_{probe}} \equiv u_{gr\ opt} = \frac{c}{n_{THz}} . \quad (3)$$

где $c / n_{THz} \equiv v_{ph\ THz}$ – фазовая скорость ТГц волны в нелинейной среде. Условие (3) отражает тот факт, что, поскольку оптический импульс имеет гораздо более высокую частоту, чем ТГц импульс, последний «видит» только огибающую оптического импульса, а не высокочастотную набивку. Для достижения максимальной эффективности преобразования оптический импульс должен иметь постоянную временную задержку по отношению к ТГц импульсу по всей длине взаимодействия. При генерации методом оптического выпрямления [1], при выполнении условия (3) достигается не только высокий коэффициент оптико-терагерцового преобразования, но и высокое качество терагерцового пучка.

В эксперименте с помощью методов оптического диапазона [1,5,19] регистрируется сигнальное излучение оптической частоты ω_s ; наиболее распространенным вариантом является использование призмы Волластона и балансного фотодетектора. Можно показать, что электрический сигнал на выходе балансного детектора, равно как и в альтернативных схемах регистрации, основанных на средах с квадратичной нелинейностью, пропорционален первой степени напряженности поля ТГц импульса:

$$I_{PD} \sim \eta (G_0 + G)^2 = \eta (G_0^2 + 2G_0 G + G^2) \rightarrow 2\eta G_0 G . \quad (4)$$

Здесь учтено, что в кристалле даже в отсутствие внешнего ТГц излучения присутствует некоторое «остаточное» двулучепреломление, наводимое лазерным импульсом зондирующего канала, и что в схемах ТСВР используется синхронное детектирование, и канал накачки (то есть и генерируемое терагерцовое излучение) модулирован по амплитуде с частотой f_{mod} . В результате немодулированная составляющая сигнала ($\sim G_0^2$) в формуле (4) подавляется, а слагаемое $\sim G^2$ дает существенно меньший вклад в I_{PD} из-за малой эффективности преобразования. Из (4) также следует, что если в эксперименте есть возможность изменять величину G_0 , то следует выбирать оптимальное ее значение – при малых G_0 эффективность преобразования снижается (остается только член,

пропорциональный G^2), а при увеличении G_0 увеличивается уровень шумов, вызываемых зондирующим излучением. При регистрации импульсного терагерцового излучения для отделения сигнального излучения от зондирующего частотные фильтры не используются, поскольку зондирующее излучение имеет широкий спектр ($\Delta f \sim 1/\tau_{\text{имп}} \sim 10^{13}$ Гц), а спектр сигнального излучения оказывается смещённым относительно спектра зондирующего излучения на частоту терагерцового импульса. В соответствии с (4), интенсивность сигнальной волны зависит от интенсивности терагерцовой линейным образом. Следовательно, при регистрации фотодетектором сигнальной волны искомая добавка к электрическому фототоку окажется линейно пропорциональной напряжённости терагерцового поля (с учётом его фазы!), то есть весь нелинейно-оптический детектор как целое регистрирует именно напряжённость (а не интенсивность) измеряемого терагерцового поля.

Частотный диапазон работы нелинейно-оптических схем существенно шире, чем у схем с ФПА. При использовании нелинейно-оптических кристаллов он ограничен условием фазового синхронизма, а также поглощением вблизи решеточных (фононных) резонансов. Так, характерные значения ширины диапазона рабочих частот составляют ~ 3.5 ТГц (по уровню -30 дБ), напряженностей полей – $1..10$ кВ/см [87,122]. При использовании в качестве нелинейной среды плазмы оптического пробоя генерируется и регистрируется чрезвычайно широкополосное излучение с шириной спектра до $10..60$ ТГц (по уровню -40 дБ). В этом случае достигаются напряженности поля ~ 100 кВ/см [123,124,125] за счет увеличения мощности импульсов накачки, хотя эффективности преобразования в таких схемах невелики и не превышают $\sim 10^{-4}$.

Долгое время в литературе детектирование методом ЭОС рассматривалось (см., например, [1]) как наведение исключительно поляризационных изменений в зондирующем излучении за счет электрооптического эффекта. О таком методе детектирования будем говорить как о «пробно-фазовом», поскольку измерения проводятся в эллипсометрической схеме и регистрируется угол поворота («фаза») эллипса поляризации зондирующего («пробного») излучения – Рисунок 10(а). Впоследствии была экспериментально продемонстрирована возможность регистрации только амплитудных изменений [126] – так называемый «пробно-энергетический метод» (Рисунок 10(б)); существенным преимуществом такого подхода является возможность использования кристаллов с единственной доминирующей компонентой тензора квадратичной восприимчивости (например, χ_{zzz} для ниобата лития [54]). Как показано в [126], эффективность преобразования при пробно-энергетическом детектировании в $(\omega_{\text{probe}} / \Omega_{\text{THz}})$ раз ниже, чем при пробно-фазовом; однако чувствительность пробно-

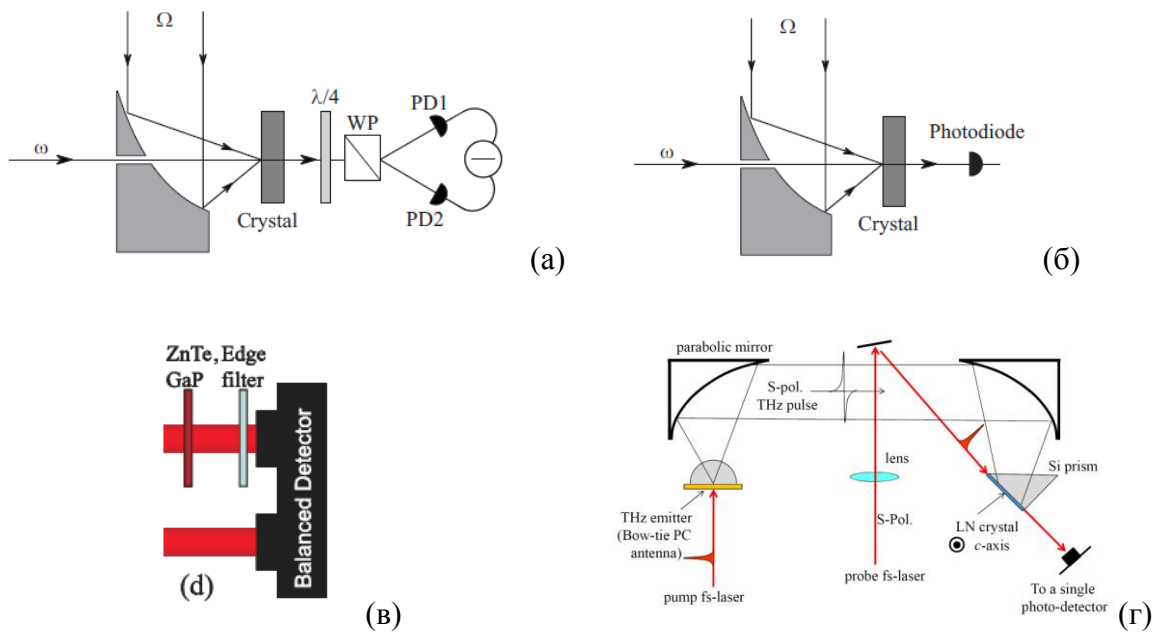


Рисунок 10. Различные варианты реализации приемного блока в установках электро-оптического стробирования. (а) Стандартный, «пробно-фазовый» метод, – измерения проводятся в эллипсометрической схеме, регистрируется угол поворота («фаза») эллипса поляризации зондирующего («пробного») излучения [1,5,19]. (б) «Пробно-энергетический метод» – регистрируется изменение амплитуды зондирующего излучения [126]. Позволяет использовать нелинейные кристаллы с единственной существенной компонентой тензора квадратичной восприимчивости (например, LiNbO_3). (в,г) Модификации пробно-энергетического метода – подавление процессов генерации суммарной (либо разностной) частоты путем (в) внесения «краевых» частотных фильтров в канал зондирования и после нелинейного кристалла [24] или (г) переход к неколлинеарной геометрии взаимодействия – «метод гетеродинного электрооптического стробирования» [25,26].

энергетической схемы можно существенно (на один-два порядка) увеличить путем внесения «краевых» частотных фильтров [24] (Рисунок 10(в)). Последняя возможность обусловлена тем, что при ГКЧ идут процессы генерации как суммарной, так и разностной частоты; результирующие волны гасят друг друга. Использование спектральных фильтров с крутым склоном позволяет подавить одну из волн, что увеличивает общую чувствительность схемы [24]. Прорыв в области пробно-энергетического детектирования связан с работами групп *Tani* и Бакунова [26], в которых было показано, что в неколлинеарной схеме (схема Черенкова) [127] эффективность «гетеродинного электрооптического стробирования» (Рисунок 10(г)) имеет ту же величину, что и для стандартного пробно-фазового метода. Регистрируется изменение интенсивности пробного излучения, наводимое детектируемым ТИ; при этом не требуется использовать поляризационную оптику при регистрации сигнального излучения. Увеличение

эффективности связано с тем, что в неколлинеарной геометрии при фиксированном направлении распространения внешнего ТИ сигнальное излучение, создаваемое в процессах генерации суммарной (ГСЧ) и разностной (ГРЧ) частот, распространяется в различных направлениях – см. также подраздел 1.1.3, разделы 4.1 и 4.2 и Рисунок 56. В результате при наличии выделенного направления (геометрия наблюдения) процессы ГСЧ и ГРЧ имеют разную эффективность, и, в отличие от коллинеарной геометрии, их вклады в сигнальную волну не компенсируют друг друга.

Кроме того, к новым результатам в области ЭОС можно отнести следующие. 1) В работах [128,129] был предложен метод увеличения динамического диапазона схем ОЭС за счет измерения интерференции двух импульсов зондирующего излучения, один из которых модулируется терагерцовым излучением. В таких схемах регистрируются распределения спектральной плотности мощности сигнального излучения (обоих импульсов) в зависимости от времени задержки между каналами накачки и зондирования; фазовый сдвиг определяется из Фурье-преобразования полученных зависимостей. Дальнейшее увеличение динамического диапазона схемы связано с использованием среды с дисперсией – одномодового оптического волокна с сохранением поляризации – и смещением сигнальных ортогональных поляризаций на поляризаторе. В результате можно использовать длинные (> 1 мм) нелинейно-оптические кристаллы-детектора ТИ, позволяющие обеспечить высокую эффективность преобразования и широкий свободный спектральный диапазон, и исключить ограничения, связанные с избыточным вращением (англ. *over-rotation*) [130,128]. Под избыточным вращением понимают ситуацию, в которой наводимые ТГц излучением изменения в фазе зондирующего излучения превосходят $\pi/2$, в результате чего величина сигнала с ростом амплитуды ТГц волны перестает увеличиваться и начинает спадать. 2) В работе [131] показана возможность регистрации поляризации ТИ с использованием одноосных кристаллов (GaSe, LiNbO₃), без необходимости использования поляризационных элементов для ТИ. Для определения угла поворота плоскости поляризации проводятся измерения в стандартной эллипсометрической схеме электро-оптического детектирования, но при двух ортогональных положениях нелинейно-оптического кристалла-детектора.

Итак, и фототок (при использовании ФПА), и изменения амплитуды и «фазы» зондирующего импульса (в схемах ЭОС) пропорциональны мгновенной напряженности ТГц импульса, что позволяет восстанавливать временной профиль ТГц импульса. Сравнение методов ФОС и ЭОС показывает [110], что, как правило, схемы с фотопроводящей антенной отличаются большими значениями соотношения сигнал/шум, а схемы электро-оптического стробирования отличаются более широким спектральным

диапазоном. Генерация импульсного терагерцового излучения может осуществляться различными методами [87]: оптического выпрямления, наклонного волнового фронта, с помощью фотопроводящей антенны и др., – однако для регистрации должен быть использован тот же импульс лазера накачки, что и для генерации ТИ.

Наконец, кратко упомянем схемы регистрации одиночных импульсов (РОИ) (англ. *single-shot*) терагерцового излучения [132]. Данные методы особенно актуальны в задачах исследования необратимых процессов (повреждение материала, необратимые химические реакции, структурные фазовые переходы), а также при использовании терагерцовых источников с плохой стабильностью и/или низкой частотой повторения, а также ускорителей заряженных частиц. Большинство методов РОИ имеют в своей основе «традиционную» схему ТСВР (см. Рисунок 5(а)). Для уменьшения ошибок измерения (ценой увеличения времени измерения) в схемах РОИ может быть использовано усреднение полученных от единичных импульсов результатов. Для создания развертки по времени задержки между оптическим и терагерцовым импульсами используются chirпированные импульсы в зондирующем канале [133,134], различные пространственные области зондирующего пучка [135] или модулирование пучка зондирующего излучения в поперечном направлении с помощью пары скрещенных эшелонов [136].

В методе «частотного кодирования» (Рисунок 5(б,с)) используются chirпированные импульсы в зондирующем канале. В результате взаимодействия в нелинейном кристалле, каждой спектральной компоненте полученного импульса сигнального излучения соответствует определенное время задержки относительно импульса ТИ. После нелинейного кристалла-детектора импульс сигнального излучения разлагается в спектр, который регистрируется ПЗС-линейкой; в простейшем случае спектральное распределение $\Delta I/I_0(\lambda_S)$ и временное распределение $E_{THz}(t)$ совпадают: $\Delta I/I_0 \sim E_{THz}$, – где $\Delta I/I_0$ – относительное изменение спектральной амплитуды сигнального излучения при закрытом и при открытом ТГц канале, E_{THz} – напряженность поля ТИ. Соответствие длин волн λ_S сигнального излучения времени задержки t определяется параметрами chirпирования зондирующего импульса и параметрами дисперсионной системы. Основным недостатком схемы «частотного кодирования» – фундаментальное ограничение на временное разрешение метода [133], связанное с соотношением Винера-Хинчина [137]: при измерениях с высоким временным разрешением, спектр результирующего сигнала уширяется, что выражается в размытии контуров линий, регистрируемых с помощью спектрографа. Существует баланс между шириной временного окна (определяется длительностью chirпированного импульса, τ_{ch}), доступного для измерения, и временным разрешением метода:

$$\Delta\tau = \sqrt{\tau_0 \tau_{ch}}, \quad (5)$$

где τ_0 – длительность исходного, Фурье-ограниченного зондирующего импульса. Например, для 100-фс импульса титан-сапфирового лазера при ширине окна $\tau_{ch} = 10$ пс получим временное разрешение $\Delta\tau = 1$ пс, что соответствует крайне низкому частотному разрешению (1 ТГц). Дальнейшее развитие метода [134] (Рисунок 5(с)) связано с использованием дополнительного импульса (не чирпированного) зондирующего излучения, задержанного на время $\delta t > \tau_{ch}$, и регистрации спектральной интерферограммы между двумя импульсами сигнального излучения. Это позволяет снять ограничение (5).

В методе «пространственного кодирования» (Рисунок 5(d,e)) различные пространственные области зондирующего пучка используются для анализа поля терагерцового импульса на разных временах задержки. При этом временная задержка между областями определяется оптической разностью хода терагерцового пучка и оптического; временной диапазон измерения – перетяжкой пучка зондирующего излучения и углом, под которым сбиваются пучки; временное разрешение – дисперсией нелинейной среды и поглощением ТИ в кристалле-детекторе, как и в случае стандартного ЭОС. В работе [135] было использовано наклонное падение зондирующего излучения на кристалл-детектор и неколлинеарное взаимодействие. В работах [138,139] использовался зондирующий импульс с наклонным волновым фронтом. Схема на Рисунке 5(с) может быть модифицирована [140] так, чтобы вместо линейных интерферограмм регистрировать результат «нелинейной интерференции» – например, сигнал неколлинеарной второй гармоники (см. Рисунок 5(e)). В методе «углового кодирования» широкий коллимированный пучок зондирующего излучения модулируется в поперечном направлении с помощью пары скрещенных эшелонов [136], после чего зондирующее излучение фокусируется в нелинейный кристалл. Различным углом распространения сигнального излучения на выходе из кристалла-детектора соответствуют различным временам задержки между зондирующим и терагерцовым излучением.

Итак, схемы спектроскопии импульсного терагерцового излучения требуют использования фемтосекундных лазеров и обладают следующими характеристиками. (А) При использовании фотопроводящих антенн – диапазон частот от 0,1 ТГц до ~3 ТГц (по уровню –40 дБ), средняя мощность ТИ ~1 мВт, пиковая мощность ~1 Вт, напряженность поля ~10 кВ/см, энергетическая эффективность преобразования $\sim 2 \cdot 10^{-3}$, максимальная мощность оптической накачки ФПА ~ 10..30 мВт (70 МГц, 100 фс). (Б) При использовании нелинейно-оптических приемников – диапазон частот от 0,1 ТГц до ~50 ТГц (по уровню –40 дБ, нелинейно-оптические кристаллы), напряженность поля ~1..100 кВ/см, эффективности преобразования $\sim 10^{-6} \dots 10^{-4}$.

1.1.2 Непрерывное терагерцовое излучение

Как и описанный в п. 1.1.1 метод электрооптического стробирования, метод спектроскопии на основе непрерывного терагерцового излучения [5,141] нашел широкое практическое применение. Основным преимуществом таких схем является высокое разрешение по частоте, а также возможность узкополосного возбуждения среды. При генерации и регистрации непрерывного терагерцового излучения используется исключительно модуляция плотности тока носителей заряда, а не модуляция поляризации среды, поскольку характерные мощности непрерывного ТИ существенно уступают импульсным мощностям ТИ в описанных выше схемах. Принципиальная схема экспериментальной установки показана на Рисунке 11. Излучение двух лазеров непрерывного режима работы с частотами ω_1 и ω_2 подается на два фотопроводящих смесителя («фотомиксера»), аналогичных описанным в пункте 1.1.1. Оптические биения

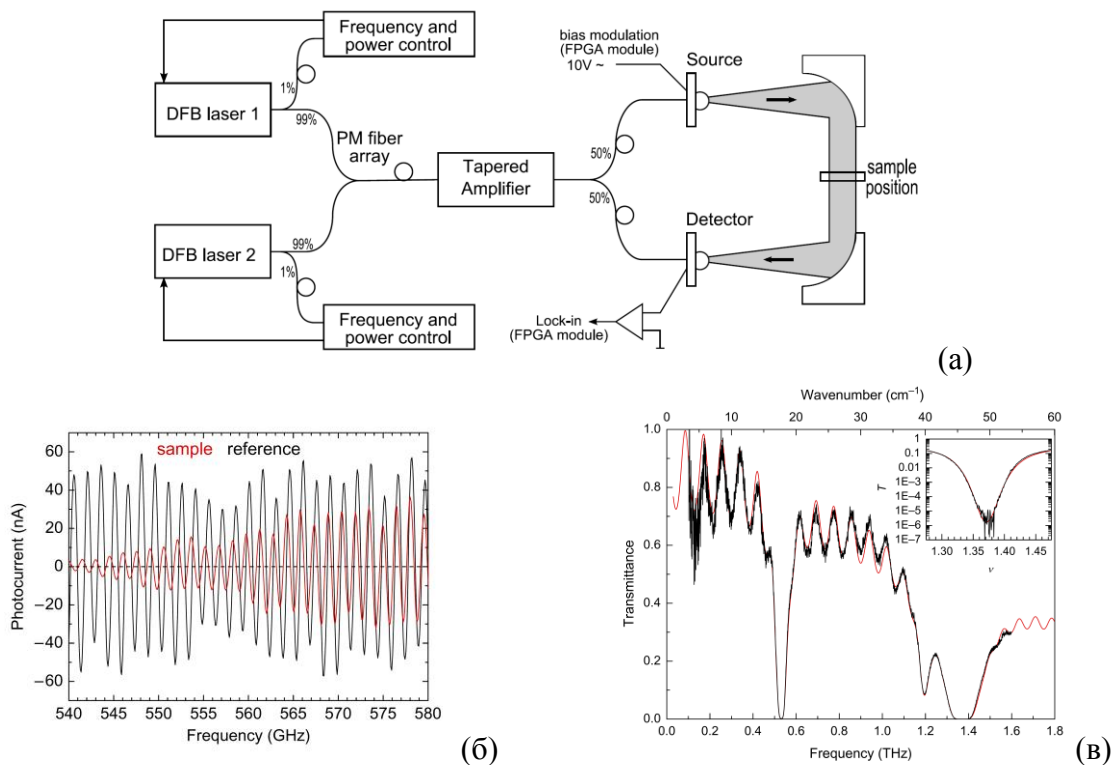


Рисунок 11. (а) Принципиальная схема спектроскопии на основе непрерывного терагерцового излучения. «DFB laser» – полупроводниковый лазер с распределенной обратной связью; «Tapered amplifier» – оптический усилитель; «Source» и «Detector» – источник и приемник ТИ, соответственно; «Lock-in» – синхронный детектор. (б) Отклик антенны-детектора на исходное ТИ (черная линия) и на ТИ, прошедшее через исследуемый объект (красная линия). (в) Результат восстановления коэффициента пропускания по результатам, показанным на рисунке (б). На вставке дано изображение пика поглощения в районе 1,36 ТГц в увеличенном масштабе. По данным работы [142].

на частоте $|\omega_1 - \omega_2|$ приводят к гармоническому закону изменения фотопроводимости, при условии, что подвижность фотовозбужденных носителей заряда достаточно велика.

В антенне-генераторе, к которой приложено внешнее напряжение смещения, эти биения приводят к излучению на терагерцовых частотах; при детектировании напряжение смещения не подается, и регистрируется ток через антенну. В зависимости от фазового сдвига $\Delta\Phi$ между сигналом биений и терагерцовом поле на детекторе, величина тока $J_{\text{ФПА}}$ через антенну будет изменяться [142,27]:

$$J_{\text{ФПА}} \sim E_{\text{THz}} \cos \Delta\Phi = E_{\text{THz}} \cos(\Omega_{\text{THz}} L_{\text{разн}} / c) . \quad (6)$$

В простейшем случае

$$\Delta\Phi = \Omega_{\text{THz}} L_{\text{разн}} / c \equiv \Omega_{\text{THz}} (L_P + L_{\text{THz}} - L_D) / c , \quad (7)$$

где L_j – оптическая длина пути каналов накачки (L_P), терагерцового (L_{THz}) и сигнального (L_D) каналов. В случае распространения волн в однородной изотропной среде L_j равна произведению длины канала на показатель преломления среды, при волноводном распространении показатель преломления следует заменить на постоянную распространения. Изменение фазовой задержки можно реализовать несколькими способами: путем механического изменения расстояния между источником и приемником ТИ, либо сканированием частоты ТИ. В последнем случае регистрируются быстрые биения, частота которых определяется длиной терагерцового тракта и составляющей, как правило, единицы гигагерц, с медленно меняющейся амплитудой (см. Рисунок 11(б)); последняя и содержит в себе информацию о дисперсии исследуемого вещества.

Определяющими параметрами детекторов на основе фотопроводящих антенн и фотомиксеров являются время жизни τ_{PhExc} фотовозбужденных носителей заряда и напряжение пробоя $E_{\text{ВДС}}$ (по постоянному току), величина темнового тока $J_{\text{темн}}$, а также – в меньшей степени – подвижность μ_{PhExc} носителей заряда. Для улучшения характеристик отклика используется структурирование диэлектрических пленок (формирование гетероструктур, например – InGaAs/AlGaAs), а также выбор геометрии электродов антенны. Со стороны высоких частот эффективность работы фотопроводящих смесителей ограничена как параметрами используемого полупроводника или гетероструктуры (τ_{PhExc}), так и используемой для генерации или детектирования терагерцового излучения антенны ($\approx RC$, где R – эффективное сопротивление антенны, C – емкость межэлектродного зазора). Увеличением концентрации примеси в используемом полупроводнике, можно уменьшить время τ_{PhExc} за счет релаксации на дефектные уровни. На практике предельно допустимая концентрация примеси определяется [19] величиной темнового тока, возрастающего с ростом концентрации примеси. Важную роль играют эффекты

экранировки, которые можно условно разделить на два типа [143,144]. Первый тип экранировки («Кулоновская экранировка») связан с формированием на концах антенны нескомпенсированных долгоживущих зарядов. Второй тип экранировки («излучательная экранировка») представляет собой обратное влияние генерируемого терагерцового излучения на порождающий его ток. Для фотопроводящих смесителей с малой величиной зазора преобладающими являются эффекты Кулоновской экранировки – см. также Рисунок 12. Для снижения темнового тока $J_{\text{темн}}$ поверхность активного слоя антенны пассивируется путем нанесения поверх него слоя нитрида кремния всюду кроме центральной области с характерными размерами порядка 10 мкм x 10 мкм [103]. В вопросе геометрии электродов наибольшее распространение получили следующие (планарные) антенны (см. Рисунок 9): дипольные (англ. *dipole*), конусные (англ. *bow-tie*), логарифмические спиральные (англ. *logarithmic spiral*), логопериодические (англ. *logarithmic-periodic*). Из всех типов только дипольная антенна является резонансной; резонансная длина волны определяется геометрическими параметрами антенны [109]. Используются также структуры с гребенчатыми электродами («скрещенные пальцы», англ. *interdigitated*) [120], позволяющие подавить эффекты экранировки и увеличить площадь активной области антенны, облучаемой оптическим излучением. Структуры с гребенчатыми электродами позволяют увеличить отклик фотопроводящей антенны [23,145], однако такие структуры в большей степени подвержены повреждению по температурному или полемому сценарию [109].

Терагерцовые спектрометры непрерывного действия на основе ФПА работают в диапазоне частот от ~0,1 ТГц до ~2 ТГц, наибольшая чувствительность реализуется на

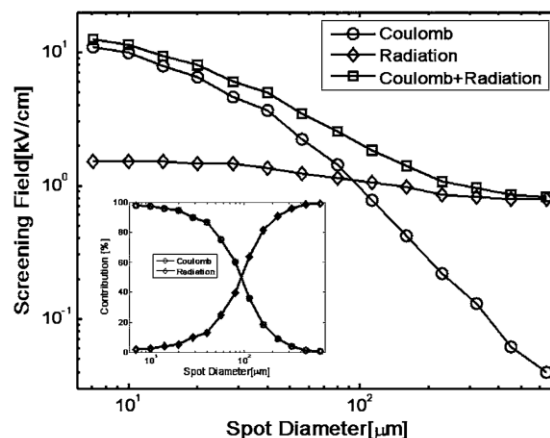


Рисунок 12. Сравнение вкладов от эффектов экранировки в фотопроводящих антеннах при генерации терагерцового излучения при накачке фемтосекундными оптическими импульсами – Кулоновский («Coulomb») механизм и излучательный («Radiation») механизм [144].

частотах в районе 0,5..1 ТГц, достигаются величины динамического диапазона от 40 дБ до 60 дБ [27,28,29]. Поскольку системы непрерывного действия используют узкополосное ТИ, важным параметром является время сканирования, составляющее в стандартных схемах ~10 мс на одну длину волны.

1.1.3 Наносекундные импульсы терагерцового излучения. Схема с боковым заведением.

В литературе нелинейно-оптические методы регистрации наносекундных импульсов терагерцового излучения освещены крайне скупо. Импульсы терагерцового излучения наносекундной длительности применяются для достижения высокой энергии терагерцового поля в импульсе [31], сопоставимой с результатами, получаемыми в схемах генерации с наклонным волновым фронтом накачки – 10 мкДж и выше [146]. Характерные значения мощности в схеме с боковым выведением – единицы кВт. Как правило, при генерации ТГц излучения используются узкополосные лазеры, такие как Nd:YAG лазер; генерируемое ТГц излучение имеет спектральную ширину менее 100 ГГц, и в ряде задач может рассматриваться как монохроматическое. Это позволяет концентрировать большую энергию ТИ в узком спектральном диапазоне. При описании наносекундного ТГц излучения его можно называть квазинепрерывным, подчеркивая тем самым взаимосвязь между длительностью импульса и его спектральной шириной. Описываемые процессы – параметрические, частоты взаимодействующих волн жестко связаны друг с другом:

$$\omega_p = \omega_s + \Omega_{THz} \quad , \quad \omega_p = \omega_{AS} - \Omega_{THz} \quad . \quad (8)$$

Выбор знака определяется процессом преобразования: знак «+» соответствует процессу генерации разностной частоты ($\omega_s : \omega_p - \Omega_{THz}$) аналогично стоксовой ветви комбинационного рассеяния, знак «-» соответствует процессу генерации суммарной частоты ($\omega_{AS} : \omega_p + \Omega_{THz}$), что схоже с антистоксовой компонентой комбинационного рассеяния. Использование узкополосной накачки детектора (λ_p) ТГц излучения позволяет спектрально отделить от нее сигнальную волну (λ_s) – с помощью монохроматора или узкополосного частотного фильтра. При этом ширина полосы поглощения фильтра не должна превосходить десятых долей нанометра, поскольку, например, для излучения частоты 1 ТГц при работе с лазерами видимого диапазона ($\lambda_p = 514,5$ нм) сдвиг сигнального излучения относительно излучения накачки составит всего $|\lambda_p - \lambda_s| = 0,9$ нм. Кроме этого выделение сигнального излучения возможно с помощью поляризаторов и/или пространственных фильтров. При детектировании квазинепрерывного терагерцового излучения используется пространственное (Рисунок 13(а)) и/или частотное (Рисунок 13(б)) разделение пучков накачки и сигнального излучения. Сигнальное

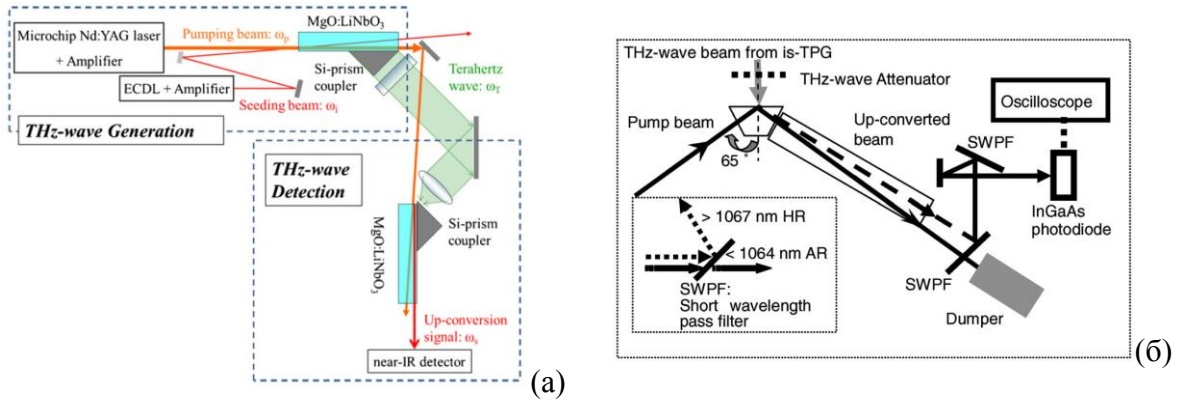


Рисунок 13. Различные варианты реализации схемы нелинейно-оптической регистрации наносекундных импульсов терагерцового излучения. (а) С использованием кристалла ниобата лития в схеме с боковым выведением терагерцового излучения [31]. Призма из высокоомного кремния играет роль согласующего элемента. Выбор частоты генерации осуществляется подстройкой длины волны генерации вспомогательного лазерного источника («*seeding beam*»). (б) С использованием кристалла ниобата лития с боковым заведением излучения накачки [32]. Терагерцовое излучение распространяется перпендикулярно торцу нелинейного кристалла. После кристалла-преобразователя установлен кристалл большей длины, в котором осуществляется параметрическое усиление преобразованной сигнальной волны. Сигнальное излучение отделяется от излучения накачки с помощью голографических дифракционных решеток.

излучение регистрируется стандартными детекторами оптического (или инфракрасного) диапазона.

В монокристаллических нелинейно-оптических кристаллах фазовый синхронизм между волнами накачки детектора (λ_p), терагерцовой волной (f_{THz}) и генерируемой сигнальной волной (λ_s или λ_{AS}) может быть реализован [87] методом наклонного волнового фронта излучения накачки, в геометрии Черенкова или в неколлинеарной геометрии ($\mathbf{k}_p \nparallel \mathbf{k}_s$). Во всех случаях ТИ выводится через боковую поверхность нелинейного кристалла. Основную сложность при фазовом согласовании представляет существенная разница групповой скорости оптических волн ($u_{gr\ opt} \approx c / 2,5$) и фазовой скорости терагерцовой волны ($v_{ph\ THz} (f_{THz} = 1\ \text{ТГц}) \approx c / 5,2$). (Значения приведены для ниобата лития при $\lambda_p = 514,5\ \text{нм}$.)

Если $\mathbf{k}_p \parallel \mathbf{k}_s$, то речь идет о геометрии Черенкова (Рисунок 14(а)); данный метод распространен при генерации ТИ [127], но практически не используется при детектировании. Условие синхронизма выполнено только в продольном направлении (θ_{THz} – угол распространения ТИ внутри кристалла по отношению к излучению накачки):

$$\begin{cases} k_p - (k_s + k_{THz} \cos \theta_{THz}) = 0, \\ k_{THz} \sin \theta_{THz} = \text{любое}. \end{cases} \quad (9)$$

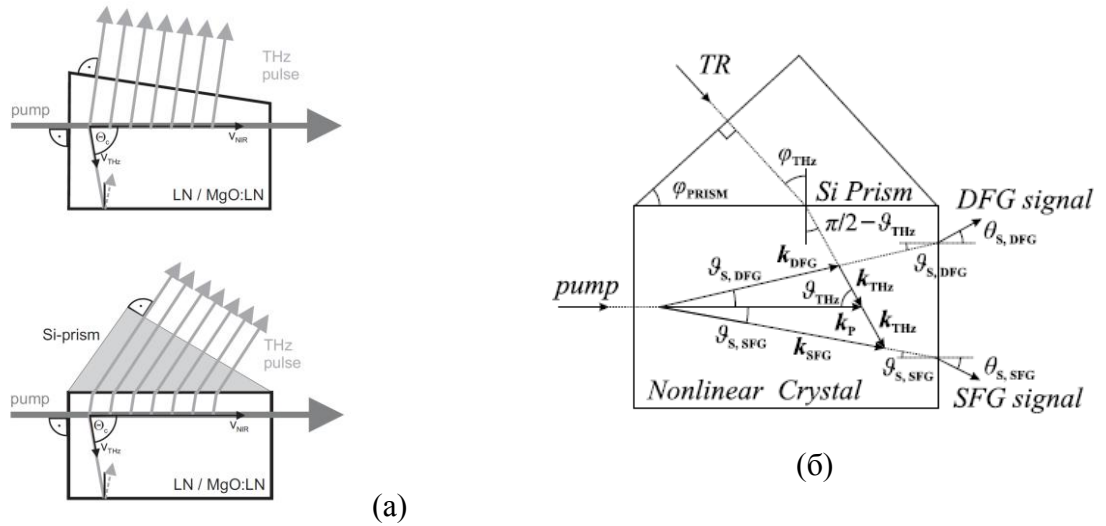


Рисунок 14. Геометрии неколлинеарного оптического-терагерцового взаимодействия. (а) Геометрия Черенкова (схема с боковым выводением ТИ) в варианте кристалла со скошенной (англ. *wedged*) гранью (верхний рисунок) или с сопрягающим элементом – кремниевой призмой (нижний рисунок) [158]. Оптические волны распространяются в одном направлении. Фазовый синхронизм выполнен только в продольном направлении. (б) Схема с фазовым синхронизмом в объемном кристалле при неколлинеарном распространении оптических волн.

В этом случае условие фазового синхронизма может быть представлено в виде соотношения между групповой $u_{gr\ opt}$ и фазовой $v_{ph\ THz} \cos \theta_{THz}$ скоростями – из (9) следует

$$k_p - k_s \approx k_p - k_p - \frac{\omega_s - \omega_p}{\partial \omega_{opt} / \partial k_{opt}|_{k_p}} \equiv \frac{2\pi f_{THz}}{u_{gr\ opt}} = \frac{2\pi f_{THz}}{v_{ph\ THz}} \cos \theta_{THz} . \quad (10)$$

Таким образом, в продольном направлении фазы взаимодействующих волн согласованы, и длина области нелинейного взаимодействия может быть большой. При генерации ТИ в схеме Черенкова идет процесс генерации разностной частоты. Мощная оптическая накачка (λ_p) в среде с квадратичной нелинейностью приводит к появлению двух волн – сигнальной (λ_s) и холостой (терагерцовой) (f_{THz}). Идея не нова – возможность генерации конуса когерентного излучения от волны нелинейной поляризации была рассмотрена в середине 70-х годов в работе [147] и экспериментально продемонстрирована в кристаллах арсенида галлия [148] и танталата лития [149] в середине 80-х. Генерируемое излучение является широкополосным; ширина спектра ограничена «поперечным» синхронизмом и определяется шириной пучка накачки. Так как в поперечном направлении условие синхронизма не выполнено, поперечный размер области, в которой возбуждается нелинейная поляризация, должен быть малым; как правило, он не превосходит десятых долей миллиметра. Нужно фокусировать излучение накачки, увеличивается плотность мощности излучения; это ограничивает возможность увеличения мощности ТИ

посредством увеличения мощности накачки. Геометрия Черенкова также позволяет за счет малой длины пути ТИ в нелинейной среде снизить потери ТИ, связанные с поглощением ТИ в ней. Схема Черенкова используется преимущественно для генерации ТИ.

Если же $\mathbf{k}_p \nparallel \mathbf{k}_s$ (Рисунок 14(б)), то фазовое согласование достигается за счет компонент волнового вектора сигнальной волны, участвующей в преобразовании (θ_{THz} – угол распространения сигнального излучения внутри кристалла по отношению к излучению накачки):

$$\begin{cases} k_p - (k_s \cos \theta_s + k_{THz} \cos \theta_{THz}) = 0, \\ k_s \sin \theta_s + k_{THz} \sin \theta_{THz} = 0. \end{cases} \quad (11)$$

Поперечный размер области нелинейного взаимодействия велик, поэтому для каждой частоты f_{THz} терагерцовой волны существует определенный угол θ_{THz} распространения ТГц волны в кристалле, для которого условие (11) оказывается выполненным. При генерации в такой схеме требуется наличие двух пучков накачки, распространяющихся под углом друг к другу; из-за жесткой связи (11) между ω_s и θ_s в используемых на практике схемах генерируемое ТИ является узкополосным.

Детектирование наносекундных импульсов ТИ было продемонстрировано в работе [30]. Излучение $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ лазера (7 мДж, 10 нс, 10 Гц) смешивалось с измеряемым ТИ (5 нс, 10 Гц) в кристалле селенида галлия (GaSe) длиной 15 мм. Минимально регистрируемая энергия ТГц импульса составила 0,3 нДж, что соответствует мощности 0,06 Вт. В работе [32] показано (Рисунок 15), что чувствительность нелинейно-оптического детектора может на порядок превосходить чувствительность кремниевого болометра, а времена отклика могут составлять единицы наносекунд. Детектор представляет собой пару кристаллов $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$. Первый из них вырезан в форме прямой призмы с трапецией в основании, ТИ заводится перпендикулярно основанию трапеции, а излучение накачки – через боковые стороны трапеции. Второй кристалл имеет существенно большую длину (130 мм) и служит для параметрического усиления сигнальной волны, созданной в первом кристалле. Кристаллы накачиваются $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ -лазером (16 мДж, ширина пучка 1 мм), сигнальное излучение распространяется под углами 1° – 3° к излучению накачки, отделяется от него с помощью пространственного фильтра и пары фильтров низких частот и регистрируется с помощью InGaAs фотодетектора. Конкретных значений энергетических характеристик ТИ авторы не сообщают. Для данной схемы в работе [150] было построено аналитическое описание на основе уравнений для медленно меняющихся амплитуд в пренебрежении дифракционными эффектами, а также исследовано влияние параметров системы (длины

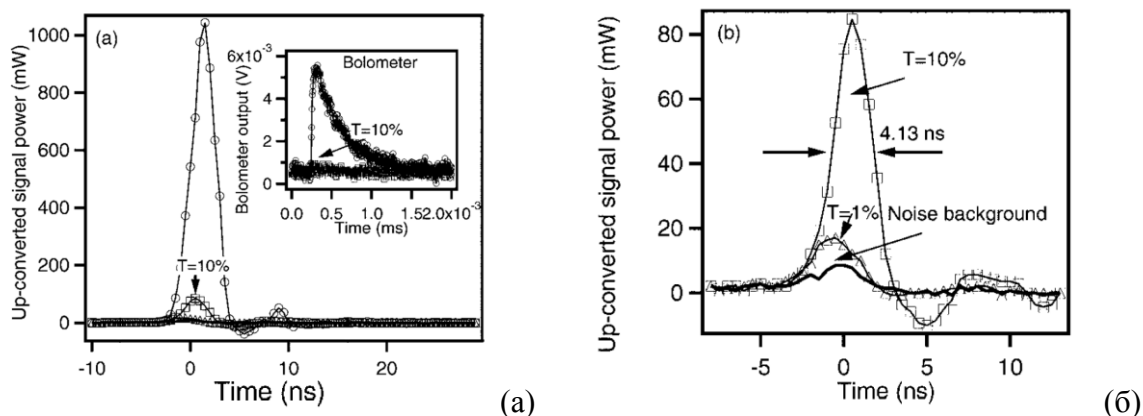


Рисунок 15. (а) Отклик нелинейно-оптического детектора терагерцового излучения на импульсное ТИ от внешнего источника [32]. На вставке показан отклик (медленного) кремниевого болометра на те же импульсы внешнего ТИ. (б) Отклик нелинейно-оптического детектора в увеличенном масштабе [32]. Кривая « $T=10\%$ » соответствует уменьшению мощности внешнего ТИ в 10 раз, « $T=1\%$ » – в 100 раз.

кристаллов, длительность импульса накачки и др.). В работах [31,33] описан спектрометр на базе нелинейно-оптического детектора квазинепрерывного ТГц излучения. Используется мощная оптическая накачка – $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ -лазер с несколькими каскадами усиления (энергия в импульсе составляла 20 мДж), при генерации используется также затравочный лазер непрерывного режима работы с перестраиваемой длиной волны (1068–1075 нм) и мощностью излучения 500 мВт. Авторы утверждают, что в диапазоне частот от 1,0 до 2,7 ТГц построенная система имеет динамический диапазон не менее 90 дБ, а минимально регистрируемая энергия в импульсе составляет 0,08 фДж. Как показано на Рисунке 16, система обладает быстрым откликом (< 1 нс) и позволяет отделять сигнальное излучение от излучения накачки с помощью пространственного фильтра [31]. На основании сравнения данных, сообщаемых в работах [33] и [31] можно установить, что мгновенная мощность измеряемого ТИ составляла не менее 1 кВт, длительность импульса – 250 пс (по уровню половины амплитуды), частота повторения – 100 Гц. Отсюда минимально регистрируемая мощность терагерцового излучения составляет $\sim 0,1$ мкВт.

Наносекундные методы регистрации ТИ имеют ряд преимуществ перед фемтосекундными. Во-первых, это возможность использования схемы детектирования, отличной от схемы генерации; наносекундные нелинейно-оптические детекторы могут быть использованы для регистрации «стороннего» ТИ, полученного от другого источника, – например, лазера на свободных электронах. Во-вторых, это использование эффекта параметрического усиления сигнальной волны [32] – при этом снимаются ограничения, связанные с поглощением ТИ в кристалле-детекторе и существенно увеличивается соотношение сигнал/шум. По сравнению с детекторами прямого действия (болометры),

нелинейно-оптические методы а) обладают спектральным разрешением и б) могут быть реализованы при комнатных температурах. Существенными недостатками наносекундных методов детектирования являются отсутствие возможности регистрации зависимости мгновенной напряженности поля ТГц импульса от времени, а также высокие мощности накачки нелинейно-оптического детектора. Также негативную роль играют [31] процесс вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна и каскадный процесс комбинационного рассеяния, которые увеличивают фоновый сигнал за счет генерации сигнального излучения в широком спектральном диапазоне.

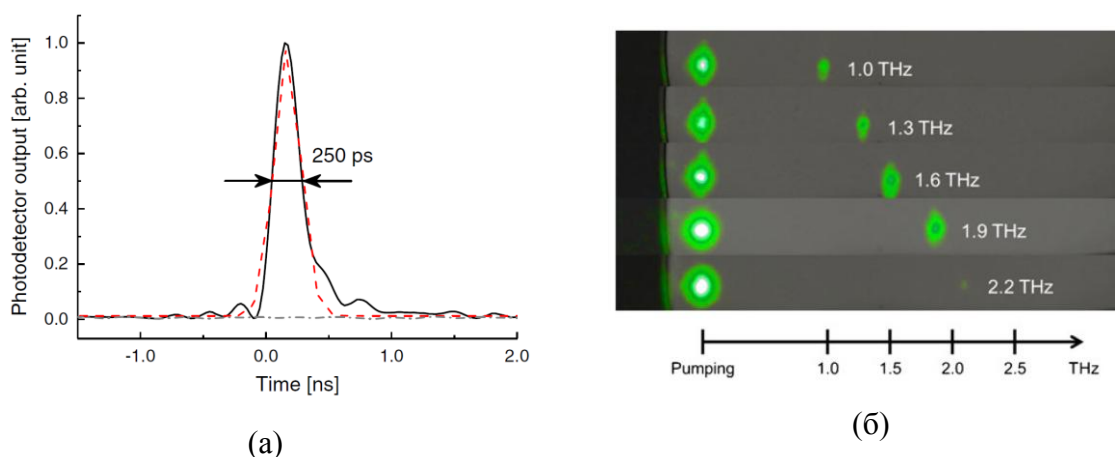


Рисунок 16. Отклик показанного на Рисунке 13(а) нелинейно-оптического детектора на импульсное внешнее ТИ [31,32]. Детектор обладает высоким временным разрешением ($\approx 0,3$ нс) и разрешающей способностью по частоте.

1.2 Частотно-угловая спектроскопия параметрического рассеяния света и метод характеристики спектральной чувствительности нелинейно-оптических детекторов терагерцовых волн

Техника экспериментов по спектроскопии спонтанного параметрического рассеяния света была развита в 70^х – 90^х [63,67,68] годах и во многом схожа с методами, используемыми в спектроскопии малоуглового комбинационного рассеяния [69,70,71]. Расширить границы применимости метода в область терагерцовых частот холостых волн удалось в середине 2000^х годов [151]. Как уже отмечалось, параметрический характер процесса СПР приводит к наличию выраженной зависимости интенсивности сигнальной волны СПР от волнового вектора рассеяния. Поэтому соотношение «сигнал/шум» в установках по СПР спектроскопии можно существенным образом увеличить, используя схему регистрации с пространственным разрешением – так называемая «спектроскопия в **k**-пространстве» [67,68,75]. Кроме того, было показано [67], что наблюдение частотно-угловых спектров может использоваться для получения информации о законе дисперсии и времени жизни макроскопических коллективных возбуждений вещества, а также об эффектах ангармонизма. Классической стала схема со скрещенными пространственной и частотной дисперсиями [67,68]. Схема экспериментальной установки, использующей схему скрещенных дисперсий, показана на Рисунке 17. Более подробно экспериментальная установка будет рассмотрена в Главе 3. Как при спектроскопии СПР, так и при спектроскопии комбинационного рассеяния света основную сложность представляет фильтрация излучения накачки после нелинейной среды для выделения полезного сигнала рассеяния. Характерные значения частотных сдвигов при СПР-спектроскопии в терагерцовом диапазоне частот холостых волн составляют всего 5–100 см⁻¹, или 0,2–3 ТГц. Вплоть до настоящего времени единственным источником накачки, который используется в таких установках, является одномодовый аргоновый лазер непрерывного режима работы в сочетании с узкополосным частотным фильтром [76,73,77]. Из-за совпадения одной из длин волны генерации аргонового лазера (514,5 нм) и положения одной из полос поглощения молекулярного йода [73,78] оказывается возможным осуществить узкополосную (~200 МГц) фильтрацию излучения накачки, при этом коэффициент подавления излучения накачки по мощности составляет не менее 10⁸, при этом потери сигнального излучения не превосходят 10¹. Возможна одновременная регистрация стоксового и антистоксового сигнала при отстройках от единиц см⁻¹ (Рисунок 18). Помимо стандартно используемой дисперсионной призмы, в резонатор лазера устанавливается эталон Фабри-Перо, позволяющий сузить линию генерации лазера

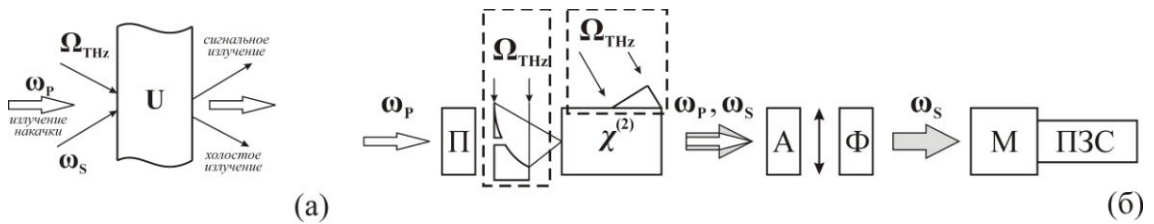


Рисунок 17. (а) К описанию параметрического преобразователя частоты с помощью матрицы U параметрического преобразования для случая бесконечного слоя нелинейной среды. Преобразователь описывается с помощью входных и выходных каналов как для сигнального, так и для холостого излучения. При наблюдении СПР на входе холостого канала – только вакуумные флуктуации и равновесное тепловое излучение (множитель $(1 + \langle N_T \rangle)$ в ОЗК (64)), при преобразовании внешнего ТГц излучения добавляется слагаемое $(N_i - N_T)$. В большинстве экспериментов во входном сигнальном канале фотонов нет. (б) Схема экспериментальной установки, реализующей данный тип параметрического преобразования. Внешнее ТИ может заводиться через переднюю грань нелинейного кристалла – например, с помощью внеосевого параболического зеркала с небольшим отверстием для пропускания излучения накачки, – либо через боковую грань кристалла с помощью сопрягающего элемента, обеспечивающего распространение ТИ внутри кристалла под углом синхронизма. Варианты схем ввода ТИ в кристалл обозначены пунктиром. Линзовая система обеспечивает развертку спектров сигнального излучения по углу рассеяния. « $\chi^{(2)}$ » – нелинейный кристалл, «Ф» – узкополосный частотный фильтр, «П» – поляризатор, «А» – анализатор, «М» – спектрограф (монокроматор), «ПЗС» – ПЗС-камера.

до ширин ~ 100 МГц. Ячейку с парами йода нагревают для увеличения поглощения накачки за счет увеличения концентрации молекул йода [76].

Пространственное отделение излучения накачки от холостого излучения, хотя и используется [31,32,33] в большинстве работ, посвященных регистрации ТГц излучения, является существенно менее эффективным. Более эффективным является использование узкополосных частотных фильтров на основе линий поглощения в газах либо голографических дифракционных решеток. В первом случае коэффициент ослабления накачки по мощности составляет $\sim 10^8$, во втором случае – $\sim 10^3 \cdot 10^4$. Если при нелинейном взаимодействии поляризации волны накачки и сигнальной волны ортогональны, можно использовать поляризационные фильтры. Дополнительный коэффициент ослабления накачки составляет в этом случае $\sim 10^3$, но, как правило, при этом снижается величина эффективной нелинейной восприимчивости среды.

В настоящее время растет интерес к схемам, аналогичным схеме частотно-угловой спектроскопии СПР в существенно не вырожденном по частоте режиме, в связи с возможностью проведения спектроскопии на частоте холостых волн по изменениям, регистрируемым в спектрах сигнальной волны. Например, в работе [79] данный метод

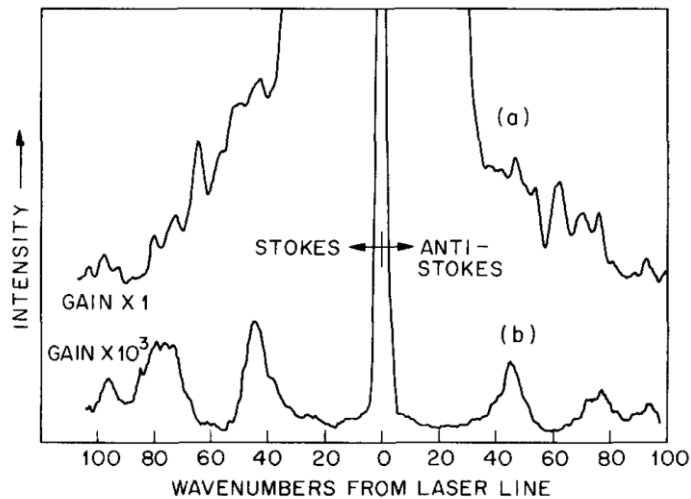


Рисунок 18. Спектр комбинационного рассеяния $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$, наблюдаемый с помощью [одинарного] монохроматора (а) без использования и (б) с использованием узкополосного частотного фильтра на основе паров молекулярного йода. В случае (б) масштаб по оси ординат увеличен в 1000 раз. В случае (а) наблюдаемая структура спектра обусловлена призраками решетки. Наличие J_2 фильтра позволяет обеспечить коэффициент подавления излучения накачки (аргоновый лазер, 514,5 нм) на уровне не менее 10^8 , при этом потери излучения как в Стоксовой, так и в анти-Стоксовой области преобразования не превосходят 10^1 . По данным работы [76].

был применен для определения поглощения на длине волны 4,23 мкм, вносимого углекислым газом, по частотно-угловым спектрам сопряженной сигнальной волны (608 нм). Кроме того, спектроскопия СПР успешно применялась [151, А7] для характеристики отклика нелинейно-оптических детекторов терагерцового излучения на основе кристаллов ниобата лития, а также для определения качества наведенной доменной структуры в данных кристаллах. Возможность использования узкополосного газового фильтра на парах йода для регистрации комбинационного рассеяния в стоксовом и антистоксовом диапазонах при сдвигах $\approx 5 \text{ см}^{-1}$ была показана в [77] в геометрии наблюдения под 90° к направлению накачки. Недавно была продемонстрирована [74] возможность использования голографических дифракционных решеток отражательного типа для наблюдения СПР в терагерцовом диапазоне частот холостых волн. Однако в большинстве работ при исследовании сигнального излучения в непосредственной близости от излучения накачки ограничиваются только разверткой по спектру [77], не используя данные о пространственном распределении интенсивности излучения.

Как будет показано в разделе 2.1, спектральные яркости сигнала СПР ($B_\omega^{\text{СПР}}$) и сигнала преобразования внешнего излучения в холостом канале ($B_\omega^{\text{ГКЧ}}$) связаны соотношениями (65), а также (68) и (69) для коэффициентов преобразования ($|U_{ss}|^2 - 1$) и $|U_{si}|^2$ в случае коллинеарного взаимодействия. Важно, что коэффициент

пропорциональности κ слабо зависит от свойств параметрического преобразователя, – через зависимость от длины кристалла и дисперсии коэффициента поглощения (на частотах холостых волн). Это утверждение лежит в основе метода калибровки (характеризации) отклика нелинейно-оптических детекторов терагерцового излучения по спектрам спонтанного параметрического рассеяния света [60,57]. Для случая коллинеарного синхронного и квазисинхронного взаимодействия было показано, что величины $B_{\omega}^{СПР}$ и $B_{\omega}^{ГКЧ}$ могут быть представлены в виде [56,57]:

$$B_{\omega}^{СПР} = C_0 \operatorname{Re}\{D(\Delta)\}(1 + N_T), \quad (12a)$$

$$B_{\omega}^{ГКЧ} = C_0 e^{-\alpha L/2} |T(\Delta)|^2 (N_{THz} - N_T). \quad (12b)$$

Здесь $C_0 \equiv P_0 (n_p n_s n_{THz} c^5)^{-1} \hbar \omega_s^4 \Omega_{THz} d\Omega_{det} d\omega_{det} L^2$, $\langle N_{THz} \rangle$ – среднее число фотонов на моду входного терагерцового излучения, n_p , n_s и n_{THz} – показатели преломления на частотах ω_p , ω_s и Ω_{THz} , соответственно, α – коэффициент поглощения (по мощности) кристалла на терагерцовой частоте ω_{THz} , P_0 – мощность накачки, $d\omega_{det}$ и $d\Omega_{det}$ – частотная и угловая полосы фоторегистрации, $\langle N_{VAC} \rangle \equiv 1$ и $\langle N_T \rangle \equiv (\exp\{\hbar\Omega_{THz}/k_B T\} - 1)^{-1}$ характеризуют спектральную яркость нулевых флуктуаций вакуума и тепловых планковских шумов, соответственно. Коэффициенты C_0 совпадают для обоих процессов, а различия между нелинейными функциями передачи (T - и D -) для узкополосных детекторов с хорошей точностью совпадают [A7,57]. Таким образом, отличие спектрального отклика кристалла-детектора от спектра СПР в нём будет описываться множителями $\exp\{-\alpha L/2\}$ и $(1 + \langle N_T \rangle)$.

Сигнал СПР можно использовать в качестве эталона (репера) спектральной яркости излучения [37], что было предложено в работе [61]. В оптическом диапазоне число фотонов на моду в преобразуемом некогерентном излучении оказывается равным соотношению сигнал/шум, где под «сигналом» понимается вклад в общую интенсивность сигнальной волны параметрического преобразования, а под «шумом» – вклад от шумов параметрического усилителя, то есть от процесса СПР. При этом метод не требует наличия предварительно калиброванных источника либо приемника (холостого) излучения, то есть является безэталонным. В работе [64] параметрическое преобразование света использовалось для измерения абсолютной яркости излучения теплового источника. Вплоть до середины 2000-х годов область применения метода безэталонной калибровки спектральной яркости ограничивался инфракрасным диапазоном [65,59]. В работах [56,57,A7] метод был модифицирован с учетом специфики терагерцового диапазона.

1.3 Нелинейно-оптические кристаллы ниобата лития и параметрическое преобразование в пространственно-неоднородных средах в терагерцовом диапазоне частот

Кристаллы ниобата лития широко используются в нелинейной оптике [80], в том числе и для оптико-терагерцового преобразования частоты [81]. Именно в ниобате лития были достигнуты рекордные значения энергетической эффективности преобразования ($\eta = 3,7\%$) и напряженности поля терагерцового импульса [86,81,87]. Известный с конца 50-х годов прошлого века, ниобат лития представляет интерес в связи с высокими значениями электрооптических, акустооптических и фотоупругих коэффициентов, а также в связи с выраженными фоторефрактивными свойствами [152,80]. С точки зрения линейных оптических свойств ниобат лития представляет собой двулучепреломляющий оптически одноосный кристалл, прозрачный в диапазоне длин волн от 0,4 мкм до 5 мкм [152]. К настоящему времени отработаны процедуры выращивания монокристаллов ниобата лития [153,154], в том числе с введением легирующих примесей. Кристаллы могут выращиваться как из расплава (смеси) конгруэнтного состава, при котором состав жидкости совпадает с составом твердой фазы (химического соединения), из которого эта жидкость образовалась, так и стехиометрического состава, при котором количества атомов вещества находятся в том же соотношении, что и в химической формуле соединения ($m_{\text{Li}} : m_{\text{Nb}} : m_{\text{O}} = 1 : 1 : 3$). Кристаллы, выращенные из конгруэнтного состава, обладают более совершенной кристаллической структурой, характеризуются меньшей концентрацией дефектов. Как было показано в [155], фазовая диаграмма $\text{Li}_2\text{O} / \text{Nb}_2\text{O}_5$ допускает только один состав, из которого можно выращивать однородные кристаллы. Конгруэнтно плавящаяся смесь, которая используется для выращивания кристаллов ниобата лития по методу Чохральского, состоит из 48.6% Li_2O и 51.4% Nb_2O_5 по весу. Кристаллы, выращенные из такой смеси, обладают наибольшей из возможных однородностью. Использование легирующих примесей, в первую очередь магния, позволяет повысить лучевую стойкость кристалла за счет увеличения фотопроводимости [156,81].

Значительный интерес представляют кристаллы с пространственной неоднородностью эффективной нелинейной восприимчивости $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$, позволяющие расширить возможности частотной перестройки параметрического преобразователя за счет использования квазисинхронного взаимодействия [88,89,90,91,87]. Наличие пространственной модуляции $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ приводит к появлению дополнительных ветвей параметрического рассеяния, соответствующих различным порядкам m квазисинхронизма, как показано на Рисунке 19 на примере экспериментальных частотно-угловых перестроочных кривых для

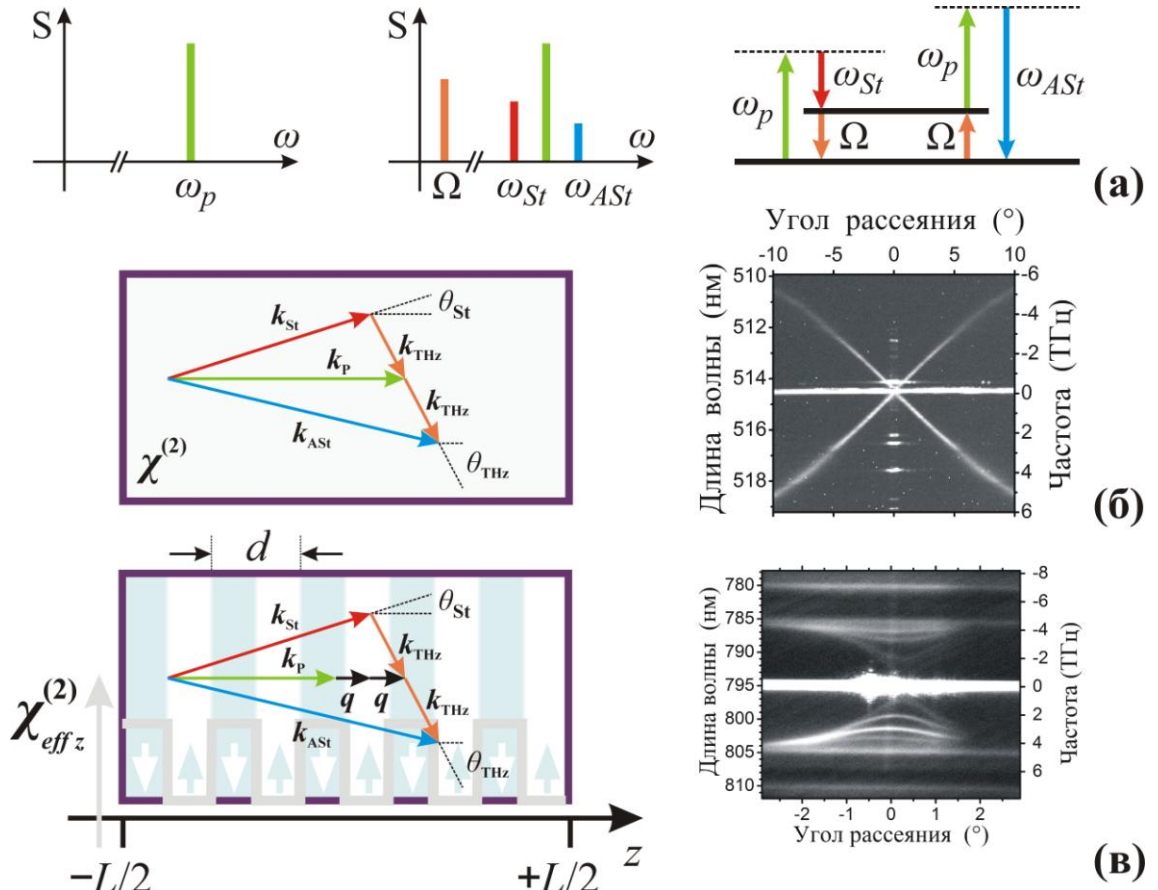


Рисунок 19. Схематическое изображение процессов параметрического преобразования частоты в среде с квадратичной нелинейностью. (а) Появление в спектре излучения накачки (ω_p) дополнительных спектральных компонент – сигнального (ω_s) и холостого (Ω) излучения, – для выделенной частоты Ω . Справа показана условная энергетическая диаграмма для процессов Стоксова ($\omega_p = \omega_{St} + \Omega$) и анти-Стоксова ($\omega_p = \omega_{ASt} - \Omega$) преобразования. Векторные диаграммы фазового синхронизма для случаев (б) синхронного и (в) квазисинхронного взаимодействия, имеющих место в монокристаллах и в кристаллах с регулярной доменной структурой, соответственно. $\mathbf{k}_j$ – волновые вектора взаимодействующих волн, θ – углы распространения сигнальной (θ_{St}) и холостой (θ_i) волн. Серым цветом показана зависимость эффективной нелинейной восприимчивости $\chi_{eff}^{(2)}$ от координаты для случая кристалла с РДС. На рисунках справа представлен характерный вид частотно-угловых спектров СПР, обсуждаемых в Главе 3, для синхронизма в геометрии (б) «*eee*» и (в) «*ooe*».

монодоменного (случай (б)) и периодически поляризованного (случай (в)) кристаллов. В зависимости от характера модуляции $\chi_{eff}^{(2)}$, различают кристаллы с регулярной доменной структурой (РДС), или периодически поляризованные кристаллы, и аperiodически поляризованные кристаллы. В кристаллах ниобата лития возможно образование лишь 180° -й доменной структуры, то есть домены могут быть ориентированы лишь в двух взаимно противоположных направлениях [54,152]. При этом величина показателя преломления от домена к домену остается неизменной, а характерное направление анизотропии (оптическая ось) изменяет направление на противоположное. Это выражается в смене знака $\chi_{eff}^{(2)}$. Фаза волны нелинейной поляризации модулируется – изменяет знак при переходе через границу соседних доменов. Исследуются периодически

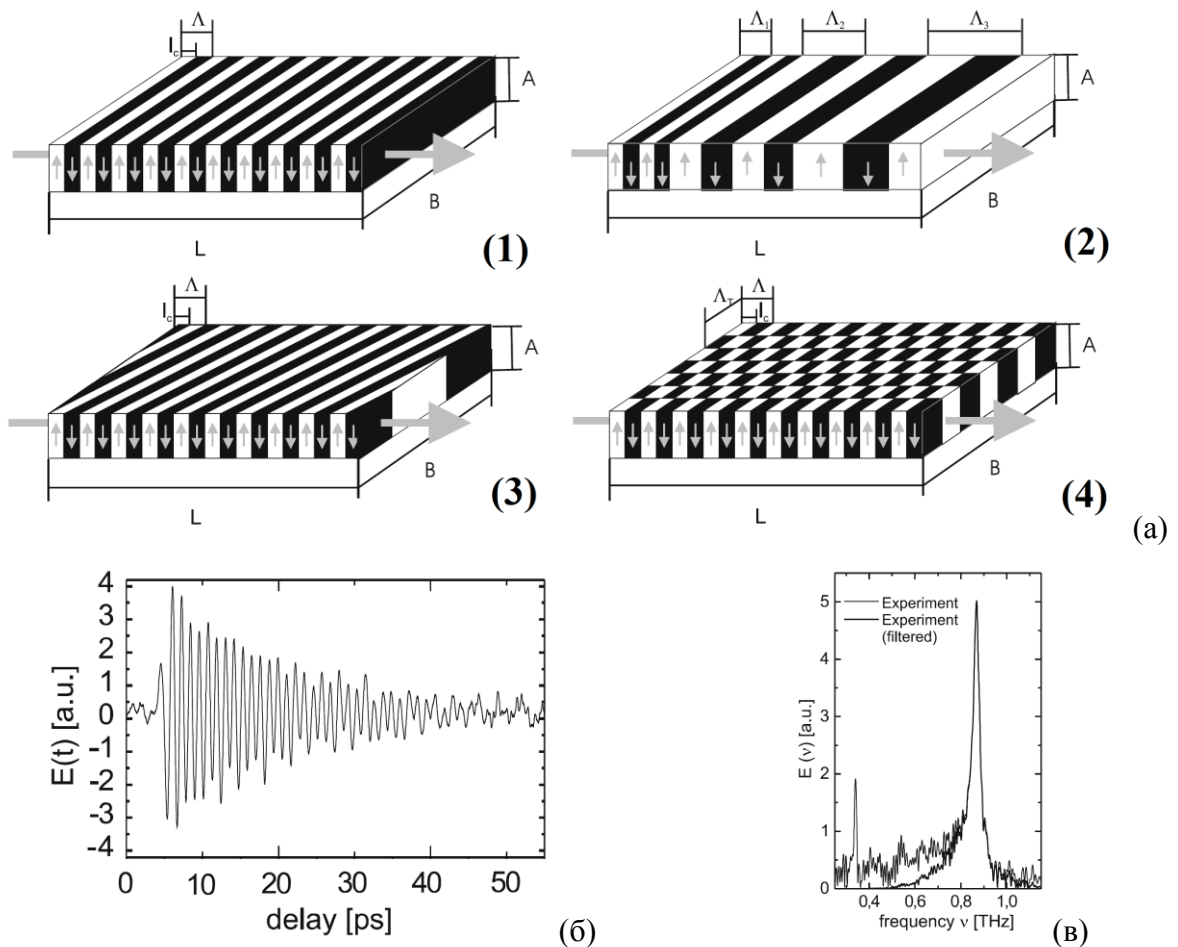


Рисунок 20. (а) Различные виды пространственной модуляции нелинейной восприимчивости: (1) периодическая поляризация; (2) аperiodическая поляризация; (3) периодическая поляризация скошенного (*slanted*) типа; (4) двумерная или «шахматная» периодическая поляризация. (б) Зависимость напряженности поля ТГц волны от времени и (в) спектр ТГц импульса, генерируемого в периодически поляризованном кристалле ниобата лития с периодом $\Lambda = 120$ мкм. Источник накачки: титан-сапфировый лазер, 80 МГц, 100 фс, средняя мощность излучения 1,5 Вт; регистрация с помощью фотопроводящей антенны. По данным работ [157,158].

и аperiodически поляризованные кристаллы как с одномерной, так и с двумерной модуляцией $\chi_{eff}^{(2)}$ [157,158] (Рисунок 20); первые распространены гораздо шире. При пространственно неоднородном распределении $\chi_{eff}^{(2)}$ условия фазового синхронизма (2) видоизменяются; так, наличие РДС с периодом $d = d_1 + d_2$ (d_1 и d_2 – толщины двух соседствующих доменов) позволяет выполнить условия фазового квазисинхронизма в порядке m (m – целое число):

$$\Delta \vec{k} \equiv (\vec{k}_p + m\vec{q}) - (\vec{k}_s + \vec{k}_i) = 0. \quad (13)$$

При $m = 0$ реализуется случай фазового синхронизма, достижимый и в отсутствие РДС. Здесь $\mathbf{q}$ ($|\mathbf{q}| = 2\pi/d$) – вектор обратной сверхрешетки, коллинеарный направлению периодичности, d – введенный выше период модуляции нелинейной восприимчивости, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – порядок квазисинхронизма. Упрощая выражение для случая коллинеарного взаимодействия и пользуясь существенной разницей между частотами оптических и терагерцовой волн ($\omega_p / \Omega \sim 10^3$), получим

$$\Delta k_{\parallel} \equiv \frac{\Omega}{u_{gr}^{opt}} \mp \frac{\Omega n_i}{c} + m q_{\parallel} + \Delta k_0 = 0. \quad (14)$$

Как и в (3), $u_{gr}^{opt} \equiv \partial \omega / \partial k|_{\omega \rightarrow \omega_p}$ – групповая скорость оптических волн, слагаемое $\Delta k_0 \equiv k_p(\omega_p) - k_s(\omega_p)$ учитывает двулучепреломление в кристалле. Важная особенность (14) – наличие прямых (знак «–») и обратных (знак «+») холостых волн, для которых возможно выполнение коллинеарного синхронизма. Оба этих режима могут быть реализованы в терагерцовом диапазоне частот холостых волн. Так, в работе [A7] анализировалась форма линии сигнального излучения, соответствующего прямым и обратным ТГц волнам (Рисунок 21).

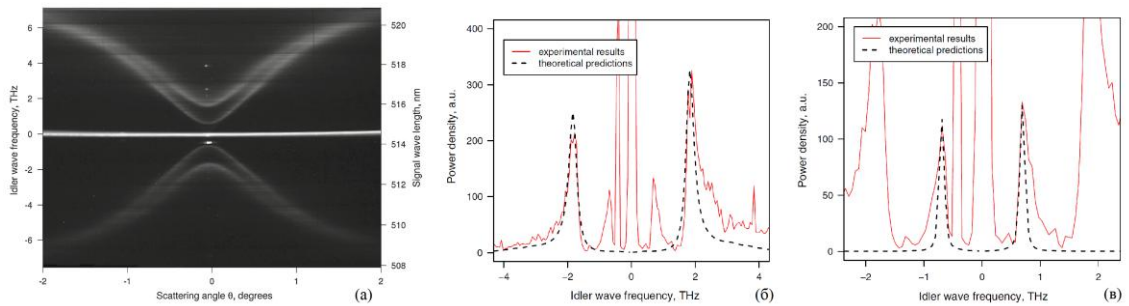


Рисунок 21. (а) Частотно-угловые спектры спонтанного параметрического рассеяния света в периодически поляризованном ($d = 70$ мкм) кристалле ниобата лития в геометрии «eee». периодически поляризованный кристалл. (б),(в) Сравнение экспериментальных (сплошные линии) и расчетных (штриховые линии) спектров СПР при коллинеарном взаимодействии для случая (б) прямых (более высокие частоты ТИ) и (в) обратных (более низкие частоты ТИ) терагерцовых волн. По данным работы [A7].

Существуют два метода переполаризации кристаллов ниобата лития: пост-ростовая поляризация и поляризация в процессе роста. В первом случае [159] на боковую поверхность тонкой (до 1 мм) пластинки ниобата лития наносят методами фотолитографии электроды. Переполаризации достигают путем прикладывания импульсов напряжения к полученной системе электродов. Во втором методе, при изготовлении кристаллов по методу Чохральского в асимметричном тепловом поле [160,93,161], регулярная доменная структура образуется в процессе роста в тех областях кристалла, где влияние локального градиента концентрации примеси превосходит влияние градиента температуры [94]. Выбор оптимального направления роста кристалла – вдоль кристаллографической грани $\{0\ 1\ -1\ 2\}$, соответствующей плотноупакованной плоскости, – позволяет [162] получать кристаллы так называемого «гранного» типа. Они характеризуются малой толщиной доменных стенок и высоким их качеством, хорошей периодичностью и однородностью структуры, а также значительно более широкими входными апертурами, чем при использовании традиционного метода пост-ростовой поляризации. Использование магния позволяет снизить потери на терагерцовых частотах за счет уменьшения числа дефектов кристаллической структуры [92]. Большое внимание в литературе было уделено влиянию легирующих примесей (в первую очередь, Mg) на оптические [95,163] и терагерцовые [95,81,57] дисперсионные характеристики ниобата лития (см. также Рисунок 22).

Возможность наблюдения параметрического рассеяния в заданной геометрии определяется наличием соответствующих ненулевых компонент тензора $\chi^{(2)}$ квадратичной восприимчивости среды. Также необходимо, чтобы выполнялось условие фазового синхронизма (13), причем допускаются отклонения от равенства (13) на длинах, бóльших

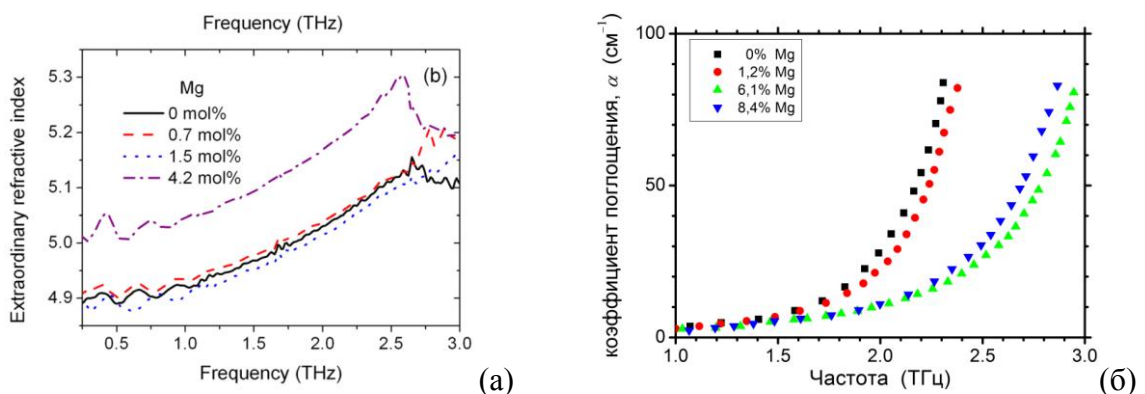


Рисунок 22. Влияние легирующих примесей на примере Mg на оптические (терагерцовые) свойства ниобата лития: (а) показатель преломления, (б) коэффициент поглощения. Результаты приведены для необыкновенно поляризованной терагерцовой волны. По данным работ [81,171].

длины области нелинейного взаимодействия. Тензор квадратичной нелинейной восприимчивости ниобата лития имеет вид [51,54,152]:

$$\hat{\chi}^{(2)} \equiv \begin{pmatrix} \chi_{xxx} & \chi_{xyy} & \chi_{xzz} & \chi_{xyz} & \chi_{xxz} & \chi_{xxy} \\ \chi_{yxx} & \chi_{yyy} & \chi_{yzz} & \chi_{yyz} & \chi_{yxz} & \chi_{yxy} \\ \chi_{zxx} & \chi_{zyy} & \chi_{zzz} & \chi_{zyz} & \chi_{zxz} & \chi_{zxy} \end{pmatrix} = 2 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{32} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Здесь учтены ограничения (см. [51], п. 2.6), накладываемые пространственной симметрией кристалла – ниобат лития принадлежит к кристаллографической точечной группе $3m$ [51,152]. Наибольшую величину имеют компоненты $\chi_{zzz} \sim 50$ пм/В ($= 2d_{33}$) и $\chi_{xxz} \sim 5$ пм/В ($= 2d_{15}$) [54,82,83,84]. Здесь и в дальнейшем под геометрией взаимодействия будем понимать совокупность поляризаций волн, участвующих в параметрическом взаимодействии, определяемые оптической схемой установки допустимые направления их распространения, а также ориентацию оптической оси кристалла. Поляризации взаимодействующих волн будем отмечать относительно оптической оси кристалла; в частности, будем говорить, что волна имеет обыкновенную (**o**) либо необыкновенную (**e**) поляризацию. Будем использовать укороченную запись для обозначения двух основных геометрий взаимодействия в кристалле ниобата лития для случая, когда частота холостой волны лежит в терагерцовом диапазоне: (**ooe**) – сигнальная и холостая волны имеют обыкновенную поляризацию, волна накачки – необыкновенную; (**eee**) – все три волны имеют необыкновенную поляризацию. Для коллинеарного случая удобно также ввести термины «прямая» и «обратная» терагерцовая (холостая) волна. Так, на Рисунке 19 показаны только прямые ТГц волны; более подробно вопрос рассмотрен в Главе 3. При переходе к геометрии «**ooe**» излучение накачки можно отделить от сигнального излучения по поляризационному признаку. Использование скрещенных поляризатора и анализатора (см. Рисунок 17(б)) позволяет уменьшить мощность излучения накачки на входе приемной системы в $\sim 10^3$ раз. При этом, однако, уменьшается величина эффективной нелинейной восприимчивости среды ($d_{33} / d_{15} \sim 10$), что приводит к снижению мощности сигнала СПР и ГКЧ в $\sim 10^2$ раз ($P \sim (\chi_{ijk}^{(2)})^2$ в режиме малого усиления); тем самым увеличить соотношение «сигнал/шум» в геометрии «**ooe**» увеличивается лишь на порядок.

Дисперсия ниобата лития в оптическом диапазоне (Рисунки 22,23) определяется вкладом электронных переходов в ультрафиолетовой области и фононных колебаний в инфракрасной области, и с хорошей точностью описывается формулами Селлмайера ([164], стр. 94), обобщенными в работе [165] на случай различных структурных дефектов и различных температур. Для использованных в настоящей работе кристаллов ниобата лития, легированных магнием, при комнатных температурах дисперсионные свойства хорошо описывались данными работы [166], в которой анализировались монокристаллы и

периодически поляризованные кристаллы ниобата лития. Поглощение в оптическом диапазоне не учитывалось. По данным [166], для монокристаллов ниобата лития зависимость показателя преломления для обыкновенно (n_o) и необыкновенно (n_e) поляризованных оптических волн от частоты имеет вид (длина волны λ выражена в микрометрах):

$$n_o^2(f_{THz}) = 4.9001 + \frac{0.115737}{\lambda^2 - 0.048182} - 0.030052 \cdot \lambda^2, \quad (16a)$$

$$n_e^2(f_{THz}) = 4.5581 + \frac{0.097078}{\lambda^2 - 0.044267} - 0.023873 \cdot \lambda^2, \quad (16b)$$

а для периодически поляризованных:

$$n_o^2(f_{THz}) = 4.9109 + \frac{0.113813}{\lambda^2 - 0.050311} - 0.036992 \cdot \lambda^2, \quad (17a)$$

$$n_e^2(f_{THz}) = 4.5999 + \frac{0.083609}{\lambda^2 - 0.062881} - 0.0469 \cdot \lambda^2. \quad (17b)$$

В терагерцовой области определяющим является вклад фононных колебаний, а для описания дисперсии используется модель гармонического осциллятора с затуханием (осциллятор Лоренца). Отклик вещества характеризуется резонансной частотой осциллятора f_{0j} , шириной резонанса Γ_j и силой осциллятора S_j . Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты имеет вид:

$$\varepsilon(f_{THz}) = \varepsilon_\infty + \sum_j \frac{S_j f_{THz}^2}{f_{0j}^2 - f_{THz}^2 - i f_{THz} \Gamma_j}. \quad (18)$$

При учете только наиболее низкочастотного фонона используется только одно слагаемое в сумме, что достаточно для описания показателя преломления [167], но дает существенные ошибки при определении коэффициента поглощения. В работе [92] было использовано уточненное выражение, в котором ширина резонанса Γ_j предполагается зависящей от частоты [168]. Сравнение дисперсионных характеристик по данным литературы ([166,163,169,167,92,170,57,171,168]) приведено на Рисунке 23. Свойства кристаллов ниобата лития существенно образом зависят от параметров изготовления, поэтому присутствует разброс величин дисперсионных параметров от объекта к объекту. Характерные относительные ошибки в величинах дисперсионных параметров составляют около 0,1–1% в оптическом и 1–10% в терагерцовом диапазонах, – это видно из сравнения результатов, сообщаемых разными авторами. С указанной точностью для предварительных расчетов вполне можно использовать простые, «одноосцилляторные» модели – например, [167]. Из-за близости фононных резонансов велико поглощение в терагерцовом диапазоне, а коэффициент поглощения α_{THz} растет с увеличением частоты

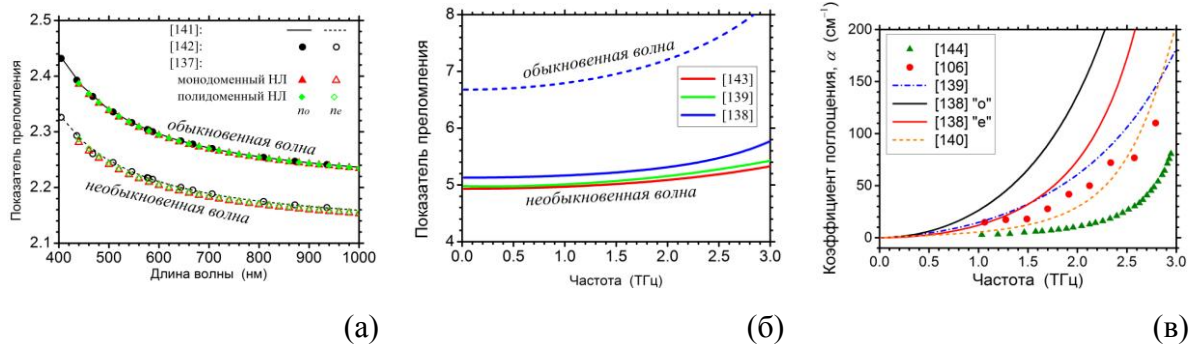


Рисунок 23. Дисперсионные характеристики ниобата лития в (а) оптическом и (б) терагерцовом диапазонах по данным работ [166,163,169,170,92,167,171,57,168]. В зависимости от формата представленных в работе данных, показаны либо значения (символами), измеренные на конкретной длине волны, либо результаты аппроксимации (линиями) экспериментальных данных.

ТГц волны. Наиболее низкочастотные фоновые колебания в ниобате лития [172] – это наблюдаемый в геометрии «eee» фоновый А-типа с частотой 252 см^{-1} (7,6 ТГц), и наблюдаемые в геометрии «ooo» фоновые Е-типа с частотами $152,8 \text{ см}^{-1}$ (4,6 ТГц) и $238,3 \text{ см}^{-1}$ (7,1 ТГц). При приближении к частотам фоновых резонансов значения показателя преломления определяются с большей ошибкой. В большинстве работ приводятся результаты для необыкновенно поляризованной волны ТИ – это связано с важностью геометрии «eee» для задач генерации ТИ (наибольший нелинейно-оптический коэффициент, d_{33}).

Пользуясь соотношениями (13) или (14), можно рассчитать период доменной сверхрешетки периодически поляризованного кристалла, в котором условие фазового квазисинхронизма выполнялось бы на заданной частоте терагерцовой (холостой) волны. Для расчета нужно знать дисперсию используемого вещества. Соответствующие расчеты будут представлены в Главе 3 при описании экспериментов по методу СПР характеристики терагерцового отклика нелинейно-оптических детекторов терагерцового излучения.

Параметрическое рассеяние в нелинейных кристаллах иногда называют вынужденным рассеянием на поляритонах (ВРП, *stimulated polariton scattering*), подчеркивая роль коллективного возбуждения среды – фоновым поляритоном. Исследование ВРП по спектрам сигнального излучения [173] позволяет определять дисперсионные характеристики, в первую очередь – поглощение на частотах холостых волн [174]. Данный процесс может быть использован и для генерации терагерцового излучения, как было показано в работах [175,31] (Рисунок 13) с использованием затравочного (англ. *injection-seeded*) лазера, настроенного на частоту сигнальной волны. При увеличении мощности сигнальной волны, рождающейся в процессе ВРП, она может служить накачкой

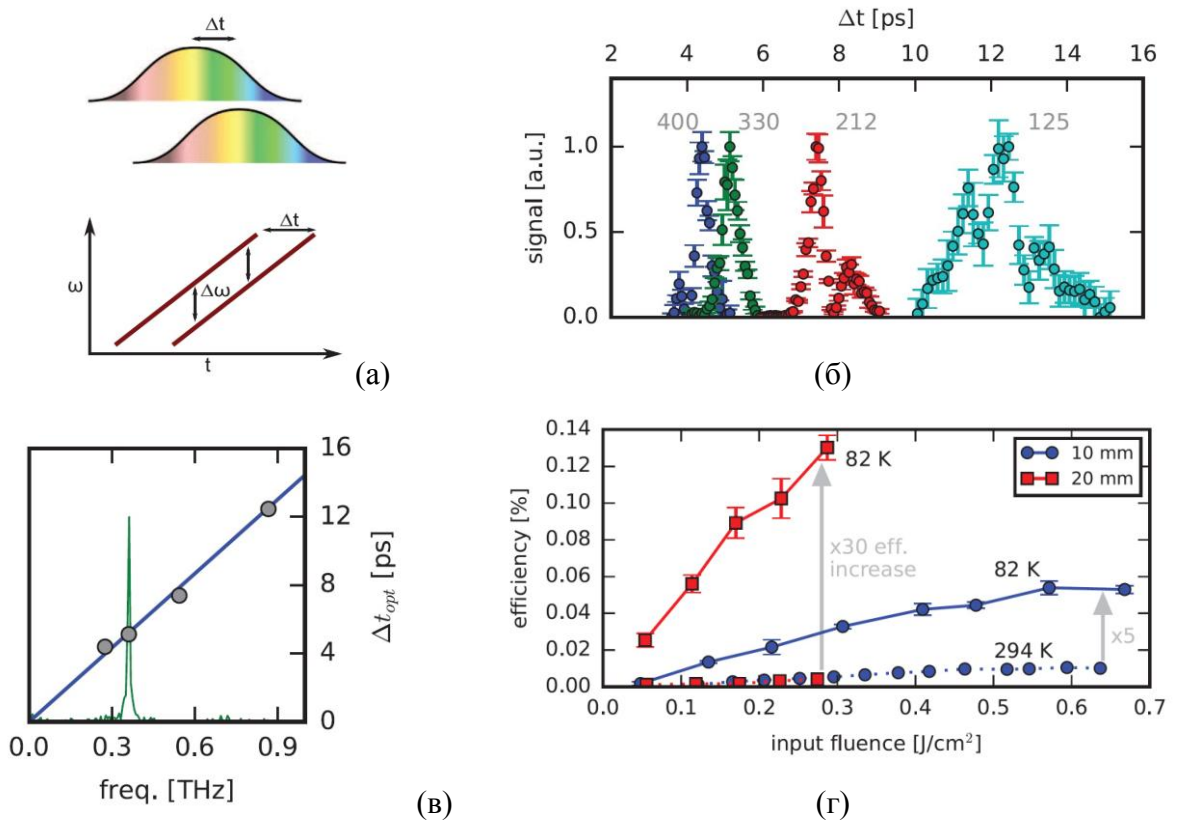


Рисунок 24. Генерация узкополосного ТИ с помощью накачки парой chirпированных импульсов с временной задержкой между ними [96]. Нелинейная среда – периодически поляризованных кристаллах ниобата лития. (а) Схематическое представление пары chirпированных импульсов накачки во временном (сверху; цветом условно показана частота излучения) и в частотном (снизу) представлении. (б) Нормированные временные формы ТИ, генерируемого в кристаллах ниобата лития с РДС с периодами, указанными на графике (в микрометрах). (в) Расчетная (синяя прямая линия) и экспериментальная (закрытые фигуры) зависимости частоты генерации ТИ от временной задержки между оптическими импульсами. Зеленая кривая – спектр ТИ, генерируемого в периодически поляризованном кристалле ниобата лития с периодом 330 мкм. (г) Эффективности генерации ТИ для кристаллов с РДС с периодом 212 мкм при разных температурах кристалла. Длина кристаллов указана на вставке.

для каскадного процесса [31], что является каналом потерь при генерации ТИ. Наконец, упомянем некоторые работы, посвященные использованию ниобата лития при генерации и регистрации терагерцового излучения. В работе [96] для достижения высоких значений эффективности (0,13%) и энергии в импульсе (40 мкДж) терагерцового излучения использовались кристаллы ниобата лития с РДС, накачиваемые парой задержанных друг относительно друга chirпированных импульсов (Рисунок 24). Изменение временной задержки между импульсами накачки определяет оптимальную частоту волны разностной частоты, генерируемую данной парой оптических импульсов (Рисунок 24(а)). Генерация ТИ идет эффективно, если данная частота удовлетворяет условию фазового

квазисинхронизма, включающего зависимость от периода РДС кристалла (Рисунок 24(б,в)). В работе [97] для генерации ТИ методом вынужденного рассеяния на поляритонах была использована схема, аналогичная рассмотренной в работе [32] для детектирования ТИ. Кристалл Mg:LiNbO_3 трапецеидальной формы помещен в резонатор $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ -лазера. Помимо резонатора для основной частоты (1064 нм), конструкция лазера также предусматривает резонатор для стоксовой волны, длиной 70 мм, с зеркалами, смонтированными на поворотных подвижках. Регулировка частоты генерации ТИ в пределах от 1,5 ТГц до 3,8 ТГц осуществляется изменением угла взаимодействия оптических волн. На частоте 1,8 ТГц достигалась максимальная средняя мощность ТИ – 57 мкВт. Наибольшую энергию в импульсе ТИ можно получить методом наклонного волнового фронта оптической накачки [87]. Изменение со временем энергии в импульсе и эффективности оптико-терагерцового преобразования по данным обзора [81] показаны на Рисунке 25 для стехиометрического ниобата лития, легированного магнием.

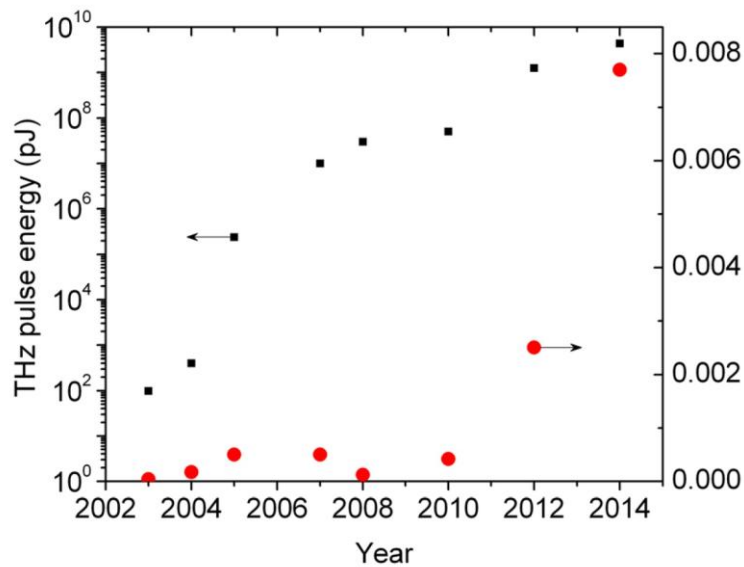


Рисунок 25. Эволюция во времени величин энергии в импульсе и эффективности оптико-терагерцового преобразования при генерации методом наклонного волнового фронта накачки в ниобате лития, легированном магнием. По данным работы [81].

1.4 Параметрическое преобразование частоты в нелинейной оптике

Данный раздел посвящен параметрическому преобразователю частоты на основе среды с квадратичной нелинейностью, накачиваемому мощным непрерывным (во времени) или квазинепрерывным излучением оптической накачки (Рисунок 19). Если на вход такого преобразователя подать (низкочастотное) излучение с частотой Ω , то за счет перекачки энергии между участвующими во взаимодействии волнами становятся возможными процессы генерации комбинационных частот. А именно, на выходе преобразователя может наблюдаться так называемое «сигнальное» излучение с частотой ω_s , равной $\omega_s = \omega_{st} = \omega_p - \Omega$ (ω_p – частота накачки), сдвинутой в «красную» область по отношению к частоте излучения накачки, и излучение с частотой $\omega_s = \omega_{ast} = \omega_p + \Omega$, сдвинутой в «синюю» область. Будем называть диапазон частот, меньших частоты накачки ω_p , «стоксовым» диапазоном, а область частот, больших частоты накачки ω_p , «антистоксовым» диапазоном. Оба процесса с точки зрения преобразования низкочастотной волны (частоты Ω) в более высокочастотную ($\omega_s = \omega_{st}$ или $\omega_s = \omega_{ast}$) можно рассматривать как преобразование частоты вверх (англ. «*up-conversion*»). При высоких мощностях низкочастотной волны более естественно говорить о процессах генерации разностной (ГРЧ, $\omega_{st} = \omega_p - \Omega$) и суммарной (ГСЧ, $\omega_{ast} = \omega_p + \Omega$) частоты. За счет энергии, получаемой из волны накачки, происходит усиление волн на частотах Ω и ω_s . Помимо этого, даже в отсутствие излучения частот Ω и ω_s на входе параметрического преобразователя, на его выходе за счет шумов (флуктуаций поля внутри) параметрического преобразователя могут наблюдаться сигналы так называемого спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) и параметрического преобразования тепловых флуктуаций поля. Природа флуктуаций электромагнитного поля в параметрическом преобразователе может быть различной. Традиционно под СПР понимают квантовый процесс спонтанного распада фотонов накачки на пары сигнальных (ω_s) и «холостых» (ω_i , англ. «*idler*»; $\omega_i < \omega_s$) фотонов. Появление сигнальных фотонов можно при этом интерпретировать как эффект преобразования частоты нулевых флуктуаций электромагнитного вакуума на холостых частотах. Однако в терагерцовом диапазоне частот холостых волн ($\omega_i \sim 10^{11}..10^{13}$ Гц) существенную роль играют также «классические» тепловые флуктуации поля, обусловленные тепловым (Планковским) излучением; именно за счет наличия тепловых флуктуаций становится возможным преобразование вида $\omega_{ast} = \omega_p + \omega_i$, при котором недостающая энергия забирается из «термостата» – поля равновесного теплового излучения. Условимся для краткости все параметрические процессы, при которых регистрируется сигнальное оптическое

излучение в стоксовом диапазоне, называть «стоксовым» преобразованием, а соответствующие процессы со сдвигом частоты в антистоксовый диапазон – антистоксовым преобразованием. При этом, например, под стоксовым преобразованием можно понимать и процесс СПР при $\omega_{St} = \omega_p - \Omega$, и процесс генерации разностной частоты ($\omega_{St} = \omega_p - \Omega$). Данная терминология связана со спецификой экспериментов по спектроскопии параметрического рассеяния, рассматриваемых в настоящей работе, при которых сигналы ГКЧ и СПР регистрируются одновременно. В данном разделе будет построена матрица параметрического преобразования $\mathbf{w}$, найдены ее элементы методом возмущений.

Описание работы параметрического преобразователя частоты (см. Рисунок 17(a)) разобьем на два этапа. На **первом этапе** [51,52,53,54,55] будем пользоваться аппаратом классической нелинейной оптики и описывать эволюцию напряженностей полей взаимодействующих волн в пространстве и времени. Свойства среды при этом вводятся через макроскопические параметры, входящие в материальные уравнения, – это показатели преломления, коэффициенты поглощения, эффективную величину нелинейной восприимчивости. Рассмотрение ведется на основе системы уравнений Максвелла в среде, из которой следует волновое уравнение в виде

$$\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) + \frac{\varepsilon(\mathbf{r}) \omega^2}{c^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{4\pi\omega^2}{c^2} \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega), \quad (19)$$

где $\mathbf{E}$ – вектор напряженности электрического поля, ε – диэлектрическая проницаемость среды, c – скорость света, $\mathbf{P}^{(NL)}$ – наводимая в среде поляризация, которая может быть представлена в виде суммы линейной и нелинейной частей:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}^{(L)} + \mathbf{P}^{(NL)} = \mathbf{P}^{(L)} + \mathbf{P}^{(2)} + (\dots) = \int_0^\infty \hat{\chi}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, t - \tau_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, \tau_1) d\mathbf{r}_1 d\tau_1 + \\ + \int_0^\infty \hat{\chi}^{(2)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, t - \tau_1; \mathbf{r} - \mathbf{r}_2, t - \tau_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, \tau_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, \tau_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\tau_1 d\tau_2 + (\dots) \end{aligned} \quad (20)$$

Или, в $\mathbf{k}$ -представлении,

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\mathbf{k}, \omega) = \mathbf{P}^{(L)} + \mathbf{P}^{(NL)} = \mathbf{P}^{(L)} + \mathbf{P}^{(2)} + (\dots) = \hat{\chi}(\mathbf{k} = \mathbf{k}_1, \omega = \omega_1) \mathbf{E}(\mathbf{k}_1, \omega_1) + \\ + \hat{\chi}^{(2)}(\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2; \omega = \omega_1 + \omega_2) : \mathbf{E}(\mathbf{k}_1, \omega_1) \mathbf{E}(\mathbf{k}_2, \omega_2) + (\dots) \end{aligned} \quad (21)$$

Широко используются приближения: (а) заданной накачки, (б) параксиальное, (в) медленно-меняющихся амплитуд. Приближение (а) справедливо в том случае, когда эффективность перекачки энергии между взаимодействующими волнами мала, и можно пренебречь зависимостью поля накачки от структуры полей двух других волн. Отказ от (а) приводит к ряду интересных эффектов; например, возможности формирования оптико-терагерцового солитона, когда оптический сигнал и порождаемый им за счет

непрерывного стоксова саморассеяния [176,177] терагерцовый импульс распространяются совместно. На основе оптико-терагерцовых солитонов возможна генерация терагерцового суперконтинуума, сопровождаемая преобразованием спектра исходного оптического сигнала [178]. Приближение (б) используется в подавляющем большинстве работ, поскольку позволяет существенным образом упростить рассмотрение, в том числе путем разложения по малому параметру, в качестве которого могут выступать поперечная компонента волнового вектора волны или угол ее отклонения от оптической оси системы. Требование о том, чтобы волны распространялись в одном направлении продиктовано, в частности, возможностью увеличения эффективности перекачки энергии путем увеличения эффективной длины области взаимодействия; поэтому в большинстве работ ([98,55,54,53,179,180,181] и многие другие), посвященных параметрическому преобразованию частоты и/или рассматривающих данный метод как инструмент получения перестраиваемых по длине волны источников лазерного излучения, основное внимание уделялось именно случаю коллинеарного или близкого к нему взаимодействия. Приближение (в) справедливо в том случае, если относительное изменение амплитуд взаимодействующих волн мало на длинах, сопоставимых с длинами этих волн. В одномерном случае данное условие может быть записано в виде $\partial^{(2)}E/\partial z^2 \ll k_z \partial E/\partial z$. Отметим также, что ряд авторов соотносят это условие малости с отсутствием обратных волн [51].

При терагерцово-оптическом преобразовании частоты эффективность преобразования мала и не превосходит $P_{\text{опт}}/P_{\text{ТГц}} \sim 10^{-3}$, а направления распространения взаимодействующих волн могут существенным образом отличаться (см., например, схемы экспериментальных установок в [26,25,182]). Это позволяет упростить анализ, воспользовавшись приближениями (а) и (в). Записывая (19) для случая бесконечного слоя, показанного на Рисунке 19(б), получим систему связанных уравнений для медленно меняющихся амплитуд (излучение накачки распространяется перпендикулярно входной грани слоя нелинейной среды, ось Oz направлена вдоль направления накачки):

$$\begin{cases} \frac{\partial E_s}{\partial z} = -i\sigma_s E_p E_i^* e^{-iz\Delta k_{\parallel}} \\ \frac{\partial E_i}{\partial z} = -i\sigma_i E_p E_s^* e^{-iz\Delta k_{\parallel}} - y_i E_i \end{cases} . \quad (22)$$

Здесь и далее будем пользоваться следующими обозначениями. Индекс ‘ p ’ (*pump*) будет соответствовать излучению накачки, индекс ‘ 1 ’ или ‘ s ’ (*signal*) – взаимодействующей волне с частотой ω_1 того же порядка величины, что и частота накачки ω_p , индекс ‘ 2 ’ или ‘ i ’ – низкочастотной волне. Штрихами (« E_s' ») будем обозначать величины на выходе параметрического преобразователя, нижним индексом « 0 » (« E_{s0} ») – входные величины:

$E_s(z = -L/2) \equiv E_{s0}$, $E_s(z = +L/2) \equiv E_s'$. Предполагается, что нелинейный кристалл занимает область от $z = -L/2$ до $z = +L/2$. Определим волновую расстройку («расстройку фазового синхронизма») для стоксова («St») и антистоксова («ASt») как

$$\Delta \vec{k}^{St} \equiv \vec{k}_p - (\vec{k}_s + \vec{k}_i) \quad , \quad \Delta \vec{k}^{ASt} \equiv \vec{k}_s - (\vec{k}_p + \vec{k}_i) \quad . \quad (23)$$

Под $\Delta k_{\parallel}$ будем понимать продольную составляющую волновой расстройки (23):

$$\Delta k_{\parallel}^{St} \equiv k_p - (k_s \cos \theta_s + k_i \cos \theta_i) \quad , \quad \Delta k_{\parallel}^{ASt} \equiv k_s \cos \theta_s - (k_p + k_i \cos \theta_i) \quad , \quad - \quad (24)$$

а под $\Delta k_{\perp}$ – поперечную ее составляющую:

$$\Delta k_{\perp}^{St} \equiv k_s \sin \theta_s + k_i \sin \theta_i \quad , \quad \Delta k_{\perp}^{ASt} \equiv k_s \sin \theta_s - k_i \sin \theta_i \quad . \quad (25)$$

Для бесконечного в поперечном направлении слоя вещества синхронизм в поперечном направлении замкнут, $\Delta k_{\perp} = 0$. Эффективность взаимодействия волн определяется параметром σ (n – показатель преломления среды):

$$\sigma_{\xi} = \frac{2\pi \chi_{eff}^{(2)} \omega_{\xi}}{cn_{\xi} \cos \theta_{\xi}} \quad , \quad \xi = "s", "i" \quad . \quad (26)$$

Увеличение σ с ростом угла θ связан с увеличением эффективной длины кристалла, проходимой волной, распространяющейся под бóльшим углом к нормали к слою. Под $\chi_{eff}^{(2)}$ будем понимать эффективную величину квадратичной восприимчивости среды, равную скалярному произведению орта поляризации одной из взаимодействующих волн со сверткой тензора $\chi^{(2)}$ с ортами поляризации двух других волн, участвующих во взаимодействии:

$$\chi_{eff}^{(2)} \equiv (\vec{e}_p \cdot \hat{\chi}^{(2)} : \vec{e}_s \vec{e}_i) \quad . \quad (27)$$

Приближенное решение системы уравнений (22) может быть получено методом возмущений [55]. Предполагается, что среда является слабо нелинейной, и возбуждаемые в среде волны малы по амплитуде по сравнению с амплитудами падающих волн. Будем считать малым параметром (μ) отношение величины нелинейной поляризации $\mathbf{P}^{(NL)}$, наводимой в среде, к напряженности $\mathbf{E}$ электрического поля на входе в нелинейную среду: $\mu = |\mathbf{P}^{(NL)}| / |\mathbf{E}| \ll 1$. Разложим электрические поля волн (ω_s) и (ω_i), участвующих в нелинейном взаимодействии, по малому параметру μ ($q = "s", "i"$):

$$\mathbf{E}_q = \mathbf{E}_{q(0)} + \mu \mathbf{E}_{q(1)} + \mu^2 \mathbf{E}_{q(2)} + o(\mu^2) \quad . \quad (28)$$

В соответствии с (21), для наводимой в среде нелинейной составляющей поляризации имеем схожее разложение:

$$\mathbf{P}_q^{(NL)} = \mu \mathbf{P}_{q(1)}^{(NL)} + \mu^2 \mathbf{P}_{q(2)}^{(NL)} + o(\mu^2) \quad . \quad (29)$$

Поставляя (29) в (19) и группируя члены одного порядка малости по μ , получим системы пар ($q = "s", "i"$) связанных уравнений вида:

$$\Delta \mathbf{E}_{q(0)} + \frac{\varepsilon \omega_q^2}{c^2} \mathbf{E}_{q(0)} = 0, \quad (30)$$

$$\Delta \mathbf{E}_{q(1)} + \frac{\varepsilon \omega_q^2}{c^2} \mathbf{E}_{q(1)} = + \frac{4\pi \omega_q^2}{c^2} \mathbf{P}_{q(1)}^{(NL)}, \quad (31)$$

и так далее. При этом получаемое на j -м шаге выражение для $\mathbf{E}$ используется для определения нелинейной поляризации $\mathbf{P}_{q(1)}^{(NL)}$ на следующем, $(j+1)$ -м шаге в соответствии с (20). Это приводит к тому, что неизвестная функция $\mathbf{E}_q$ входит только в левую часть уравнений (30),(31), то есть является решением неоднородного уравнения Гельмгольца (с известной правой частью). Решения нулевого приближения (30) представляют собой волны, распространяющиеся в среде без нелинейного взаимодействия. При этом описываются эффекты дифракции и поглощения падающего излучения. Полученное в нулевом приближении решение для напряженностей $\mathbf{E}_{q(0)}$ используется для нахождения нелинейной поляризации в первом приближении. Как правило, ограничиваются первыми двумя приближениями, выражения для которых выписаны в явном виде в (30) и (31), поскольку этого достаточно для описания эффектов взаимодействия (изменения амплитуды первой волны под действием второй) и самовоздействия (изменения амплитуды волны в отсутствие второй на входе в среду). В дальнейшем метод будет применен нами для анализа эффективности процессов параметрического преобразования частоты внешнего терагерцового излучения и спонтанного параметрического рассеяния света. Метод возмущений не подходит для описания эффектов самофокусировки, параметрической генерации в режиме высокого усиления, при которых поправки к решению в нулевом приближении (30) велики.

Решая систему (22) методом возмущений, получим в первом приближении – выражение (30) – связь между E_s' на выходе и E_{i0} на входе (при $E_{s0} = 0$), а во втором приближении – выражение (31) – между E_s' на выходе и E_{s0} на входе. Линейную связь между напряженностями полей на входе и на выходе параметрического преобразователя удобно записать в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} E_s' \\ E_i' \end{pmatrix} = \mathbf{w} \begin{pmatrix} E_{s0} \\ E_{i0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} w_{ss} & w_{si} \\ w_{is} & w_{ii} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{s0} \\ E_{i0} \end{pmatrix}. \quad (32)$$

Введенную матрицу $\mathbf{w}$ будем называть матрицей параметрического преобразования. В работе [56] был получен явный вид элементов матрицы $\mathbf{w}$ для случая бесконечного в поперечном направлении слоя нелинейной среды. Элемент w_{12} ($w_{1 \leftarrow 2}$) описывает процесс преобразования входного излучения в канале «2» в выходное излучение в канале «1». Необходимые при расчете поля сигнальной волны на выходе из кристалла элементы матрицы $\mathbf{w}$ при нормальном падении излучения накачки и в отсутствие поглощения

сигнальных волн были впервые рассчитаны в работе [183] и имеют вид [56,А7,57] (θ – угол распространения волны внутри слоя, см. Рисунок 19(б,в)):

$$w_{ss} = e^{-\mu} \left(\operatorname{ch} \gamma + \eta \frac{\operatorname{sh} \gamma}{\gamma} \right), \quad w_{si} = -i\beta e^{-y/2} \frac{\operatorname{sh} \gamma}{\gamma}, \quad (33a)$$

$$\beta \equiv \frac{2\pi\omega_s\omega_i\chi_{\text{eff}}LE_p}{c^2\sqrt{k_{sz}k_{iz}n_p}} = \frac{4\pi^2\chi_{\text{eff}}LE_p\sqrt{f_i}}{\sqrt{c\lambda_sn_p n_s n_i \cos\theta_s \cos\theta_i}}, \quad (33б)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{16\pi^4\chi_{\text{eff}}^2 L^2 E_p^2 f_i}{c\lambda_sn_p n_s n_i \cos\theta_s \cos\theta_i} + \left(\frac{\alpha_i L}{4\cos\theta_i} + \frac{i\Delta}{2} \right)^2}, \quad (33в)$$

$$y = y_i = \frac{\alpha_i L}{2\cos\theta_i}, \quad \mu = \eta = \frac{y_i + i\Delta}{2}, \quad \gamma \equiv \sqrt{\beta^2 + \eta^2}. \quad (33г)$$

Как будет показано в дальнейшем, мощность сигнальной волны при терагерцово-оптическом преобразовании частоты пропорциональна $|w_{si}|^2$, а при СПР – $(|w_{ss}|^2 - 1)$. L – длина нелинейного кристалла, E_p – амплитуда поля накачки, α_i – коэффициент поглощения на частоте ω_i , $\Delta \equiv L\Delta k$ – безразмерная фазовая расстройка, получаемая из выражений (23,24,25) для волновых векторов умножением на длину L кристалла. Выражения приведены в Гауссовой системе единиц (СГС); перевод величины эффективной квадратичной восприимчивости из единиц СИ в единицы СГС осуществляется [184] по известной формуле:

$$[\chi_{\text{СГС}}^{(2)}] = [\chi_{\text{СИ}}^{(2)}] \cdot \frac{(c[\text{м/с}]/10^8[\text{м/с}]) \cdot 10^{+4}}{4\pi}. \quad (34)$$

При отстройке от точного синхронизма эффективности преобразования снижаются, что описывается множителем $\exp(-\mu)$. В зависимости от величины β , прямо пропорциональной мощности накачки E_p , можно выделить два важных с практической точки зрения режима параметрического преобразования. При $\beta \ll 1$ справедливо приближение малого усиления; в этом режиме $\gamma \ll 1$, а элементы матрицы параметрического преобразования зависят от β квадратичным образом. Результат ясен – для процессов $\omega_p \rightarrow (\omega_s + \omega_i)$ и $(\omega_p - \omega_i) \rightarrow \omega_s$ зависимость мощности сигнальной волны от мощности волны накачки линейна. При $\beta \gg 1$ говорят о режиме параметрической сверхлюминесценции, часто используемым в квантовой оптике для создания неклассических состояний света с большим числом фотонов в моде излучения [185].

На **втором этапе** описания работы параметрического преобразователя частоты (см. Рисунок 17(а)), будем рассчитывать средние значения операторов физических величин: интенсивностей полей, корреляционных функций и др. Полученный Д.Н. Клышко обобщенный закон Кирхгофа (ОЗК) [35] позволяет рассчитывать свойства полей на выходе параметрического преобразователя частоты в зависимости от свойств входных полей через матрицу $\mathbf{U}$ [параметрического] рассеяния. Рассмотрение справедливо и для случая поглощающих сред. При выводе ОЗК в качестве модели, описывающей вещество, используется гармонический осциллятор (например, область частот, в которой существенное влияние оказывает только одно фоновое колебание), а для учета взаимодействия с термостатом (тепловые флуктуации на частоте холостой волны) используется флуктуационно-диссипационная теорема. Вместо нахождения матрицы плотности применяется метод характеристических функций. Среди работ, посвященных квантово-механическому описанию параметрического преобразователя в неколлинеарном режиме и при наличии поглощения, следует отметить [58]. Отметим, что сигнальный и холостой фотоны различимы ввиду (существенной) разницы их частот. Рассмотрение начнем с квантования электромагнитного поля свободной волны и введения операторов рождения и уничтожения фотонов. Далее, в разделе 2.1 будет сформулирован обобщенный закон Кирхгофа, используемый в остальных Главах настоящей работы.

Квантование электромагнитного поля в свободном пространстве изложено в ряде классических работ [45,36]. Отметим основные результаты квантования поля, пользуясь изложенным в [35] подходом. Рассмотрим электромагнитное поле внутри произвольным образом выбранного параллелепипеда квантования L^3 . Внутри L^3 напряженность $\mathbf{E}$ электрического поля (для $\mathbf{H}$ – аналогично) можно представить в виде разложения по модам поля, которые описываются набором $\zeta \equiv \{\nu, \mathbf{k}\}$ из определенного направления волнового вектора $\mathbf{k}$ и поляризации ν :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = i \sum_{\zeta} c_{\zeta} \mathbf{e}_{\zeta} a_{\zeta} e^{+i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + \text{к.с.} , \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}) = i \sum_{\zeta} c_{\zeta} \mathbf{h}_{\zeta} a_{\zeta} e^{+i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + \text{к.с.} . \quad (35)$$

При заданных токах энергия электромагнитного поля в объеме L^3 в терминах канонических переменных p и q равна:

$$H(t) = \sum_{\zeta} \left(\frac{p_{\zeta}^2 + \omega_{\zeta}^2 q_{\zeta}^2}{2} - \sqrt{4\pi L^3} \left(q_{\zeta} j_{\zeta}' + \frac{p_{\zeta} j_{\zeta}''}{\omega_{\zeta}} \right) \right) . \quad (36)$$

При переходе к операторным соотношениям введем также операторы рождения $\hat{a}_{\zeta}^{\dagger}$ и уничтожения $\hat{a}_{\zeta}$ фотонов в моде ζ по правилу:

$$\hat{q}_\zeta \equiv \frac{\hat{a}_\zeta + \hat{a}_\zeta^\dagger}{2\omega_\zeta} \sqrt{2\hbar\omega_\zeta}, \quad \hat{p}_\zeta \equiv \frac{\hat{a}_\zeta - \hat{a}_\zeta^*}{2i} \sqrt{2\hbar\omega_\zeta}, \quad \hat{a}_\zeta \equiv \frac{\omega_\zeta \hat{q}_\zeta + i \hat{p}_\zeta}{\sqrt{2\hbar\omega_\zeta}}, \quad \hat{a}_\zeta^\dagger = \frac{\omega_\zeta \hat{q}_\zeta - i \hat{p}_\zeta}{\sqrt{2\hbar\omega_\zeta}}. \quad (37)$$

Коммутационные соотношения для этих операторов имеют вид:

$$[\hat{a}_\zeta, \hat{a}_{\zeta'}^\dagger] \equiv \hat{a}_\zeta \hat{a}_{\zeta'}^\dagger - \hat{a}_{\zeta'}^\dagger \hat{a}_\zeta = \delta_{\zeta\zeta'}, \quad [\hat{a}_\zeta^\dagger, \hat{a}_{\zeta'}^\dagger] = [\hat{a}_\zeta, \hat{a}_{\zeta'}] = 0. \quad (38)$$

Гамильтониан (36) принимает вид:

$$\hat{H}(t) = \sum_\zeta \left(\hbar\omega_\zeta \left(\hat{a}_\zeta^\dagger \hat{a}_\zeta + \frac{1}{2} \right) - \sqrt{\frac{2\pi\hbar L^3}{\omega_\zeta}} \left(\hat{a}_\zeta \hat{j}_\zeta^\dagger(t) + \hat{a}_\zeta^\dagger \hat{j}_\zeta(t) \right) \right), \quad (39)$$

а операторы напряженностей полей:

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = i \sum_\zeta c_\zeta \mathbf{e}_\zeta \hat{a}_\zeta e^{+i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + \text{э.с.}, \quad \hat{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) = i \sum_\zeta c_\zeta \mathbf{h}_\zeta \hat{a}_\zeta e^{+i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + \text{э.с.} \quad (40)$$

В спектральном анализе вместо реальной напряженности поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ зачастую вводят комплексную функцию $\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t)$, называемую аналитическим сигналом, или положительно частотной частью поля:

$$\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) \equiv \int_0^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad \text{где } \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{+i\omega t} dt. \quad (41)$$

Аналитический сигнал (41) по определению содержит в своем спектре только положительные частоты. Спектр комплексно сопряженной по отношению к нему функции $\mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \equiv (\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t))^*$ содержит только отрицательные частоты, а связь (реальной) напряженности поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ с введенными функциями дается выражением

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) = 2 \operatorname{Re}(\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t)). \quad (42)$$

Для операторов напряженности поля, вводимых в соответствии с (40), справедливы аналогичные (41) и (42) выражения, если под $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ понимать операторы, а вместо операции комплексного сопряжения использовать эрмитово. В этом случае оператор положительно частотной части поля $\mathbf{E}^{(+)}$ зависит только от операторов уничтожения $\hat{a}_\zeta$, а оператор отрицательно частотной части $\mathbf{E}^{(-)}$ – только от операторов рождения $\hat{a}_\zeta^\dagger$:

$$\mathbf{E}_\mathbf{k}^{(+)} \equiv i \sum_\nu c_\mathbf{k} \mathbf{e}_{\nu\mathbf{k}} \hat{a}_{\nu\mathbf{k}} = (\mathbf{E}_{-\mathbf{k}}^{(-)})^\dagger. \quad (43)$$

Наконец, напомним, что переход из « $\mathbf{k}$ - ω представления» в « $\mathbf{r}$ - t представление» осуществляется путем замены суммирования по модам на интегрирование по объему квантования:

$$\sum_\zeta (\dots) \rightarrow \frac{L^3}{8\pi^3} \int_{L^3} \sum_{\nu=1}^2 (\dots) d\mathbf{k}, \quad (44)$$

а выражение для оператора поля в $\mathbf{r}$ - t представлении имеет вид:

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = i \frac{L^3}{8\pi^3} \int_{L^3} e^{-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \sum_{\nu=1}^2 c_{\mathbf{k}} \mathbf{e}_{\zeta} \left(\hat{a}_{\nu}(\mathbf{k}, \omega) - \hat{a}_{\nu}^{\dagger}(-\mathbf{k}, -\omega) \right) d\mathbf{k} d\omega . \quad (45)$$

Перейдем к **описанию процессов параметрического преобразования** частоты. Как правило, при рассмотрении параметрического преобразователя ограничиваются случаем отсутствия поглощения на частотах и сигнальной (ω_s), и холостой (ω_i) волн. Это позволяет решать задачу о выходном поле параметрического преобразователя в формализме волновых функций. Гамильтониан взаимодействия в приближении заданной накачки имеет вид [36,186]:

$$\hat{H} = i\hbar\Gamma \int \chi^{(2)}(\mathbf{r}) E_p^{(+)}(\mathbf{r}, t) E_s^{(-)}(\mathbf{r}, t) E_i^{(-)}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} + \text{э.с.} . \quad (46)$$

Величина Γ характеризует эффективность параметрического взаимодействия, и линейно зависит от напряженности поля накачки. В приближении заданной накачки в изотропном кристалле для различных мод сигнальной и холостой волны (поскольку эти волны отличаются по частоте) интегрирование по пространству дает:

$$\hat{H} = i\hbar\Gamma \int F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i) \hat{a}_{\mathbf{k}_s}^{\dagger} \hat{a}_{\mathbf{k}_i}^{\dagger} d\mathbf{k}_s d\mathbf{k}_i + \text{э.с.} , \quad (47)$$

где $\mathbf{k}_s$ и $\mathbf{k}_i$ – волновые векторы сигнального и холостого фотонов, $F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i)$ – амплитуда бифотона, или двухфотонная амплитуда, явный вид которой может быть рассчитан [187] при определенных предположениях относительно параметров накачки и типа взаимодействия. При малом коэффициенте параметрического усиления Γ можно пользоваться результатами теории возмущений; в результате волновая функция выходного поля примет вид [187,188]:

$$|\Psi\rangle = |vac\rangle + \text{const} \cdot \iint \left(F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i) \hat{a}_{\mathbf{k}_s}^{\dagger} \hat{a}_{\mathbf{k}_i}^{\dagger} |vac\rangle \right) d\mathbf{k}_s d\mathbf{k}_i . \quad (48)$$

В случае высокого усиления мощным методом анализа является подход, основанный на разложении по модам Шмидта [48,189,185,47]. Путем нахождения разложения Шмидта становится возможной диагонализация гамильтониана (47) и факторизация двухфотонной амплитуды:

$$F(\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i) = \sum_{m,n} \sqrt{\lambda_{mn}} u_{mn}(\mathbf{k}_s) v_{mn}(\mathbf{k}_i) , \quad (49)$$

где λ_{mn} – собственные значения разложения Шмидта ($\sum_{m,n} \lambda_{mn} = 1$), u_{mn} и v_{mn} – собственные функции разложения Шмидта, также называемые модами Шмидта. В результате гамильтониан системы записывается в виде суммы по взаимно ортогональным модам:

$$\hat{H} = \Gamma \sum_n \sqrt{\lambda_n} \left(i\hbar \hat{A}_n^{\dagger} \hat{B}_n^{\dagger} + \text{э.с.} \right) . \quad (50)$$

При этом введенные операторы $\hat{A}_n^\dagger$ и $\hat{B}_n^\dagger$ коммутируют, $[\hat{A}_n^\dagger, \hat{B}_n^\dagger] = 0$. Явный вид зависимости операторов $\hat{A}_n^\dagger$ и $\hat{B}_n^\dagger$ от исходных операторов уничтожения $\hat{a}_{k_s}$ и $\hat{a}_{k_i}$ определяется из разложения Шмидта. Связь между входными и выходными операторами поля для системы с гамильтонианом вида (50) дается [189,47] гиперболическими функциями ($\hat{A}_{m,n}^{in}$ и $\hat{B}_{m,n}^{in}$ – операторы уничтожения фотонов в представлении Шмидта для исходного, вакуумного состояния поля, в моде Шмидта (m,n)):

$$\hat{A}_{m,n}^{out} = \hat{A}_{m,n}^{in} \cosh(G\sqrt{\lambda_{mn}}) + (\hat{B}_{m,n}^{in})^\dagger \sinh(G\sqrt{\lambda_{mn}}), \quad (51a)$$

$$\hat{A}_{m,n}^{out} = \hat{B}_{m,n}^{in} \cosh(G\sqrt{\lambda_{mn}}) + (\hat{A}_{m,n}^{in})^\dagger \sinh(G\sqrt{\lambda_{mn}}). \quad (51b)$$

Здесь был введен коэффициент G параметрического усиления:

$$G \equiv \int 2\Gamma dt. \quad (52)$$

Для описания корреляционных свойств полей по аналогии с классической теорией когерентности ([36], гл. 4,6,8) вводятся квантово-механические нормированные степени когерентности $g^{(n)}(\mathbf{r},t)$ ([45], стр. 96) n -го порядка. Нормированная корреляционная функция второго порядка имеет вид:

$$g^{(2)}(\mathbf{r},\tau) = \frac{\langle E^{(-)}(\mathbf{r},t) E^{(-)}(\mathbf{r},t+\tau) E^{(+)}(\mathbf{r},t+\tau) E^{(+)}(\mathbf{r},t) \rangle}{\langle E^{(-)}(\mathbf{r},t) E^{(+)}(\mathbf{r},t) \rangle \langle E^{(-)}(\mathbf{r},t+\tau) E^{(+)}(\mathbf{r},t+\tau) \rangle}. \quad (53)$$

Здесь использовано определение аналитического сигнала (41). В частности, для поля излучения, содержащего только одну моду, выражение (53) принимает вид:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle a^\dagger(t) a^\dagger(t+\tau) a(t+\tau) a(t) \rangle}{(\langle a^\dagger(t) a(t) \rangle)^2}. \quad (54)$$

Значение $g^{(2)}(0)$ для поля излучения лазера в режиме генерации (т.е. для когерентного состояния) равно $g_{\text{лаз}}^{(2)}(0) = 1$, а для равновесного теплового излучения $g_{\text{тепл}}^{(2)}(0) = 2$. При $g^{(2)}(0) > 2$ имеет место сверхгруппировка фотонов, при $g^{(2)}(0) < 1$ – антигруппировка фотонов.

Глава 2. Параметрическое преобразование и рассеяние света в сильно невырожденном по частоте режиме

Глава 2 посвящена теоретическому расчету интенсивности и корреляционных свойств оптико-терагерцовых полей, получаемых при параметрическом преобразовании и рассеянии света в сильно невырожденном по частоте режиме. Основным инструментом, используемым для расчетов, является обобщённый закон Кирхгофа, введённый Д.Н. Клышко [35] для описания квантовых эффектов, происходящих при рассеянии света на поляритонах. Идея подхода, а также изменения, связанные с наличием тепловых флуктуаций и необходимостью рассмотрения также и случая антистоксового рассеяния [56,57], обсуждается в первом разделе главы.

Далее, в разделе 2.2, метод Клышко впервые применяется для определения корреляционных характеристик оптических и терагерцовых полей, которые рождаются в процессе параметрического рассеяния света в среде с поглощением и тепловыми флуктуациями поля на холостых частотах. Расчеты удалось провести без каких-либо ограничений, накладываемых на величину коэффициента параметрического усиления волн в среде, но в одномодовом приближении. Пространственно-многомодовое преобразование, пока ограниченное режимом слабого усиления (СПР), рассматривается в третьей части главы (пп. 2.3-2.4). Здесь анализируются корреляционные функции первого порядка, которые определяют распределения спектральной плотности интенсивности сигнального излучения. Обнаружен и обсуждается специфический для терагерцового диапазона холостых частот эффект, связанный с большой угловой шириной (квази-) синхронных перестроечных кривых и приводящий к эффективному увеличению спектральной плотности мощности сигнального (оптического) излучения СПР по сравнению с сигнальным излучением, возникающим за счет преобразования внешних узконаправленных ТГц пучков. Обсуждается влияние этого эффекта на процедуру и точность абсолютного метода калибровки яркости излучения [61,37], основанного на использовании квантовых флуктуаций поля в качестве репера.

Основное внимание при расчете конкретных параметров экспериментальных схем уделяется сегнетоэлектрическому кристаллу ниобата лития. Как было показано ранее, данный кристалл является перспективным нелинейным материалом для задач оптико-терагерцового преобразования частоты благодаря высоким значениям нелинейной восприимчивости. Результаты, представленные в данной главе, опубликованы автором в

работах [А3,А5]. Оригинальными являются следующие результаты: а) полученные выражения корреляционной функции $g^{(2)}$ и коэффициента подавления шума (NRF) при различных параметрах преобразователя; б) полученные выражения для спектральной яркости N_s' сигнальной волны при процессах СПР и параметрического преобразования частоты; а также в) расчеты, проведенные на основании (а) и (б).

2.1 Расчет характеристик параметрического рассеяния в сильно невырожденном по частоте режиме с помощью обобщенного закона Кирхгофа

В данном разделе дается квантовое описание параметрического преобразователя и приводятся соотношения, связывающие числа фотонов в модах сигнального и холостого излучений на выходе и на его входе с использованием матрицы [параметрического] рассеяния $\mathbf{U}$, – обобщенный закон Кирхгофа (ОЗК).

Подход [35], применимый и при наличии поглощения на частотах холостой волны и основанный на использовании формализма характеристической функции, альтернативный по отношению к рассмотренному в п. 1.4, был предложен Д.Н. Клышко. В частности, в работе [35] установлена связь выходных корреляционных моментов поля ($\mathbf{N}_1', \mathbf{N}_2', \mathbf{K}'$) со входными ($\mathbf{N}_1, \mathbf{N}_2$) и определен явный вид характеристической функции поля при параметрическом рассеянии/преобразовании, что позволяет рассчитывать корреляционные моменты произвольного порядка. Рассматривается параметрический преобразователь, осуществляющий взаимодействие многомодового излучения накачки с сигнальным (“1”, “s”, число мод P) и холостым (“2”, “i”, число мод Q) излучением, на вход холостого канала которого подается многомодовое излучение с числом фотонов N_2 в моде. Штрихами будем отмечать величины, относящиеся к выходным каналам параметрического преобразователя. Введем обозначения ($\xi = “s”, “i”$; «T» обозначает транспонирование):

$$\hat{\mathbf{a}}_s \equiv \{\hat{a}_{s k_j}\} \equiv (\hat{a}_{s k_1} \quad \hat{a}_{s k_2} \quad \dots \quad \hat{a}_{s k_P}), \quad \hat{\mathbf{a}}_i \equiv \{\hat{a}_{i k_j}\} \equiv (\hat{a}_{i k_1} \quad \hat{a}_{i k_2} \quad \dots \quad \hat{a}_{i k_Q}), \quad (55a)$$

$$\hat{\mathbf{a}}_s^\dagger \equiv \{\hat{a}_{s k_j}^\dagger\} \equiv (\hat{a}_{s k_1}^\dagger \quad \hat{a}_{s k_2}^\dagger \quad \dots \quad \hat{a}_{s k_P}^\dagger)^T, \quad \hat{\mathbf{a}}_i^\dagger \equiv \{\hat{a}_{i k_j}^\dagger\} \equiv (\hat{a}_{i k_1}^\dagger \quad \hat{a}_{i k_2}^\dagger \quad \dots \quad \hat{a}_{i k_Q}^\dagger)^T, \quad (55б)$$

$$\mathbf{N}_\xi \equiv \langle \hat{\mathbf{a}}_\xi^\dagger \hat{\mathbf{a}}_\xi \rangle \equiv \left\langle \left\{ \hat{a}_{\xi k_m}^\dagger \hat{a}_{\xi k_n} \right\} \right\rangle, \quad (55в)$$

$$\mathbf{K} \equiv \langle \hat{\mathbf{a}}_i \hat{\mathbf{a}}_s \rangle^* \equiv \left\langle \left\{ \hat{a}_{i k_m} \hat{a}_{s k_n} \right\} \right\rangle. \quad (55г)$$

Под $\hat{a}_{k_q}^\dagger$ и $\hat{a}_{k_q}$ понимаются введенные выше операторы рождения и уничтожения фотонов в моде k_q для сигнального («s») и холостого («i») излучения. При многомодовом описании требуется введение столбцов $\hat{\mathbf{a}}$ операторов уничтожения и строк $\hat{\mathbf{a}}^\dagger$ операторов рождения

фотонов. В одномодовом случае рассмотрение упрощается, и векторы операторов заменяются на один оператор. Величина $\mathbf{N}_s$ представляет собой матрицу размерности $P \times P$ для сигнального излучения, на главной диагонали находятся средние значения операторов числа фотонов в моде сигнального излучения. Остальные элементы матрицы описывают корреляцию мод сигнального излучения. Корреляции мод сигнального и холостого излучения описываются матрицей $\mathbf{K}$, имеющей размерность $Q \times P$. Величина $N_{\xi\xi}$ представляет собой выраженную в единицах числа фотонов в моде излучения канала ξ спектральную плотность энергетической яркости B_ω – то есть отношение спектральной плотности мощности излучения, испускаемого с бесконечно малой площадки источника и распространяющегося в бесконечно малом телесном угле, к площади проекции этой площадки на плоскость, перпендикулярную направлению распространения, и величине телесного угла:

$$B_\omega = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta W}{\Delta t \Delta \omega \Delta S_\perp \Delta \Omega} . \quad (56)$$

Здесь Δt – время, $\Delta \omega$ – интервал частот, $\Delta S_\perp$ – проекция площадки, с которой осуществляется сбор излучения, на направление наблюдения, $\Delta \Omega$ – интервал телесных углов, W – полная энергия излучения в указанном интервале. Переход к стандартным фотометрическим единицам осуществляется по формуле [183,60]:

$$B_\omega = \frac{\hbar \omega_\xi^3}{8\pi^3 c^5} N_\xi . \quad (57)$$

В методе Д.Н. Клышко используется характеристический оператор вида:

$$\hat{\chi}(\boldsymbol{\mu}_s, \boldsymbol{\mu}_s^*, \boldsymbol{\mu}_i, \boldsymbol{\mu}_i^*) \equiv \exp(\boldsymbol{\mu}_s \hat{\mathbf{a}}_s^\dagger + \boldsymbol{\mu}_i \hat{\mathbf{a}}_i^\dagger - \boldsymbol{\mu}_s^* \hat{\mathbf{a}}_s - \boldsymbol{\mu}_i^* \hat{\mathbf{a}}_i) , \quad (58)$$

где $\boldsymbol{\mu}_s$ и $\boldsymbol{\mu}_i$ – столбцы из комплексных чисел размерностей $P \times 1$ и $Q \times 1$, соответственно. Символом «*» обозначено комплексное сопряжение, для многомодового случая – в сочетании с транспонированием. Введем характеристическую функцию как среднее значение характеристического оператора по исследуемому состоянию:

$$\chi \equiv \langle \hat{\chi}(\boldsymbol{\mu}_s, \boldsymbol{\mu}_s^*, \boldsymbol{\mu}_i, \boldsymbol{\mu}_i^*) \rangle . \quad (59)$$

Из определения характеристической функции и вида (58) характеристического оператора следует правило отыскания среднего значения любого оператора, представляющего собой нормально упорядоченную комбинацию операторов рождения и уничтожения. Для одномодового случая эта связь будет иметь вид:

$$\langle \hat{a}_s^{k\dagger} \hat{a}_i^{l\dagger} \hat{a}_i^m \hat{a}_s^n \rangle = (-1)^{m+n} \frac{\partial^{(k)}}{\partial \mu_s^k} \frac{\partial^{(l)}}{\partial \mu_i^l} \frac{\partial^{(m)}}{\partial \mu_i^{*m}} \frac{\partial^{(n)}}{\partial \mu_s^{*n}} \chi(\mu_s, \mu_s^*, \mu_i, \mu_i^*) \Big|_{\mu_s = \mu_s^* = \mu_i = \mu_i^* = 0} . \quad (60)$$

При описании поглощения на холостой частоте как рассеяния света на поляритонах термостат характеризуется температурой T . Соответствующее планковское распределение числа фотонов в моде излучения может быть записано в виде, схожем с (55):

$$\mathbf{N}_T \equiv \mathbf{I} \cdot N_T \equiv \{\delta_{k_m k_n} N_T\}, \quad N_T \equiv \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar \omega_i}{k_B T}\right) - 1}. \quad (61)$$

В терагерцовом диапазоне величины N_T велики (см. Рисунок 26(a)) – при комнатных температурах на частоте 1 ТГц $N_T \approx 6$. Как показано в [35, раздел 6.6], для первых моментов входного и выходного полей справедливы соотношения:

$$\begin{cases} \langle \hat{\mathbf{a}}_s' \rangle^* = \mathbf{U}_{11} \langle \hat{\mathbf{a}}_s \rangle^* + \mathbf{U}_{12} \langle \hat{\mathbf{a}}_i \rangle \\ \langle \hat{\mathbf{a}}_i' \rangle^* = \mathbf{U}_{21} \langle \hat{\mathbf{a}}_s \rangle + \mathbf{U}_{22} \langle \hat{\mathbf{a}}_i \rangle^* \end{cases}, \quad (62)$$

а решение кинетического уравнения для оператора (58) приводит в приближении заданной накачки к характеристической функции поля на выходе параметрического преобразователя:

$$\chi'(\mu_s, \mu_s^*, \mu_i, \mu_i^*) = \exp\left(-\mu_s N_s' \mu_s^* - \mu_i N_i' \mu_i^* + \mu_s K' \mu_i + \mu_s^* K'^* \mu_i^*\right). \quad (63)$$

При этом связь выходных корреляционных моментов поля ($\mathbf{N}_1'$, $\mathbf{N}_2'$, $\mathbf{K}'$) со входными ($\mathbf{N}_1$, $\mathbf{N}_2$) описывается *обобщенным законом Кирхгофа*:

$$\begin{aligned} \mathbf{N}_s' &= \mathbf{U}_{ss} (\mathbf{N}_s + \mathbf{N}_T + \mathbf{I}) \mathbf{U}_{ss}^\dagger + \mathbf{U}_{si} (\tilde{\mathbf{N}}_i - \mathbf{N}_T) \mathbf{U}_{si}^\dagger - \mathbf{N}_T - \mathbf{I}, \\ \mathbf{N}_i' &= \mathbf{U}_{is} (\tilde{\mathbf{N}}_s + \mathbf{N}_T + \mathbf{I}) \mathbf{U}_{is}^\dagger + \mathbf{U}_{ii} (\mathbf{N}_i - \mathbf{N}_T) \mathbf{U}_{ii}^\dagger + \mathbf{N}_T, \\ \mathbf{K}' &= \mathbf{U}_{is} (\tilde{\mathbf{N}}_s + \mathbf{N}_T + \mathbf{I}) \mathbf{U}_{ss}^\dagger + \mathbf{U}_{ii} (\mathbf{N}_i - \mathbf{N}_T) \mathbf{U}_{si}^\dagger. \end{aligned} \quad (64)$$

Или, в одномодовом случае,

$$\begin{aligned} N_s' &= N_s + \left(|U_{ss}|^2 - 1\right)(N_s + N_T + 1) + |U_{si}|^2 (N_i - N_T), \\ N_i' &= N_T + |U_{is}|^2 (N_s + N_T + 1) + |U_{ii}|^2 (N_i - N_T), \\ K' &= U_{ss}^* U_{is} (N_s + N_T + 1) + U_{ii}^* U_{si} (N_i - N_T). \end{aligned} \quad (65)$$

Соотношения (62) определяют матрицу рассеяния $\mathbf{U}$ размерностью $(P+Q) \times (P+Q)$, представляющую собой составную матрицу вида

$$\mathbf{U} \equiv \begin{Bmatrix} \mathbf{U}_{ss} & \mathbf{U}_{si} \\ \mathbf{U}_{is} & \mathbf{U}_{ii} \end{Bmatrix}. \quad (66)$$

Элемент матрицы рассеяния $\mathbf{U}_{\zeta\eta} \equiv \{U_{\zeta\eta}\} k_\zeta k_\eta$ описывают преобразование излучения во входных модах (правый индекс, k_η) в канале η в излучение в выходных модах (левый

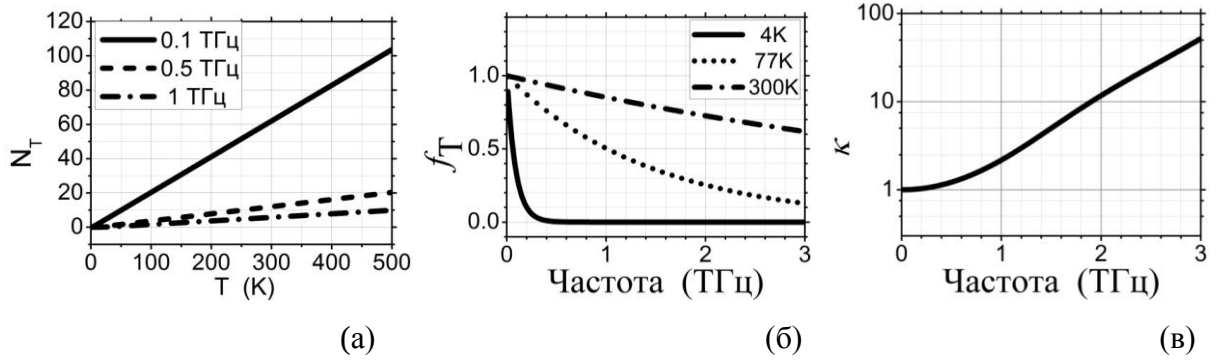


Рисунок 26. Характерный вид зависимостей величин (а) N_T , (б) κ и (в) f_T от параметров параметрического преобразователя.

индекс, k_ξ) в канале ξ , и имеют размерности: $U_{ss} - P \times P$; $U_{si} - P \times Q$; $U_{is} - Q \times P$; $U_{ii} - Q \times Q$. Выражения (62) с учетом правил квантования, введенных в разделе 1.4, позволяют связать элементы матрицы рассеяния U с элементами матрицы параметрического рассеяния w ((32),(33)):

$$U_{k_\xi k_\eta} \equiv \frac{E_\xi^{OUT}}{E_\eta^{IN*}} \sqrt{\frac{\omega_\eta n_\xi \cos \theta_\xi}{\omega_\xi n_\eta \cos \theta_\eta}} = w_{\xi\eta} \sqrt{\frac{\omega_\eta n_\xi \cos \theta_\xi}{\omega_\xi n_\eta \cos \theta_\eta}}. \quad (67)$$

Элементы матрицы w рассчитываются в рамках классического подхода – макроскопической нелинейной оптики – и могут быть выражены через параметры параметрического преобразователя – длину нелинейной среды, величину эффективной нелинейной восприимчивости, частоты взаимодействующих волн, амплитуду поля накачки, поглощение на частоте холостой волны.

Отметим следующие особенности обобщенного закона Кирхгофа на примере его скалярной формулировки (65). 1) В равновесном случае без внешнего источника излучения на частоте ω_i холостой волны, а также в отсутствие сигнального излучения на входе параметрического преобразователя наблюдается сигнал (спонтанного) параметрического рассеяния света. Множитель $g^{PDC} \equiv (|U_{ss}|^2 - 1)$ определяет **эффективность параметрического преобразования**. Эта величина монотонно увеличивается с увеличением мощности оптической накачки, при этом $g^{PDC} \geq 0$. Для непрерывных лазеров справедливо сильное неравенство $g^{PDC} \ll 1$, причем величины g^{PDC} составляют $\sim 10^{-7}$ и меньше. Величины $g^{PDC} \sim 1$ и выше достижимы при использовании импульсных лазеров. 2) Вклад в сигнал ПР вносят как нулевые флуктуации электромагнитного вакуума (слагаемое «1»), так и тепловые («планковские») флуктуации – слагаемое $N_T \equiv (\exp(\hbar\omega_i/k_B T) - 1)^{-1}$, величина которого составляет в интересующем нас диапазоне $\sim 0,1 \dots 10$ при комнатных температурах. 3) Эффективность процесса преобразования внешнего излучения в холостом канале определяется коэффициентом $|U_{si}|^2$. В отсутствие поглощения эффективности g^{PDC} параметрического рассеяния и $|U_{si}|^2$

генерации комбинационных частот совпадают. При наличии поглощения связь между ними усложняется [57,60]:

$$\left(|U_{ss}|^2 - 1\right) \equiv g^{PDC} = \kappa |U_{si}|^2. \quad (68)$$

Здесь вводится коэффициент потерь κ , зависящий от свойств среды, в которой осуществляется преобразование, и от типа процесса преобразования. В простейшем случае коллинеарного взаимодействия величина κ равна

$$\kappa = \frac{2}{1 - R_i} \frac{e^{-\alpha_i L/2} - 1 + \alpha_i L/2}{\left(1 - e^{-\alpha_i L/2}\right)^2}. \quad (69)$$

Здесь учтены «френелевские» потери на отражение холостого излучения на входной грани кристалла (R_i – коэффициент отражения), α_i – коэффициент поглощения (по мощности) холостой волны, L – длина кристалла. Величина κ увеличивается от 1 (без поглощения) до характерных значений $\sim 10..100$ (например, Рисунок 27). Отметим, что величина κ рассчитывается через элементы матрицы рассеяния $\mathbf{U}$, вычисляемые в формализме классической макроскопической нелинейной оптики методом возмущений.

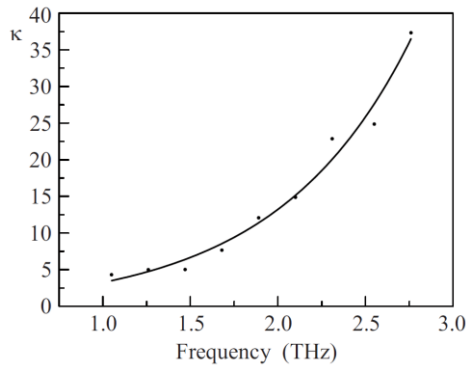


Рисунок 27. Зависимость коэффициента потерь κ от частоты холостой волны для 1-мм кристалла ниобата лития, легированного магнием, для необыкновенно поляризованной волны [60].

2.2 Корреляционные функции второго порядка при параметрическом рассеянии в одномодовом приближении

Корреляционные свойства полей, создаваемых в результате параметрического рассеяния как в режиме малого усиления (бифотонные пары, [45,36]), так и в режиме высокого усиления («пучки-близнецы», [38,39,40]), детально описаны аналитически и исследованы экспериментально в оптическом диапазоне. Характерной особенностью, отличающей терагерцовый диапазон частот от оптического, является малая энергия кванта ($\hbar\Omega \sim 1$ мэВ, $k_B T \sim 50$ K), что приводит к необходимости учета равновесного теплового излучения, а также существенное поглощение в нелинейных кристаллах за счет близости фоновых колебаний. Требуется определить, при каких параметрах экспериментальных установок становится возможным наблюдение неклассических свойств оптико-терагерцовых состояний поля.

Рассмотрим бесконечный тонкий слой нелинейной ($\chi^{(2)} \neq 0$) среды (см. Рисунок 17, на Рисунке 17(б) используется вариант заведения ТИ через переднюю грань нелинейного кристалла с помощью параболического зеркала), накачиваемый монохроматическим непрерывным излучением с частотой ω_0 , лежащей в оптическом диапазоне. В данном разделе будем считать, что излучение накачки падает перпендикулярно слою вещества и представляет собой плоскую волну: $E(\mathbf{r}, t) = E_0 \exp(-i\omega_0 t + ik_0 z)$, $k_0 = \omega_0 n_0 / c$, n_0 – показатель преломления рассматриваемой среды на частоте ω_0 . Откажемся от подробного анализа эффектов, связанных с поляризацией взаимодействующих волн, по двум причинам: во-первых, они имеют второстепенное значение при анализе корреляционных свойств, а, во-вторых, их учет существенным образом усложняет рассмотрение. Отметим, что данное приближение может не приводить к ограничению общности получаемых результатов – так, например, в нелинейно-оптических кристаллах ниобата лития (LiNbO_3) в наиболее часто используемой в терагерцовой технике геометрии взаимодействия – *eee* (все волны являются необыкновенно поляризованными) – поляризации всех волн одинаковы и не зависят от направления их распространения. Поэтому здесь и далее рассматривать «поляризационные» зависимости не будем, а под $\chi^{(2)}$ будем, как и ранее (см. выражение (27)), понимать эффективную величину квадратичной восприимчивости среды, равную в случае монокристалла скалярному произведению орта поляризации одной из взаимодействующих волн со сверткой тензора $\chi^{(2)}$ с ортами поляризации двух других волн, участвующих во взаимодействии:

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)} \equiv (\vec{e}_1 \cdot \hat{\chi}^{(2)} : \vec{e}_2 \vec{e}_3) . \quad (27)$$

Для расчета корреляционных свойств в присутствии поглощения и тепловых флуктуаций воспользуемся методом характеристических функций, описанном

Д.Н. Клышко [35]. Для упрощения рассуждений будем в данном разделе пользоваться одномодовым приближением, считая, что излучение накачки, сигнальное и холостое излучение могут быть охарактеризованы единственной пространственной и частотной модой каждое. Для характеристического оператора, выбираемого в виде

$$\hat{\chi}(\mu_s, \mu_i) = \hat{\chi}^\dagger(-\mu_s, -\mu_i) = \exp\left[+\mu_s \hat{a}_s^\dagger + \mu_i \hat{a}_i^\dagger\right] \cdot \exp\left[-\mu_s^* \hat{a}_s - \mu_i^* \hat{a}_i\right], \quad (70)$$

характеристическая функция полей на выходе параметрического преобразователя в отсутствие корреляций между излучением входных мод преобразователя равна [35]:

$$\chi^{BbIX}(\mu_s, \mu_i) \equiv \langle \hat{\chi}^{BbIX}(\mu_s, \mu_i) \rangle = \exp\left(-\mu_s N'_s \mu_s^* - \mu_i N'_i \mu_i^* + \mu_s K' \mu_i + \mu_s^* K'^* \mu_i^*\right). \quad (71)$$

Явное выражение для среднего значения произвольного нормально-упорядоченного оператора, содержащего операторы a_j и $a_j^\dagger$, получается из (71) путем дифференцирования в соответствии с правилом вычисления моментов (60). При этом средние значения N'_s , N'_i и K' операторов числа фотонов на выходе преобразователя рассчитываются с помощью обобщённого закона Кирхгофа ((65), раздел 2.1).

В квантовой оптике при описании корреляционных свойств полей, создаваемых при параметрическом рассеянии (ПР), используются две “базовые” меры неклассичности состояния, в зависимости от режима ПР – малого или большого усиления. Это (нормированная) корреляционная функция 2-го порядка $g^{(2)}$ [45] и коэффициент подавления шума NRF (англ. *noise reduction factor*) [47,40,46], соответственно. Явное выражение для их значений получим, пользуясь правилом (60) вычисления средних, в том числе при вычислении средних значений от квадрата оператора числа фотонов ($\langle N_1^2 \rangle$):

$$g^{(2)} \equiv \frac{\langle \hat{a}_s'^\dagger \hat{a}_i'^\dagger \hat{a}_i' \hat{a}_s' \rangle}{\langle \hat{a}_s'^\dagger \hat{a}_s' \rangle \langle \hat{a}_i'^\dagger \hat{a}_i' \rangle} = 1 + \frac{|K'|^2}{N'_s N'_i}, \quad (72)$$

$$NRF \equiv \frac{Var(\hat{a}_s'^\dagger \hat{a}_s' - \hat{a}_i'^\dagger \hat{a}_i')}{\langle \hat{a}_s'^\dagger \hat{a}_s' + \hat{a}_i'^\dagger \hat{a}_i' \rangle} = 1 + \frac{(N'_s)^2 + (N'_i)^2 - 2|K'|^2}{N'_s + N'_i}, \quad (73)$$

что с учетом связи входных и выходных моментов полей, задаваемой обобщенным законом Кирхгофа (65), приводит к выражениям:

$$g^{(2)} = 1 + \frac{|U_{ss} U_{si}|^2}{(|U_{ss}|^2 - 1) \left(\frac{N_T}{N_T + 1} + |U_{si}|^2 \right)} = 2 + \frac{1 - \kappa f_T}{g^{PDC} + \kappa f_T}, \quad (74)$$

а для коэффициента подавления шума:

$$\begin{aligned}
NRF &= 1 + (N_T + 1) \frac{\left(|U_{ss}|^2 - 1\right)^2 + \left(\frac{N_T}{N_T + 1} + |U_{is}|^2\right)^2 - 2|U_{is}U_{ss}|^2}{\left(|U_{ss}|^2 - 1\right) + \frac{N_T}{N_T + 1} + |U_{is}|^2} = \\
&= 1 + (N_T + 1) \frac{\left(g^{PDC}\right)^2 \left(1 - \frac{1}{\kappa}\right)^2 + f_T^2 - 2g^{PDC} \frac{(1 - f_T)}{\kappa}}{g^{PDC} \left(1 + \frac{1}{\kappa}\right) + f_T} . \quad (75)
\end{aligned}$$

Как и в разделе 2.1, g^{PDC} – эффективность параметрического преобразования:

$$g^{PDC} \equiv |U_{ss}|^2 - 1 , \quad (76)$$

а N_T – число тепловых фотонов в моде излучения на частоте холостой волны:

$$N_T \equiv \frac{1}{\exp(\hbar\Omega_i / k_B T) - 1} . \quad (77)$$

С увеличением мощности накачки g^{PDC} неограниченно возрастает; при нулевой эффективности (без накачки либо в линейной среде) $g^{PDC} = 0$. В случае параметрического рассеяния в непоглощающей среде и на высоких ($N_T \rightarrow 0$) частотах, g^{PDC} равен числу фотонов в моде сигнального излучения на выходе преобразователя при отсутствии полей на входе в него (например, выражение (14) в работе [190]):

$$I = g^{PDC} \sim \sinh^2(G) , \quad (78)$$

где G – коэффициент параметрического усиления, пропорциональный первой степени напряженности поля накачки, см. также (52), (50). В (74) и (75) использованы обозначения (см. также Рисунок 26): $f_T \equiv N_T / (N_T + 1)$, $\kappa \equiv g^{PDC} / |U_{is}|^2$ – коэффициент потерь. Параметр f_T принимает значения в пределах от 0 до 1, уменьшается с уменьшением температуры и/или с увеличением частоты холостой волны и отражает факт наличия тепловых флуктуаций, заполняющих входной канал холостого излучения параметрического преобразователя. Параметр κ связан с наличием поглощения на частотах холостой волны и может быть вычислен на основании данных о поглощении среды, как показано в разделе 2.1 ((68),(69)). Для нелинейно-оптических кристаллов его величина неограниченно возрастает с увеличением поглощения, что имеет место при увеличении как температуры, так и частоты холостой волны; это связано с наличием низкочастотных фононных резонансов в используемой нелинейной среде ($f_{фон} \sim 5 \dots 10$ ТГц). Нулевому поглощению соответствует $\kappa = 1$. Переход к традиционно рассматриваемому в квантовой оптике случаю пренебрежимо малого поглощения и отсутствия тепловых фотонов на входе параметрического преобразователя в холостом канале достигается предельным переходом:

$$f_T \rightarrow 0, \kappa \rightarrow 1. \quad (79)$$

Анализ полученных выражений начнем с определения области, в которой возможно наблюдение неклассичности (см. также раздел 2.1) по уровню

$$g^{(2)} > 2 \text{ или } NRF < 1. \quad (80)$$

Эти выражения справедливы в случае одномодового излучения. Легко видеть, что необходимым условием выполнения обоих неравенств (80) является условие

$$\kappa f_T < 1. \quad (81)$$

Переходя в (81) от κ к значениям температуры преобразователя с использованием данных о дисперсии коэффициента поглощения, можно определить наибольшую температуру преобразователя, при которой еще возможно наблюдение неклассических свойств оптико-терагерцовых полей. Для ниобата лития область выполнения данного условия показана на Рисунке 28. Отметим также, что в низкочастотной («гигагерцовой», $f < 0,2$ ТГц) области начинают проявляться эффекты, связанные с многомодовым характером преобразования, которые будут рассмотрены в разделах 2.3 и 2.4 данной Главы.

Характерный вид зависимости параметров неклассичности $g^{(2)}$, NRF от безразмерных параметров параметрического преобразователя (g^{PDC} , κ , f_T) показан на Рисунках 29, 30. При измерении совпадений в интерферометре Брауна–Твисса [191] (измеряемым параметром является $g^{(2)}$) увеличение эффективности ПП (g^{PDC}) нежелательно, поскольку оно приводит к приближению величины $g^{(2)}$ к 2, что соответствует значению $g^{(2)}$ для поля с тепловой статистикой. При измерениях по данной схеме выбор g^{PDC} определяется, в первую очередь, шумовыми характеристиками системы, поскольку уменьшение g^{PDC} приводит к снижению скорости счета совпадений. Неклассическое поведение может быть зарегистрировано при выполнении условия (81), которое в данном случае является

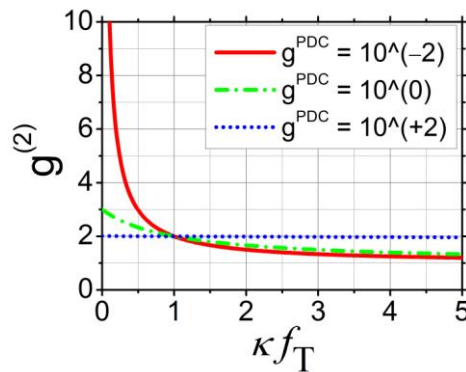


Рисунок 29. Характерный вид зависимости нормированной корреляционной функции $g^{(2)}(0)$ от безразмерных параметров параметрического преобразователя. Значения эффективности параметрического преобразования g^{PDC} даны на вставке. При большом поглощении или при высоких температурах ($\kappa f_T \rightarrow \infty$) $g^{(2)} \rightarrow 1$, а при высокой эффективности преобразования ($g^{PDC} \rightarrow \infty$) $g^{(2)} \rightarrow 2$.

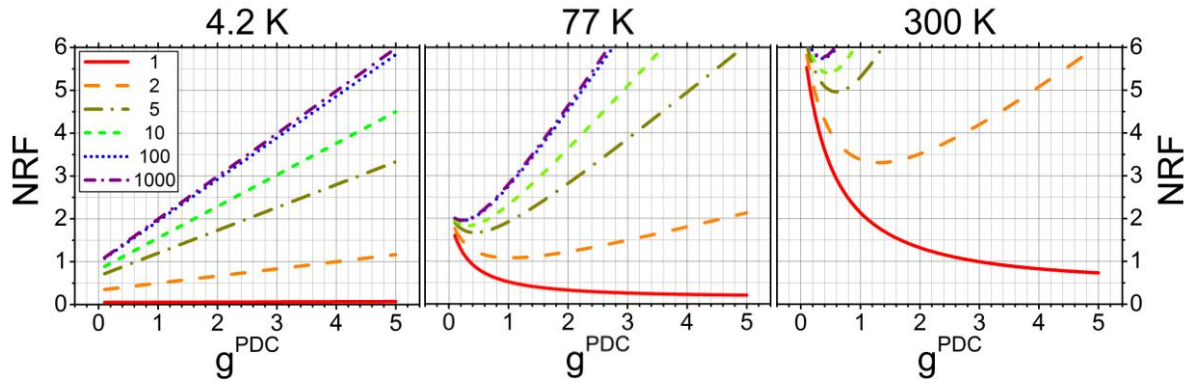


Рисунок 30. Характерный вид зависимости коэффициента подавления шума NRF от безразмерных параметров параметрического преобразователя при разных температурах. Критерием неклассичности является выполнение неравенства $NRF < 1$. При каждой фиксированной температуре существует граничное значение коэффициента κ , при котором еще оказывается возможным снизить величину NRF путем увеличения эффективности преобразования (g^{PDC}). Значения κ показаны на вставке.

достаточным. Отметим, что тепловые (f_T) эффекты и эффекты, связанные с поглощением (κ), учитываются «симметричным образом», так как обе величины (f_T и κ) входят в выражение (74) в виде произведения. Предельный переход (79) дает стандартное для квантовой оптики выражение для одномодовых преобразователей: $g_0^{(2)} = 2 + 1/g^{PDC}$.

В схеме регистрации дисперсии разностного фототока (регистрируемый параметр – коэффициент подавления шума, NRF) влияние поглощения и тепловых флуктуаций также негативное, и приводит к увеличению значений NRF . При малых температурах ($f_T \rightarrow 0$) величина NRF при малом усилении (g^{PDC}) принимает значения от 0 (в отсутствие потерь) до 1 (при существенных потерях), и растет с увеличением g^{PDC} . При увеличении температуры «начальное» (при малом g^{PDC}) значение увеличивается на величину N_T , при этом зависимость от величины потерь ослабевает – начальные точки кривых на Рисунке 30(б,в) практически совпадают и имеют значение ординаты $N_T + 1$. При этом зависимость NRF от g^{PDC} становится немонотонной. Основной тенденцией является увеличение NRF с увеличением g^{PDC} за счет наличия потерь в холостом канале, в результате чего теряется корреляционная связь между холостым и (непоглощающимся) сигнальным излучением. В то же время, при ненулевых температурах увеличение g^{PDC} приводит к увеличению интенсивности генерируемого неклассического состояния поля в холостом канале по сравнению с «шумами» термостата на холостых, имеющими тепловую статистику; это приводит к уменьшению величины NRF . Баланс между данными тенденциями проявляется в поведении кривых на Рисунке 30: при $T = 77$ К (все кривые за исключением случая $\kappa = 1$) и при $T = 300$ К. Отметим также, что при любой заданной температуре существует предельное значение коэффициента потерь κ , при

котором еще оказывается возможным снизить величину NRF путем увеличения эффективности преобразования.

Для перехода от безразмерного параметра κ к значениям температуры преобразователя достаточно воспользоваться данными о дисперсии коэффициента поглощения на частоте холостой волны [166,167,92,171]. Для того, чтобы отделить «температурный» вклад в корреляционные свойства полей от вклада, связанного с потерями, при расчете не учитывалось уменьшение коэффициента поглощения с температурой. Зависимость величины эффективности параметрического преобразования g^{PDC} от параметров конкретного преобразователя частоты носит более сложный характер. Для расчета g^{PDC} воспользуемся соотношением (76) и выразим коэффициент U_{11} через параметры преобразователя (см. (67),(33) и раздел 2.1). Подразумевается, что условие фазового синхронизма выполнено, – в расчетах величина волновой расстройки принята равной нулю. Анализ будем проводить для двух групп установок: с непрерывной накачкой и с импульсной накачкой. При использовании слишком коротких импульсов накачки нарушается требование монохроматичности излучения накачки: для регистрации сдвигов в терагерцовом диапазоне длительность импульса накачки не должна превышать $\tau_{MAX} \gg (1/\Delta f) \sim (1/1 \text{ ТГц}) \sim 1 \text{ пс}$. Поэтому лазеры ультракоротких импульсов, в том числе титан-сапфировый лазер, исключены из рассмотрения. Эффекты временного пересечения импульсов не рассматриваются. Для обеих групп рассмотрим как характерный по свойствам, так и наилучший из доступных источники накачки. Также при рассмотрении импульсных источников следует учитывать, что времена регистрации сигналов увеличиваются с увеличением скважности импульсов в соответствующее число раз $(1/(\tau_{имп} f_{повт}))$. Параметры модельных установок (**A-G**) представлены в Таблице 1. Наборы параметров (**A**) и (**B**) соответствуют использованным в работе источникам накачки (аргоновый лазер, 514,5 нм, и диодная лазерная система, 795 нм), наборы (**B**) и (**G**) соответствуют передовым источникам, доступным в данной области. Источник (**G**) имеет параметры, близкие к использованному в работе [31] источнику накачки на базе Nd:YAG-лазера. Вычисленные значения коэффициента потерь κ , а также эффективности параметрического преобразования g^{PDC} показаны в Таблице 1 и на Рисунках 31 и 32. Как показано на Рисунке 31(в,г), величина g^{PDC} изменяется с частотой в пределах одного-полутора порядков, что является соизмеримым с изменениями за счет вариации длины кристалла в пределах порядка величины (от 1 мм до 20 мм). Форма кривой определяется балансом между увеличением эффективности нелинейно-оптического параметрического преобразования при увеличении частоты холостой волны и соответствующем увеличении разности частот накачки и сигнальной волны, с одной стороны, и уменьшением

Таблица 1. Параметры модельных экспериментальных установок, реализующих генерацию оптико-терагерцовых состояний поля методом однопроходного параметрического рассеяния, и достигаемые значения эффективности параметрического преобразования g^{PDC} в кристалле ниобата лития. (**A**) аргоновый лазер непрерывного действия; (**B**) мощный источник непрерывного излучения на основе рамановского лазера с удвоителем частоты; (**B**) стандартный твердотельный лазер с модуляцией добротности, с импульсами наносекундной длительности; (**Г**) один из более совершенных коммерчески доступных аналогов источника «В». Источники (A) и (B) использовались в настоящей работе. Для импульсных лазеров (B,Г) указана импульсная мощность накачки P_0 . Расчеты коэффициента параметрического преобразования g^{PDC} приведены для кристаллов ниобата лития при диаметре пучка накачки 1 мм.

обозначение экспериментальной установки:	A	B	B	Г	Длина кристалла, L (мм)
длительность импульса, $\tau_{\text{имп}}$ (с)	—	—	$10 \cdot 10^{-9}$	$100 \cdot 10^{-12}$	
частота следования импульсов, $f_{\text{повт}}$ (кГц)	—	—	7	1	
скважность, $1/(\tau_{\text{имп}} f_{\text{повт}})$	—	—	$1,4 \cdot 10^{+4}$	10^{+7}	
(мгновенная) мощность накачки, P_0 (Вт)	0.3	10	10^{+4}	10^{+8}	
длина волны излучения накачки, λ_0 (мкм)	0,5145	0,56	1,05	1,064	
эффективность параметрического преобразования g^{PDC} (на частоте 1 ТГц)	$1,8 \cdot 10^{-10}$	$6 \cdot 10^{-9}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$	0,032	1
	$2,5 \cdot 10^{-9}$	$8 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-5}$	0,52	5
	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	7,8	20
Коэффициент потерь κ (на частоте 1 ТГц)	1,5				1
	4,5				5
	22				20

эффективности за счет увеличения поглощения с увеличением частоты терагерцовой волны. Результат сохраняется и при существенной (в пределах от $<10^{-3}$ Вт до 10^8 Вт) вариации мощности накачки. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать промежуточный случай $f = 1$ ТГц не слишком большого поглощения ($\alpha_{THz\ eee} \sim 10 \text{ см}^{-1}$), при котором можно пренебречь наличием многих пространственных мод, участвующих во взаимодействии, за счет уменьшения ширины синхронизма.

На основании полученных значений g^{PDC} и κ были в соответствии с ((74),(75)) определены значения корреляционной функции 2-го порядка ($g^{(2)}$) (Рисунок 33) и коэффициента подавления шума (NRF) (Рисунок 38). Вплоть до высоких $g^{PDC} \sim 10$ (установка «Г») значение $g^{(2)}$ определяется поглощением на холостых частотах и количеством тепловых фотонов во входном холостом канале. В широком диапазоне значений g^{PDC} (от $\sim 10^{-9}$ до $\sim 10^1$) величина $g^{(2)}$ уменьшается как с увеличением длины кристалла или эффективности преобразования, так и с увеличением его температуры (в случае малых потерь $g^{(2)} \rightarrow 2$, так же, как и для теплового излучения). Оптимальная мощность оптической накачки определяется уровнем шумов регистрирующей системы. При использовании высоких мощностей накачки значение $g^{(2)}$ слабо отличается от 2, что затрудняет регистрацию неклассических свойств. Зависимость $g^{(2)}$ от частоты холостой волны носит характер плавного роста за счет уменьшения числа N_T тепловых фотонов с ростом частоты f_{THz} (Рисунок 26(а)). При этом в диапазоне g^{PDC} от $\sim 10^{-9}$ до $\sim 10^1$ форма частотных зависимостей крайне слабо зависит от величины g^{PDC} . При использовании достаточно длинных ($L \sim 5$ мм) кристаллов для обеспечения высокой интенсивности ТГц сигнала наблюдение неклассических свойств полей на выходе параметрического преобразователя на уровне $g^{(2)} > 4$ возможно при температурах ниже 20 К.

В случае измерения коэффициента подавления шума (NRF) увеличение эффективности преобразовании увеличивает диапазон температур, в пределах которого достигается минимально возможное значение NRF_{MIN} . Это значение определяется исключительно величиной поглощения на частоте холостой волны – на Рисунках 34(б,в) изменению поглощения соответствует изменение длины кристалла. Как уже отмечалось выше, при высоких потерях в холостом канале увеличение эффективности преобразования нежелательно. Так (Рисунок 34(а)), из-за значительного поглощения на ТГц частотах

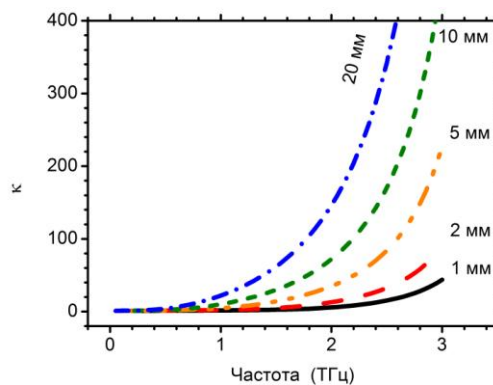


Рисунок 31. Рассчитанные на основании ОЗК значения коэффициента потерь κ для кристалла ниобата лития при комнатной температуре. Длина кристалла указана рядом с кривыми. Радиус пучка накачки 1 мм, длина волны 514,5 нм.

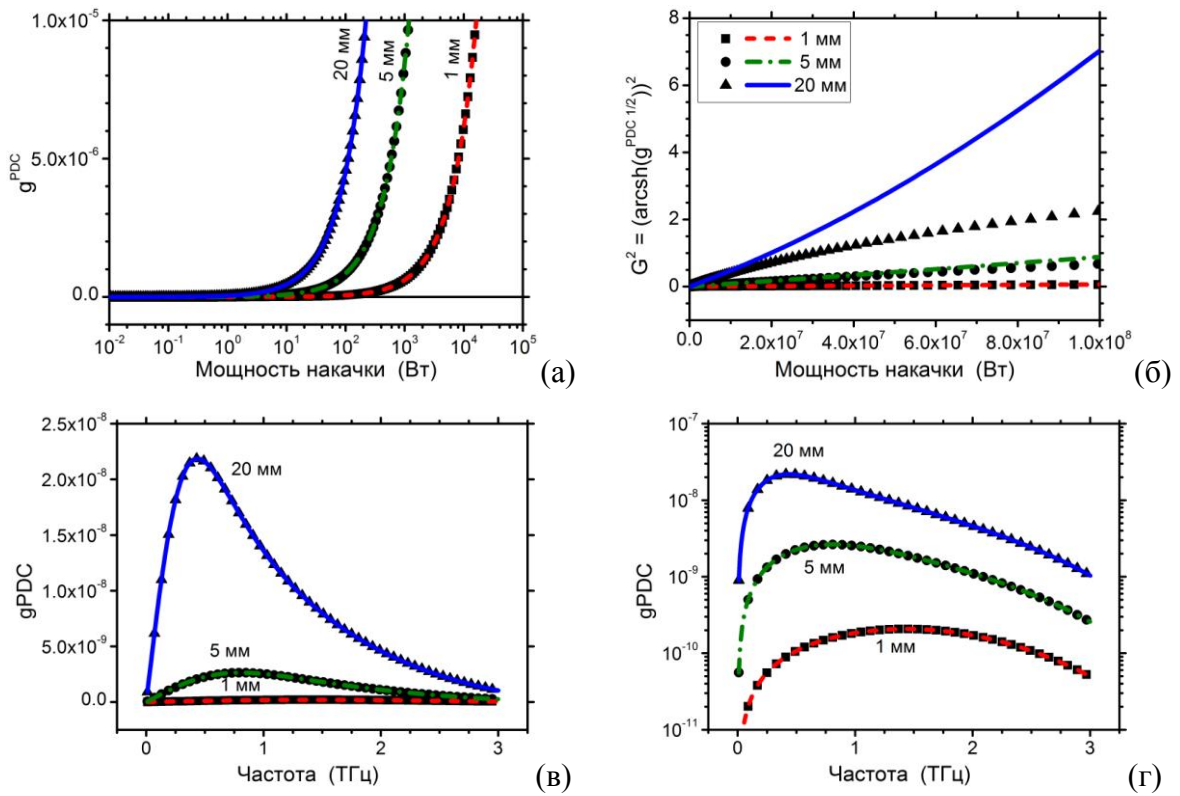


Рисунок 32. Рассчитанные на основании ОЗК значения эффективности параметрического преобразования g^{PDC} для кристалла ниобата лития при комнатной температуре. Длина кристалла указана рядом с кривыми. Радиус пучка накачки 1 мм, длина волны 514,5 нм. (а,б): Зависимость от мощности при частоте холостой волны 1 ТГц. (в,г) Зависимость от частоты холостой волны при мощность накачки 0,3 Вт. Черными фигурами показан расчет в приближении малого усиления ($\beta \ll 1$).

увеличение коэффициента усиления ($g^{PDC} \sim 10^{-9} \rightarrow \sim 10^{-4}$) при переходе от установки «А» к установке «В» приводит к нежелательному увеличению величины NRF на высоких частотах. Даже мощные («Г», [31]) лазеры накачки не обеспечивают достаточных коэффициентов усиления при фокусировке ~ 1 мм; при более жесткой фокусировке текущее рассмотрение неприменимо, поскольку требуется учитывать многомодовый характер параметрического преобразования. Регистрация значений $NRF < 0,8$ возможна только при крайне низких ($T \sim 4$ К) температурах преобразователя.

На основании представленных результатов можно заключить, что ключевую роль при измерении параметров неклассичности оптико-терагерцовых состояний электромагнитного поля играет температура системы. При измерении корреляционной функции второго порядка ($g^{(2)}$) или коэффициента подавления шума (NRF) необходимы температуры < 20 К. Следующим по степени значимости фактором является поглощение системы на частотах холостой волны. Особенно важен этот фактор при измерении NRF , поскольку поглощением определяется минимально возможная величина NRF_{MIN} .

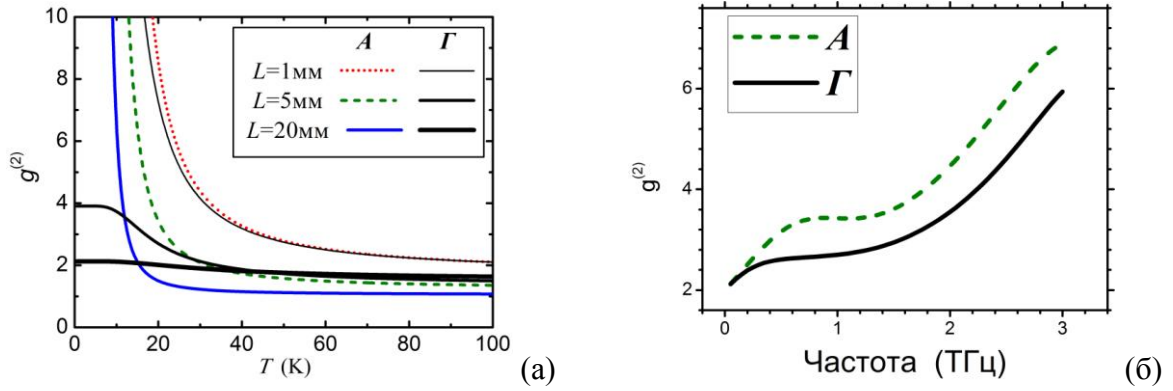


Рисунок 33. Рассчитанные на основании ОЗК значения $g^{(2)}$ при (а) $f_{THz} = 1$ ТГц; (б) $T = 20$ К, $L = 5$ мм. Даны результаты для установок из Таблицы 1 с наиболее отличающимися величинами эффективности g^{PDC} параметрического преобразования: $g^{PDC}(A) \sim 10^{-9}$, $g^{PDC}(B) \sim 1$. Зависимость $g^{(2)}$ от частоты холостой волны носит характер плавного роста за счет уменьшения числа N_T тепловых фотонов.

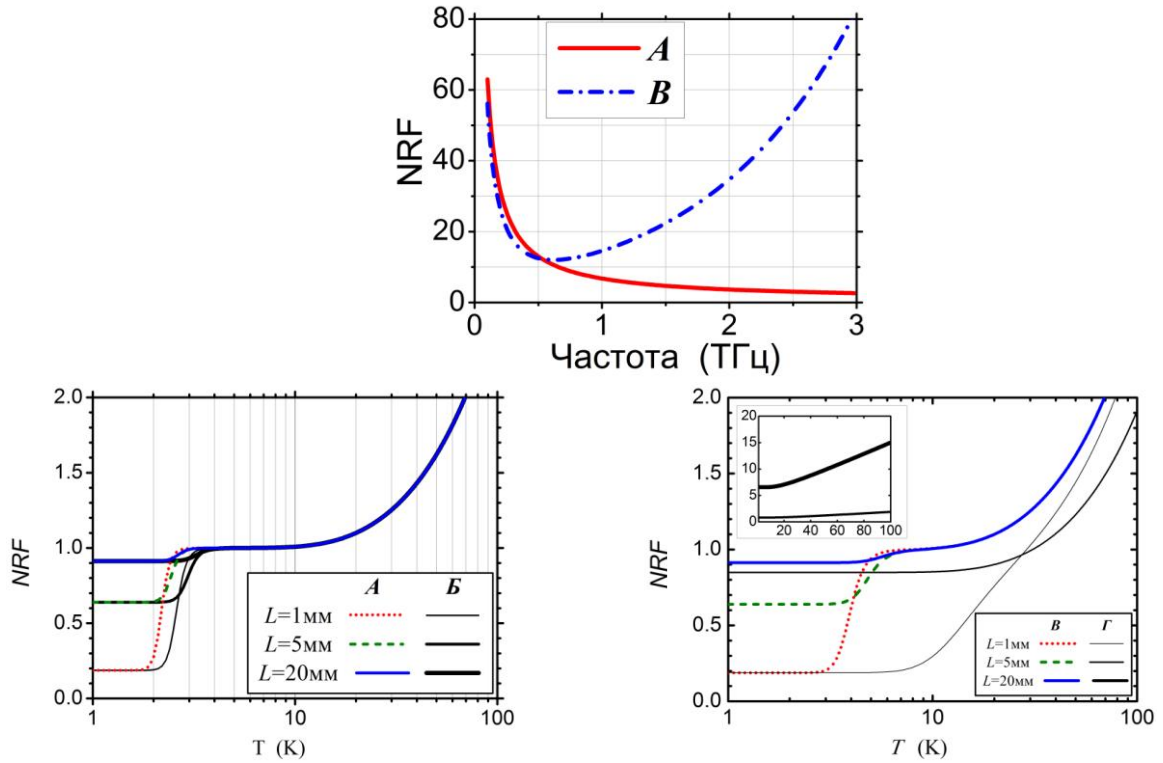


Рисунок 34. Рассчитанные на основании ОЗК значения коэффициента подавления шума (NRF). Основная роль увеличения длины кристалла состоит в увеличении потерь на частоте холостой волны. (а) Зависимость NRF от частоты холостой волны при комнатной температуре для кристалла длиной 1 мм. Из-за значительного поглощения на высоких ТГц частотах увеличение эффективности параметрического преобразования ($g^{PDC} \sim 10^{-9} \rightarrow \sim 10^{-4}$) при переходе от установки «А» к установке «В» приводит к нежелательному увеличению величины NRF на высоких частотах. (б,в) Зависимости NRF от температуры преобразователя на частоте холостой волны 1 ТГц. При умеренно низких потерях увеличение g^{PDC} расширяет диапазон температур, в котором коэффициент подавления шума имеет минимально возможное значение NRF_{MIN} . Значение NRF_{MIN} определяется потерями на частоте холостой волны. На вставке на рисунке (в) показана область высоких температур, в которой значение NRF монотонно возрастает.

Наконец, увеличение мощности накачки параметрического преобразователя не приводит в практически важных случаях к изменению значений параметров неклассичности ($g^{(2)}$, NRF) – область плато на Рисунке 34(б,в),– однако позволяет увеличить соотношение «сигнал-шум» при регистрации сигнальной и холостой волн. Увеличение длины кристалла нежелательно, несмотря на выигрыш в эффективности преобразования (g^{PDC}), поскольку приводит к чрезмерному увеличению потерь на частоте холостой волны.

2.3 Квантовая калибровка яркости в условиях пространственно-многомодового преобразования

В предыдущем разделе предполагалось, что каждый из каналов параметрического преобразователя (накачка, сигнальный и холостой каналы) представлен единственной пространственной и частотной модой – например, плоской волной. В сильно невырожденном по частоте режиме преобразования длина волны холостого излучения может оказаться сопоставимой с размерами области нелинейного взаимодействия. В этом случае происходит увеличение ширины синхронизма, и процесс становится многомодовым. Проблема согласования пространственных мод внешнего излучения и нелинейно-оптического приемника особенно актуальна при калибровке яркости внешнего (терагерцового) излучения на холостой частоте по «шумовому» сигналу СПР. При неполном заполнении входных мод параметрического преобразователя за счет большой ширины синхронизма соотношение «сигнал-шум» может снижаться на несколько порядков. Для упрощения вычислений ограничимся приближением малого усиления (установки *A* и *B* из предыдущего раздела), то есть будем рассматривать режим спонтанного параметрического рассеяния ($g^{PDC} \ll 1$). В данном разделе будем пользоваться обозначением $\Delta\Omega$ для величин телесных углов.

На качественном уровне рассматриваемый эффект может быть описан следующим образом. Пусть нелинейно-оптический детектор терагерцовых волн накачивается монохроматической накачкой, на вход его подается монохроматическое внешнее терагерцовое излучение, которое заводится на кристалл через ту же грань, что и излучение накачки (Рисунок 17). Даже в случае сколь угодно высокой пространственной разрешающей способности приемной системы (разрешение «по углу») вклад в заданную моду сигнального излучения дают терагерцовые волны, распространяющиеся в некотором диапазоне $\Delta\Omega_{THz}$ телесных углов, определяемом пространственной шириной фазового синхронизма. При этом телесный угол $\Delta\Omega_{EXT}$, в пределах которого распространяется внешнее ТИ, будет определяться геометрией взаимодействия. Для установки, показанной на Рисунке 17(б) для характерных значений параметров параболического зеркала (диаметр ~ 5 см, фокусное расстояние ~ 10 см) составляет $\sim 10^{-3}$ срад. В случае непоглощающей среды интенсивность сигнального излучения СПР будет зависеть от расстройки фазового синхронизма стандартным [54,53,51] образом:

$$I_s \sim \text{sinc}(\Delta k_{\parallel} L / 2) \cdot \text{sinc}(\Delta k_{\perp} D / 2), \quad (82)$$

где под L понимается длина (продольный размер) области нелинейного размера, а под D – поперечный размер области взаимодействия. Как правило, L в эксперименте определяется длиной нелинейного кристалла, а D – шириной перетяжки лазера накачки. Оценим

ширину синхронизма на основании выражения (82), вводя в качестве количественной характеристики этой ширины телесный угол $\Delta\Omega_{СПР}$. Определим $\Delta\Omega_{СПР}$ как диапазон телесных углов, распространение в пределах которого холостого излучения соответствует волновым расстройкам в пределах главного максимума функции, описывающей форму линии СПР:

$$\Delta k_{\parallel} L/2 < \pi/2, \quad \Delta k_{\perp} D/2 < \pi/2. \quad (83)$$

При этом для дальнейшего упрощения будем считать задачу аксиально-симметричной (относительно азимутального угла φ) и рассматривать взаимодействие в некоторой плоскости, как показано на Рисунке 35. Это не снижает общности рассмотрения, а наличие селективности приемной системы по углу φ может легко быть учтено уменьшением полученной величины $\Delta\Omega_{СПР}$ в $(2\pi/\Delta\varphi_{dem})$ раз, где $\Delta\varphi_{dem}$ – диапазон принимаемых углов φ . Такая селективность может быть реализована как за счет анизотропии нелинейно-оптического отклика среды, так и за счет конфигурации схемы; в рассматриваемой в работе установке нелинейно-оптического детектора терагерцовых волн селективность приема по φ обеспечивается входной щелью монохроматора. Рассмотрение применимо для кристаллов с произвольным пространственным распределением $\chi^{(2)}_{eff}$. Пусть точному выполнению условия фазового синхронизма соответствует некоторый полярный угол $\theta_{THz SYN}$ терагерцовой волны. Для фиксированного направления наблюдения ($\mathbf{k}_s = \text{const}$) диапазон $\Delta\Omega_{СПР}$ телесных углов для осесимметричной задачи будет определяться диапазоном полярных углов, в пределах которого продольная $\Delta k_{\parallel}$ и поперечная $\Delta k_{\perp}$ фазовые расстройки удовлетворяют условию (83) – соответствующая область показана на Рисунке 35 желтым прямоугольником. Отметим, что фазовый синхронизм в кристаллах ниобата лития реализуется в существенно неколлинеарной геометрии – значения θ_{THz}^{SYNCHR} при длинах волн накачки в диапазоне от 0,5 мкм до 1,2 мкм составляют от 61° до 64°. Углы распространения сигнальной волны (θ_s) и холостой волны (θ_{THz}), отвечающие точному выполнению условия фазового синхронизма в поперечном направлении в кристалле ниобата лития для необыкновенно поляризованных волн (геометрия «eee») также показаны на Рисунке 35. В качестве минимально возможного набора параметров задачи можно выбрать продольный (L) и поперечный (D) размеры области взаимодействия, частоту терагерцовой волны (f_{THz}) и угол синхронизма (θ_{THz}^{SYNCHR}). Значения остальных величин – волновых векторов сигнальной волны ($\mathbf{k}_s$) и волны накачки ($\mathbf{k}_p$), а также целое число векторов обратной решетки ($\pm m\mathbf{q}$), при этом остаются фиксированными и могут быть исключены из рассмотрения. Эффекты, связанные с конечной шириной фазового синхронизма, проявляются при переходе из оптического диапазона в терагерцовый. В случае, когда все

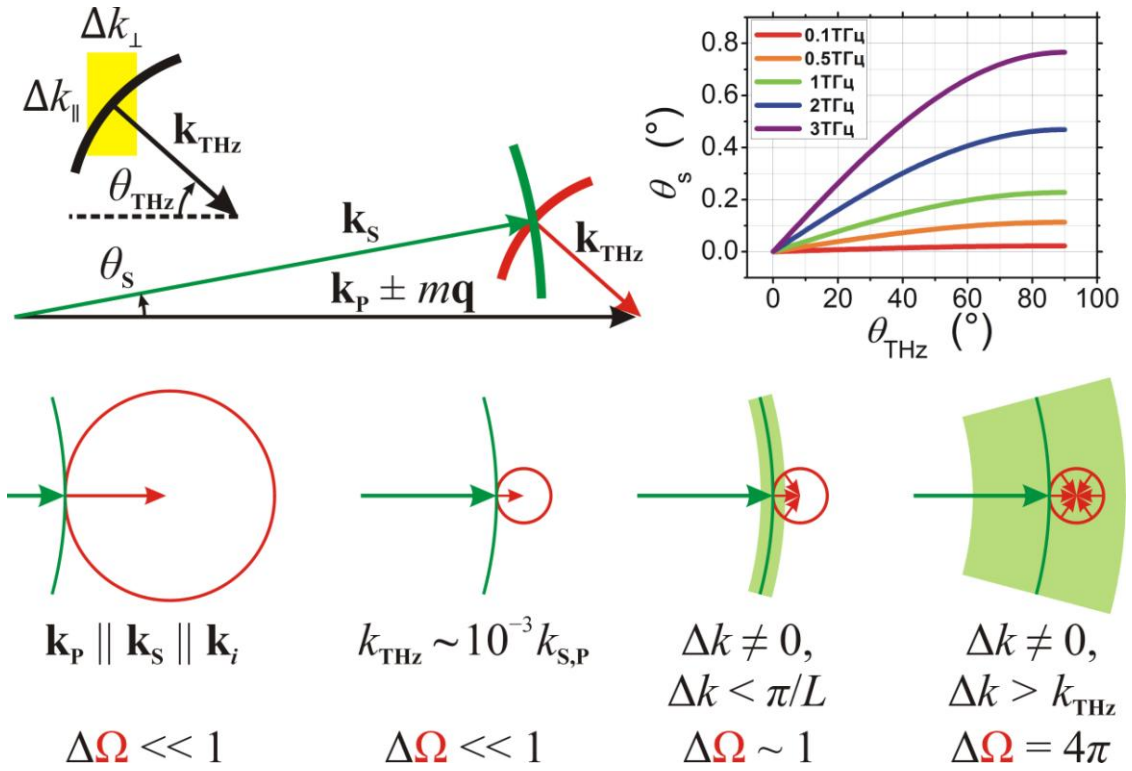


Рисунок 35. Векторная диаграмма, соответствующая выполнению условия фазового синхронизма при процессе Стоксова преобразования ($\omega_p = \omega_s + \Omega_{\text{THz}}$) в периодически поляризованном кристалле ниобате лития. $\mathbf{q}$ – модуль обратной сверхрешетки, $|\mathbf{q}| = 2\pi/d$, d – период доменной сверхрешетки. Изменение азимутального угла $\varphi \in [0; 2\pi)$ соответствует вращению плоскости рисунка вокруг горизонтальной оси. Отдельно вынесена диаграмма для волновых векторов $\mathbf{k}_{\text{THz}}$ холостой волны, показывающая выполнение условия фазового синхронизма с точностью до продольной ($\Delta k_{\parallel}$) и поперечной ($\Delta k_{\perp}$) расстройек, определяемых продольным и поперечным размерами области нелинейного взаимодействия. Взаимосвязь углов распространения сигнальной волны (θ_s) и холостой волны (θ_{THz}), при точном выполнении фазового синхронизма в поперечном направлении в кристалле ниобата лития для необыкновенно поляризованных волн (геометрия «eee»), показаны на графике. В нижней части рисунка схематически изображен процесс перехода из оптического в терагерцовый диапазон частот холостых волн. Светло-зеленой полосой условно показана область, в пределах которой волновая расстройка Δk не превосходит π/L , т.е. излучаемые из данной полосы волны имеют разность фаз, не превосходящую $\pi/2$. С уменьшением частоты холостой волны ее волновой вектор становится сопоставим со значениями $\Delta k_{\parallel}$ и $\Delta k_{\perp}$.

три волны, участвующие в параметрическом преобразовании, лежат в оптическом диапазоне, характерные фазовые расстройки, определяемые конечным размером области нелинейного взаимодействия, малы. При переходе в терагерцовый диапазон величины волновых векторов взаимодействующих волн существенно отличаются друг от друга: $k_p / k_{\text{THz}} \sim 10^{-2} \dots 10^{-3}$. При этом даже малые для оптического диапазона фазовые расстройки становятся достаточно большими по сравнению с k_{THz} . Наконец, условие (83) может

оказаться выполненным для любого направления распространения терагерцовой волны; это соответствует величине $\Delta\Omega_{СПР} = 4\pi$ срад и эффективному преобразованию в сигнальное излучение даже «обратных» ТГц волн.

Результаты расчета диапазона $\Delta\Omega_{СПР}$ телесных углов в зависимости от параметров модели показаны на Рисунке 36. За исключением отложенных по оси абсцисс величин, значения параметров составляли $L = 1$ мм, $D = 1$ мм, $f_{THz} = 1$ ТГц, $\theta_{THz}^{SYNCHR} = 61^\circ$. Ограниченность области взаимодействия в продольном ($\sim L$) и в поперечном ($\sim D$) направлении влияют на $\Delta\Omega_{СПР}$ одинаковым образом, и поэтому на рисунке показано изменение только одного из этих параметров. Как увеличение размеров области взаимодействия (Рисунок 36(а)), так и увеличение частоты терагерцовой волны, сопровождающееся увеличением волнового вектора $k_{THz} = 2\pi f_{THz} n_{THz} / c$, приводят к уменьшению диапазона допустимых фазовых расстройек и к уменьшению диапазона полярных углов θ_{THz} . На Рисунке 35 это соответствует уменьшению размера отмеченной желтым области допустимых расстройек по сравнению с модулем волнового вектора терагерцовой волны. При малых частотах терагерцовой волны $\Delta\Omega_{СПР}$ стремится к полной сфере, 4π срад, что соответствует столь малым длинам волнового вектора ТГц волны, что при любом его направлении волновая расстройка Δk не превосходит π/L (см. (83)). При малых поперечных размерах области взаимодействия рост $\Delta\Omega_{СПР}$ до величины 4π ограничен наличием условием фазового синхронизма в продольном направлении. Что касается зависимости $\Delta\Omega_{СПР}$ от угла синхронизма, она обусловлена предположением об аксиальной симметрии задачи. Так, для конуса с половинным углом раствора θ величина стягиваемого им телесного угла равна $\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta)$. Поэтому при малых допустимых отклонениях от угла синхронизма θ_{THz}^{SYNCHR} величина телесного угла $\Delta\Omega_{СПР}$

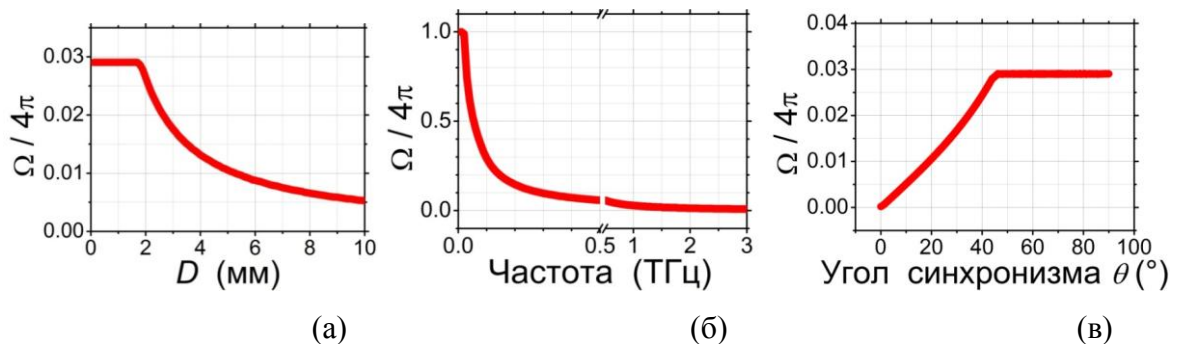


Рисунок 36. Диапазон $\Delta\Omega_{СПР}$ телесных углов в зависимости от параметров параметрического преобразователя. Кроме указанной по оси абсцисс величины, значения остальных параметров составляют $L = 1$ мм, $D = 1$ мм, $f_{THz} = 1$ ТГц, $\theta_{THz}^{SYNCHR} = 61^\circ$. Зависимость $\Delta\Omega_{СПР}(L)$ схожа с представленной на рисунке (а).

увеличивается с ростом θ_{THz}^{SYNCHR} .

Проведенная оценка показывает, что, за счет существенной ($k_p/k_{THz} \sim 10^{-3} \dots 10^{-2}$) разницы в величинах волновых векторов и конечных размеров области нелинейного взаимодействия, соотношение «сигнал/шум» для нелинейно-оптического детектора терагерцовых волн может существенно уменьшаться. Можно ввести величину $F \equiv \Delta\Omega_{EXT} / \Delta\Omega_{СПР}$ – «коэффициент заполнения мод», – показывающую, во сколько раз отличаются телесный угол $\Delta\Omega_{EXT}$, заполняемый внешним излучением, и телесный угол $\Delta\Omega_{СПР}$, холостое излучение в пределах которого дает вклад в заданную моду сигнального излучения. Для корректной работы процедуры калибровки спектральной яркости необходимо, чтобы величина F была не меньше единицы. Однако проведенная оценка показывает, что на практике часто реализуются случаи $F \ll 1$ (например, для излучения с частотой ниже 0,5 ТГц при размерах области взаимодействия ~ 1 мм), вплоть до $F \sim \Delta\Omega_{EXT} / 4\pi \sim 10^{-4}$. Влияние конечной ширины синхронизма при уменьшении частоты холостой волны в терагерцовом диапазоне связано со значительной ($k_s/k_{TГц} \sim 10^{+2} \dots 10^{+3}$) разницей в величинах волновых векторов оптических и терагерцовых волн, участвующих в преобразовании.

2.4 Коэффициенты параметрического преобразования при пространственно-многомодовом преобразовании

Более последовательный анализ можно провести, используя формализм, введенный в Главе 1 при описании параметрического рассеяния по методу Д.Н. Клышко. Рассмотрим параметрический преобразователь, осуществляющий взаимодействие многомодового излучения накачки (частота ω_p , число мод M) с сигнальным («1» или «s», частота ω_s ; число мод P) и холостым («2» или «i», частота ω_i , число мод Q) излучением, представляющий собой бесконечный в поперечном направлении слой нелинейного материала. Говоря о числе мод, подразумеваем в первую очередь размерность соответствующих векторов (матриц) и подчеркиваем различие этих размерностей для элементов, описывающих преобразование сигнальных и холостых мод; для построенной в разделе 2.1 процедуры квантования эти размерности бесконечны. Излучение накачки падает на слой перпендикулярно. Взаимодействующие волны будем считать монохроматическими. На вход холостого канала параметрического преобразователя подается многомодовое излучение с числом фотонов N_2 в моде, вклад в которое дают нулевые флуктуации электромагнитного вакуума ($N_{vac} = 1$), тепловые флуктуационные поля ($N_T = (\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1)^{-1}$) и излучение внешнего источника (N_{THz}). Обозначения используемых величин аналогичны введенным в разделе 2.1. Ограничимся рассмотрением случая стоксова преобразования. Ограниченность нелинейного кристалла в поперечном направлении учтем за счет рассмотрения излучения накачки с неоднородным распределением в поперечном направлении. Поскольку обсуждаемый эффект наиболее выражен в спонтанном режиме параметрического преобразования (условие параметрической генерации не выполнено), при рассмотрении будем как и раньше считать коэффициент параметрического усиления малой величиной. При переходе к вынужденному режиму параметрического преобразования роль несинхронных процессов будет снижаться, однако вопрос о (количественном) вкладе несинхронных процессов остается открытым и требует дальнейшего исследования. Также будем считать, что нелинейная среда помещена в иммерсионную жидкость с соответствующим показателем преломления; это позволит избежать дополнительных сложностей, связанных с учетом преломления волн на границе нелинейной среды.

Будем рассматривать простейший из возможных профилей накачки, позволяющий учесть ограниченность объема нелинейного взаимодействия:

$$E_p(\mathbf{r}_\perp, z) = \frac{A_{0p}}{\sqrt{w_{0p}}} e^{-\left(\frac{\mathbf{r}_\perp}{w_{0p}}\right)^2}. \quad (84)$$

Выражение (84) описывает поле гауссова пучка в перетяжке, пространственный размер которой (длина Рэлея) существенно превосходит размер области рассмотрения, что типично для задач оптико-терагерцового нелинейно-оптического взаимодействия. Конкретно, в (84) не учитывается кривизна волнового фронта, изменение ширины перетяжки пучка по мере его распространения, а также изменения фазы, связанные с изменением направления кривизны волнового фронта в перетяжке. Величину w_{0p} будем для краткости называть радиусом пучка накачки. Введение множителя $w_{0p}^{-1/2}$ позволяет упростить анализ результатов, поскольку при такой записи поля накачки при изменении перетяжки пучка интегральная (по поперечному сечению пучка) мощность излучения не изменяется. Воспользуемся двумерным Фурье-преобразованием в виде:

$$E_p(\mathbf{r}_{p\perp}, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int E_p(\mathbf{k}_{p\perp}, z) e^{+i\mathbf{k}_{p\perp}\mathbf{r}_{p\perp}} d\mathbf{k}_{p\perp}, \quad E_p(\mathbf{k}_{p\perp}, z) = \int E_p(\mathbf{r}_{p\perp}, z) e^{-i\mathbf{k}_{p\perp}\mathbf{r}_{p\perp}} d\mathbf{r}_{p\perp}. \quad (85)$$

Фурье-амплитуда поля накачки примет вид:

$$E_p(\mathbf{k}_{p\perp}, z) = A_{0p} \pi \sqrt{w_{0p}^3} e^{-w_{0p}^2 \mathbf{k}_{p\perp}^2 / 4}. \quad (86)$$

Важным следствием использования представления (85),(86) является то, что для выбранной моды $\mathbf{k}_{p\perp}$ излучения накачки, представляющей собой плоскую волну и не ограниченную в поперечном направлении, точно выполняется условие фазового синхронизма для поперечных компонент волновых векторов взаимодействующих волн:

$$\mathbf{k}_{p\perp} = \mathbf{k}_{s\perp} + \mathbf{k}_{i\perp}. \quad (87)$$

Получим выражение для числа фотонов $\mathbf{N}_s'$ на выходе преобразователя в сигнальном канале; при этом будем интересоваться только диагональными элементами матрицы $\mathbf{N}_s'$, и не будем исследовать вопрос о корреляции выходных мод сигнального излучения. В отсутствие сигнальных фотонов на входе параметрического преобразователя ОЗК (64) принимает вид:

$$\mathbf{N}_s' = \mathbf{U}_{ss} (\mathbf{N}_T + \mathbf{I}) \mathbf{U}_{ss}^\dagger + \mathbf{U}_{si} (\tilde{\mathbf{N}}_{THz} - \mathbf{N}_T) \mathbf{U}_{si}^\dagger - \mathbf{N}_T - \mathbf{I}. \quad (88)$$

Напомним, что в рамках данного рассмотрения предполагается, что моды холостого излучения на входе в кристалл также не коррелируют:

$$\langle \hat{a}_{k_i}^\dagger \hat{a}_{k_i'} \rangle = N_i(k_i) \delta(k_i - k_i'). \quad (89)$$

Поскольку межмодовые корреляции входных полей отсутствуют, матрицы $\mathbf{N}_T$ и $\mathbf{N}_{THz}$ имеют ненулевые элементы только на главной диагонали, причем все диагональные элементы матрицы $\mathbf{N}_T$ равны друг другу:

$$(\tilde{\mathbf{N}}_{THz})_{k_i k_j} = N_{THz}(k_i) \delta_{ij}, \quad (\mathbf{N}_T)_{k_i k_j} = N_T \delta_{ij} = \left(\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T}\right) - 1 \right)^{-1} \delta_{ij}. \quad (90)$$

Из вида выражения (88) следует, что при нахождении числа фотонов в моде сигнального излучения процессы преобразования внешнего излучения (за счет $\mathbf{N}_{THz}$) и спонтанного параметрического рассеяния (за счет $\mathbf{N}_T + \mathbf{I}$ и не зависит от $\mathbf{N}_{THz}$) можно рассматривать независимо. Пусть вклады от данных процессов равны $\mathbf{N}_s'^{FKC}$ и $\mathbf{N}_s'^{CIP}$, соответственно. Тогда искомые числа фотонов в моде k_s будут равны (здесь и далее нижние индексы для удобства чтения могут быть вынесены в фигурные скобки – « A_{ij} » → « $(A)\{i,j\}$ »):

$$N_s'^{FKC}\{k_s\} \equiv (\mathbf{N}_s'^{FKC})\{k_s, k_s\} = \sum_{k_i} |(\mathbf{U}_{si})\{k_s, k_i\}|^2 (N_{THz}(k_i) - N_T) , \quad (91)$$

$$N_s'^{CIP}\{k_s\} \equiv (\mathbf{N}_s'^{CIP})\{k_s, k_s\} = (N_T + 1) \left(-1 + \sum_{\xi} (\mathbf{U}_{ss})\{k_s, \xi\} (\mathbf{U}_{ss}^\dagger)\{\xi, k_s\} \right) . \quad (92)$$

Оба процесса проиллюстрированы на Рисунке 37, на котором кругами схематично показаны моды сигнального и холостого каналов, а также моды излучения накачки. В первом выражении идет суммирование по модам холостого излучения, k_i , числом Q ; элементы $(\mathbf{U}_{si})\{k_s, k_i\}$ матрицы рассеяния представляют собой комплексные числа. Спектральная плотность энергетической яркости внешнего холостого (терагерцового) может зависеть от волнового вектора k_i и не может быть вынесена из-под знака суммирования. При преобразовании внешнего излучения на холостой частоте (Рисунок 37(а)), несмотря на многомодовый состав излучения накачки, для каждой выбранной моды холостого излучения (левый столбец) существует единственная мода излучения накачки (средний столбец), обеспечивающая нелинейное взаимодействие с заданной модой сигнального излучения (правый столбец) и удовлетворяющая закону сохранения импульса в поперечном направлении (87). Соответствующие взаимодействия показаны на Рисунке 37 стрелками. Суммирование вкладов от каждой из мод холостого излучения приводит к выражению вида (91) с однократным суммированием по индексу холостой моды.

Во втором выражении ((92)) ξ имеет смысл «бегущего» индекса – волнового вектора сигнальной волны, и суммирование ведется по модам сигнального излучения (числом P). Элементы матрицы рассеяния $\mathbf{U}_{ss}\{k_{s\,in}, k_{s\,out}\}$ в случае многомодовой накачки могут быть представлены в виде:

$$(\mathbf{U}_{ss})\{k_{s\,out}, k_{s\,in}\} = \delta_{k_{s\,in} k_{s\,out}} + \sum_{k_i} (\mathbf{U}_{ss})\{k_{s\,out}, k_{s\,in}, k_i\} , \quad (93)$$

где матричные элементы $(\mathbf{U}_{ss})\{k_{s\,out}, k_{s\,in}, k_i\}$ соответствуют процессу преобразования входного излучения в моде $k_{s\,in}$ через фиксированную промежуточную моду холостого излучения k_i в моду выходного излучения $k_{s\,out}$ (см. также Рисунок 37(б)). При этом для каждой стадии существует единственная (в силу (87)) мода излучения накачки,

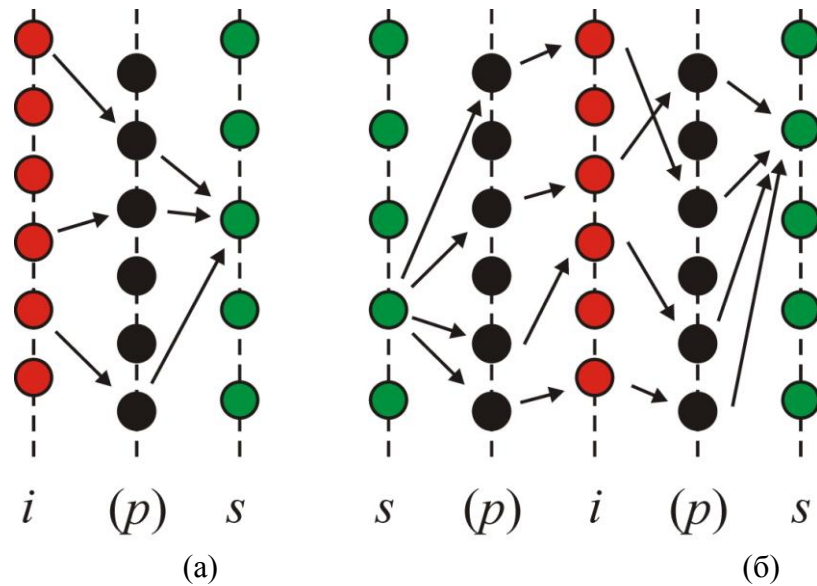


Рисунок 37. О многомодовом режиме (а) преобразования внешнего излучения и (б) спонтанного параметрического рассеяния. Кругами обозначены пространственные моды сигнального («s», зеленые круги) и холостого («i», красные круги) каналов, а также излучения накачки («p», черные круги). (а) При преобразовании внешнего многомодового холостого излучения (столбец «i») в заданную моду сигнального излучения для каждой моды излучения накачки существует единственная мода холостого излучения, обеспечивающая фазовый синхронизм с заданной модой сигнальной волны. (б) При расчете величин $\mathbf{U}_{ss}\{k_{s\text{ in}}, k_{s\text{ out}}\}$ идет суммирование по всем промежуточным модам холостого излучения (центральный столбец ;это соответствует величинам $(\mathbf{U}_{ss})\{k_{s\text{ out}}, k_{s\text{ in}}, k_i\}$). Для каждой моды излучения накачки стрелками показаны взаимодействия, удовлетворяющие условию фазового синхронизма.

обеспечивающая протекание данного процесса. Если моды $k_{s\text{ in}}$ и $k_{s\text{ out}}$ совпадают, поле на выходе кристалла-преобразователя будет определяться полем падающей волны и результатом преобразования; поэтому для $\mathbf{U}_{ss}\{k_{s\text{ in}}, k_{s\text{ out}}\}$ была выбрана запись вида (93) с символом Кронекера. Подставляя (93) в (92) и пренебрегая слагаемыми порядка $O(|\mathbf{U}_{ss}|^2)$ (приближение малого усиления), получим:

$$N_s'^{CIP}\{k_s\} = (N_T + 1)2\text{Re}\left(\sum_{k_i}(\mathbf{U}_{ss})\{k_s, k_s, k_i\}\right). \quad (94)$$

Таким образом, искомое число фотонов на моду может быть получено суммированием по всем холостым модам элементов матрицы рассеяния, соответствующих преобразованию из входной моды (k_s) в ту же моду (k_s) выходного излучения. N_T может быть вынесена за знак суммы, поскольку при фиксированной частоте ω_i холостой волны величина N_T одинакова для всех мод параметрического преобразователя.

Наконец, переходя в (91),(92) к интегрированию по правилу (44), получим:

$$N'_s{}^{TKQ} \{k_s\} = \frac{1}{8\pi^3} \int (N_{THz}(k_i) - N_T) \left| (\mathbf{U}_{si}) \{k_s, k_i\} \right|^2 dk_i, \quad (95)$$

$$N'_s{}^{CIP} \{k_s\} = (N_T + 1) \frac{1}{8\pi^3} \int 2 \operatorname{Re}(\mathbf{U}_{ss}) \{k_s, k_s, k_i\} dk_i. \quad (96)$$

Полученные выражения (95),(96) позволяют рассчитать искомые числа фотонов в сигнальном канале, если известны величины $\mathbf{U}_{ij}$.

Перейдём теперь к нахождению явного вида элементов $(\mathbf{U}_{si}) \{k_s, k_i\}$ и $(\mathbf{U}_{ss}) \{k_{s\ out}, k_{s\ in}, k_i\}$ матрицы параметрического рассеяния для случая пространственно многомодовой накачки (см. также Рисунок 37). Рассмотрение будем вести с помощью метода возмущений, описанного в разделе 1.4, в предположении о малости эффективности параметрического преобразования ($g^{PDC} \ll 1$). Для нахождения искомых элементов достаточно решить задачу о взаимодействии выбранных мод сигнального (k_s) и холостого (k_i) излучения – плоских волн – с излучением накачки в представлении (85):

$$\begin{cases} \frac{\partial E_s \{ \mathbf{k}_1 \} (z)}{\partial z} = -i\sigma_s \left(E_p(\mathbf{k}_{p\perp}, z) \frac{4\pi^2}{w_{0p}^2} \right) E_i^* \{ \mathbf{k}_i \} (z) e^{iz\Delta k_{\parallel}} \\ \frac{\partial E_i \{ \mathbf{k}_2 \} (z)}{\partial z} = -i\sigma_i \left(E_p(\mathbf{k}_{p\perp}, z) \frac{4\pi^2}{w_{0p}^2} \right) E_s^* \{ \mathbf{k}_s \} (z) e^{iz\Delta k_{\parallel}} - \frac{y_i}{L} E_i \{ \mathbf{k}_i \} (z) \end{cases}, \quad (97)$$

Здесь $y_i = \alpha_i L / (2 \cos \theta_i)$, θ_i – угол между $\mathbf{k}_i$ и направлением накачки, коэффициент преобразования σ введен в (26), а при взятии интеграла в (85) подразумевалось, что за счет условия фазового синхронизма (87) интеграл берется только по узкому диапазону волновых векторов накачки, $|\Delta \mathbf{k}_p| = (2\pi/w_{0p})^2$, а характерный размер области нелинейного взаимодействия определяется размером перетяжки пучка накачки, w_{0p} . При этом значение $E_p(\mathbf{k}_{p\perp})$ берется в точке $\mathbf{k}_{p\perp}$, определяемой условием синхронизма (87): $\mathbf{k}_{p\perp} = \mathbf{k}_{s\perp} + \mathbf{k}_{i\perp}$. Решение первого приближения имеет вид:

$$\begin{cases} E_s \{ \mathbf{k}_s \} (z) = E_s \{ \mathbf{k}_s \} (-L/2) - i \frac{e^{+\frac{i\Delta}{2}} - e^{\frac{-y_i + z}{2L}(y_i + i\Delta)}}{y_i + i\Delta} \left(E_p(\mathbf{k}_{p\perp}) \frac{4\pi^2}{w_{0p}^2} \right) L \sigma_s E_i^* \{ \mathbf{k}_i \} \\ E_i \{ \mathbf{k}_i \} (z) = E_i \{ \mathbf{k}_i \} (-L/2) e^{\frac{-y_i + z}{2L} y_i} - i \frac{e^{\frac{-z}{L} i\Delta} - e^{\frac{-y_i - z}{2L} y_i + \frac{i\Delta}{2}}}{y_i - i\Delta} \left(E_p(\mathbf{k}_{p\perp}) \frac{4\pi^2}{w_{0p}^2} \right) L \sigma_i E_s^* \{ \mathbf{k}_s \} \end{cases}, \quad (98)$$

Проводя замены (26) и (86), и учитывая связь (67) между элементами матриц $\mathbf{U}$ и $\mathbf{w}$, получим, что коэффициенты $U_{s'i}$ и $U_{i's}$ в этом случае совпадают с «одномодовой» задачей, рассмотренной в [56,57] с учетом замены $E_p \rightarrow A_{0p} \pi \sqrt{w_{0p}^3} e^{-w_{0p}^2 \mathbf{k}_{\perp}^2 / 4}$ и множителя $|\Delta \mathbf{k}_p| = (2\pi/w_{0p})^2$:

$$\begin{cases} U_{k'_s k_i} \equiv \frac{E_s^{OUT}}{E_i^{IN*}} \sqrt{\frac{\omega_i n_s \cos \theta_s}{\omega_s n_i \cos \theta_i}} = -ie^{-\frac{y_i}{2}} \frac{e^{\frac{y_i+i\Delta}{2}} - e^{-\frac{(y_i+i\Delta)}{2}}}{y_i + i\Delta} \left(A_{0p} \pi \sqrt{w_{0p}^3} e^{-w_{0p}^2 k_{p\perp}^2 / 4} \frac{4\pi^2}{w_{0p}^2} \right) L \frac{2\pi \chi_{eff}^{(2)}}{c} \sqrt{\frac{\omega_i \omega_s}{n_s n_i \cos \theta_s \cos \theta_i}} , \\ U_{k'_i k_s} \equiv \frac{E_i^{OUT}}{E_s^{IN*}} \sqrt{\frac{\omega_s n_i \cos \theta_i}{\omega_i n_s \cos \theta_s}} = +ie^{-\frac{y_i}{2}} \frac{e^{\frac{y_i-i\Delta}{2}} - e^{-\frac{(y_i-i\Delta)}{2}}}{y_i - i\Delta} \left(A_{0p} \pi \sqrt{w_{0p}^3} e^{-w_{0p}^2 k_{p\perp}^2 / 4} \frac{4\pi^2}{w_{0p}^2} \right) L \frac{2\pi \chi_{eff}^{(2)}}{c} \sqrt{\frac{\omega_s \omega_i}{n_i n_s \cos \theta_i \cos \theta_s}} . \end{cases} \quad (99)$$

Квадраты модулей элементов преобразования равны друг другу:

$$|U_{k'_s k_i}|^2 = |U_{k'_i k_s}|^2 = e^{-y_i} \left| \frac{e^{\frac{y_i+i\Delta}{2}} - e^{-\frac{(y_i+i\Delta)}{2}}}{y_i + i\Delta} \right|^2 \left(A_{0p}^2 \pi^2 e^{-w_{0p}^2 k_{p\perp}^2 / 2} \frac{16\pi^4}{w_{0p}^2} \right) L^2 \frac{4\pi^2 (\chi_{eff}^{(2)})^2}{c^2 n_s n_i} \frac{\omega_s \omega_i}{\cos \theta_i \cos \theta_s} . \quad (100)$$

Углы θ_s, θ_i даны внутри нелинейной среды и отсчитываются от нормали. Перейдем к $N_s'^{FKC}$ для случая преобразования внешнего терагерцового излучения с помощью (95). С учетом соотношения частот взаимодействующих волн (8) и строгого выполнения условия синхронизма (87) в поперечном направлении можно от переменной $\mathbf{k}_{p\perp}$ перейти к $\mathbf{k}_{i\perp}$: $d\mathbf{k}_{p\perp} = d\mathbf{k}_{i\perp}$. Для монохроматической волны дифференциал $d\mathbf{k}_{i\perp}$ запишется как $d\mathbf{k}_{i\perp} = |k_{i\perp}| d|k_{i\perp}| d\varphi_i = k_i^2 \sin \theta_i d\theta_i d\varphi_i$. Пренебрегая дисперсией эффективной нелинейной восприимчивости $\chi_{eff}^{(2)}$, получим:

$$N_s'^{FKC} \{k_s\} = C \frac{n_i}{n_s} \int (N_i - N_T) R_s^{FKC}(\theta_i, \varphi_i) \sin \theta_i d\theta_i d\varphi_i , \quad (101)$$

где R_s^{FKC} – функция, отвечающая за угловую разрешающую способность нелинейно-оптического детектора:

$$R_s^{FKC}(\theta_i, \varphi_i) = e^{-\alpha_i L / (2 \cos \theta_i)} \left| \frac{e^{\frac{y_i+i\Delta}{2}} - e^{-\frac{(y_i+i\Delta)}{2}}}{y_i + i\Delta} \right|^2 e^{-w_{0p}^2 (k_s \sin \theta_s - k_i \sin \theta_i)^2 / 2} \frac{1}{\cos \theta_i \cos \theta_s} . \quad (102)$$

Зависимость от азимутального угла φ проявляется при расчете полярного угла θ_s с помощью условия (87). При этом величина θ_s также является функцией направления θ_i холостой волны. В продольном направлении из-за конечной длины кристалла условие синхронизма может при этом быть выполнено неточно. Не зависящий от углов множитель C равен

$$C = \frac{1}{8\pi^3} \left(A_{0p}^2 \pi^2 \frac{16\pi^4}{w_{0p}^2} \right) L^2 \frac{4\pi^2 (\chi_{eff}^{(2)})^2}{c^2} \frac{\omega_s \omega_i^3}{c^2} . \quad (103)$$

Напомним, что мы не рассматриваем зависимость эффективной нелинейной восприимчивости $\chi_{eff}^{(2)}$ от ортов поляризации взаимодействующих волн. Однако приведенное рассмотрение справедливо в ряде практически важных случаев, в том числе в геометрии взаимодействия «eee». Если угловая разрешающая способность по углу φ_i

достаточно велика для того, чтобы считать изменения в величине $R_s^{\Gamma K Q}(\theta_i, \varphi_i)$ малыми в пределах полосы приема $\Delta\varphi_i$, то интеграл по φ_i можно взять приближенно в окрестности угла синхронизма ($\varphi_{i \text{ синхр}} = 0$ в силу выбора системы координат):

$$N_s^{\Gamma K Q} \{k_s\} = C \frac{n_i}{n_s} \Delta\varphi_i \int (N_i(\theta_i) - N_T) R_s^{\Gamma K Q}(\theta_i, \varphi_i = 0) \sin \theta_i d\theta_i. \quad (104)$$

Величина $R_s^{\Gamma K Q}(\theta_i)$ пропорциональна мощности сигнала на выходе параметрического преобразователя, «наводимого» внешним излучением на холостой частоте с равномерным распределением мощности по полярному углу θ_i .

Перейдем теперь к вычислению числа фотонов $N_s^{\text{СПР}}$, рождаемых в результате процесса СПР. Данный тип преобразования проиллюстрирован на Рисунке 37(б). Расчет коэффициента $U_{ss}\{k_s, k_s, k_i\}$ будем проводить методом возмущений, рассматривая каскадный процесс преобразования $(k_s) \rightarrow (k_i) \rightarrow (k_s')$. Для каждой стадии существует единственная (в силу (87)) мода излучения накачки, обеспечивающая протекание данного процесса. Решение второго приближения для системы (97) в случае отличающихся k_s и k_s' имеет вид:

$$\begin{aligned} E_s \{ \mathbf{k}_{s'} \} (+L/2) &= E_{s \text{ TO}} \{ \mathbf{k}_{s'} \} (-L/2) + E_s \{ \mathbf{k}_s \} (-L/2) \cdot e^{-y_i - i \frac{\Delta_{\text{FROM}} + \Delta_{\text{TO}}}{2}} \cdot \\ &\cdot \frac{\Delta_{\text{FROM}} - \Delta_{\text{TO}} + i e^{y_i + i \Delta_{\text{TO}}} (y_i + i \Delta_{\text{FROM}}) - i e^{y_i + i \Delta_{\text{FROM}}} (y_i + i \Delta_{\text{TO}})}{(y_i + i \Delta_{\text{FROM}})(y_i + i \Delta_{\text{TO}})(\Delta_{\text{FROM}} - \Delta_{\text{TO}})} \cdot \left(E_{p \text{ TO}}(\mathbf{k}_{p \perp}) \frac{4\pi^2}{w_{0p \text{ TO}}^2} \right) \cdot \\ &\cdot \left(E_{p \text{ FROM}}^*(\mathbf{k}_{p \perp}) \frac{4\pi^2}{w_{0p \text{ FROM}}^2} \right) L^2 \sigma_{\text{TO}} \sigma_{\text{FROM}}^* \quad , \end{aligned} \quad (105)$$

а при одинаковых k_s и k_s' –

$$\frac{E_s \{ \mathbf{k}_{s'} \} (+L/2)}{E_s \{ \mathbf{k}_s \} (-L/2)} = 1 + e^{-y_i - i \Delta} \cdot \frac{1 + e^{y_i + i \Delta} (-1 + y_i + i \Delta)}{(y_i + i \Delta)^2} \cdot |E_p(\mathbf{k}_{p \perp})|^2 \left(\frac{4\pi^2}{w_{0p}^2} \right)^2 L^2 \sigma_{\text{TO}} \sigma_{\text{FROM}}^* \quad . \quad (106)$$

Здесь величины, имеющие отношение к первому каскаду процесса преобразования $(\mathbf{k}_s \rightarrow \mathbf{k}_i)$, обозначены индексом «FROM», ко второму каскаду $(\mathbf{k}_i \rightarrow \mathbf{k}_s')$ – индексом «TO». С учетом выбора формы записи (93) и выражения (67), элемент $(U_{ss})\{k_{s \text{ out}}, k_{s \text{ in}}, k_i\}$ матрицы параметрического рассеяния примет вид:

$$\begin{aligned} (U_{ss})\{k_s, k_s, k_i\} &\equiv \frac{E_s^{\text{OUT}}}{E_s^{\text{IN}}} \sqrt{\frac{\omega_{s \text{ in}} n_{s \text{ out}} \cos \theta_{s \text{ out}}}{\omega_{s \text{ out}} n_{s \text{ out}} \cos \theta_{s \text{ in}}}} = \\ &= \frac{e^{-y_i - i \Delta} - 1 + y_i + i \Delta}{(y_i + i \Delta)^2} \cdot |E_p(\mathbf{k}_{p \perp})|^2 \left(\frac{4\pi^2}{w_{0p}^2} \right)^2 L^2 \sigma_{\text{TO}} \sigma_{\text{FROM}}^* \quad . \end{aligned} \quad (107)$$

Пренебрегая, как и ранее в (101), дисперсией эффективной нелинейной восприимчивости $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$, для числа фотонов $N_s^{\text{СПР}}$ получим:

$$N'_s{}^{CIP} \{k_s\} = C \frac{n_i}{n_s} (N_T + 1) \int R_s{}^{CIP}(\theta_i, \varphi_i) \sin \theta_i d\theta_i d\varphi_i . \quad (108)$$

Коэффициент C , не зависящий от пространственной моды $\mathbf{k}_2$, совпадает с выражением (103) для генерации комбинационных частот. Функция $R_s{}^{CIP}$ определяет пространственную структуру поля спонтанного параметрического рассеяния:

$$R_s{}^{CIP}(\theta_i, \varphi_i) = \frac{1}{\cos \theta_s \cos \theta_i} e^{-w_0^2 (k_s \sin \theta_s - k_i \sin \theta_i)^2 / 2} \cdot 2 \operatorname{Re} \left(\frac{e^{-y_i - i\Delta} - 1 + y_i + i\Delta}{(y_i + i\Delta)^2} \right) . \quad (109)$$

Как и для случая преобразования внешнего излучения, будем считать диапазон азимутальных углов приема малым:

$$N'_s{}^{CIP} \{k_s\} = C \frac{n_i}{n_s} \Delta \varphi_i (N_T + 1) \int R_s{}^{CIP}(\theta_i, \varphi_i = 0) \sin \theta_i d\theta_i . \quad (110)$$

Величина $R_s{}^{CIP}(\theta_i)$ пропорциональна мощности сигнального излучения на выходе параметрического преобразователя, «наводимого» флуктуационными полями на частоте холостой волны, в отсутствие дополнительного внешнего (терагерцового) излучения.

Наконец, отметим, что в соответствии с ОЗК (64) спектральная яркость холостого излучения на выходе преобразователя, работающего как источник оптико-терагерцовых состояний поля (при $N_s = 0$, $N_i = N_T$), будет определяться выражением, аналогичным (104), но с другой спектральной яркостью «затравочного» излучения:

$$N'_i{}^{CIP} \{k_i\} = C \frac{n_i}{n_s} \Delta \varphi_i \int (1 + N_T) R_s{}^{ГКЧ}(\theta_i, \varphi_i = 0) \sin \theta_i d\theta_i . \quad (111)$$

Этот факт будет использован нами в разделе 4.3 при расчете угловых распределений мощности холостого излучения.

Итак, были получены выражения, описывающие в многомодовом случае параметрическое преобразование внешнего терагерцового излучения и спонтанное параметрическое рассеяние. Функции $R_s{}^{ГКЧ}$ и $R_s{}^{CIP}$ можно назвать «угловой чувствительностью» схемы нелинейно-оптической регистрации терагерцовых волн, поскольку они описывают отклик детектора на внешнее поле ($R_s{}^{ГКЧ}$) либо на флуктуации поля ($R_s{}^{CIP}$) на частоте холостой волны. Рассмотрим характерные свойства полученных зависимостей. Результаты расчетов распределений $R_s(\theta_i)$ в соответствии с выражениями (102), (109) показаны на Рисунках 38–41. Формы угловых распределений функций $R_s(\theta_i)$ для процессов ГКЧ и СПР с хорошей точностью совпадают – см. нормированные распределения на Рисунке 38(а). С увеличением длины кристалла диапазон допустимых волновых расстройек уменьшается, и распределения $R_s(\theta_i)$ становятся более узкими. Положения максимумов определяются условием синхронизма, и при выбранной длине волны (0,5145 мкм) накачки и частоте (1 ТГц) холостой волны отвечают углу $\theta_{iSYN} \approx 61^\circ$.

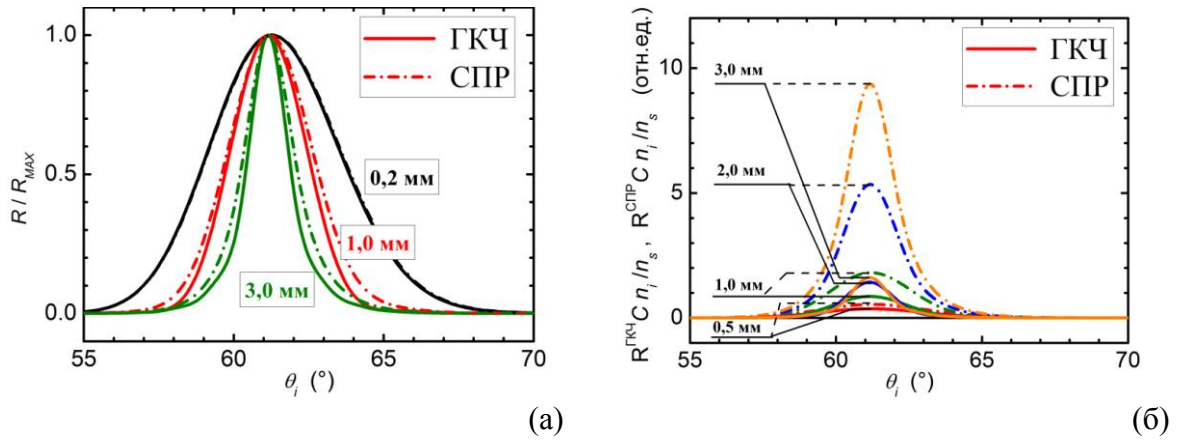


Рисунок 38. (а) Нормированные распределения $R_s(\theta_i)$ для процессов ГКЧ (сплошные линии) и СПР (штрих-пунктирные линии). На вставках возле кривых указана соответствующая длина нелинейного кристалла. Радиус пучка накачки $w_{0p} = 0,5$ мм, длина волны накачки $\lambda_p = 0,5145$ мкм, частота холостой волны $f_{\text{THz}} = 1$ ТГц. (б) То же, но без нормировки на значение в максимуме ($R_s^{\text{GKCh}}(\theta_i) \cdot C \cdot n_i / n_s$ для ГКЧ и $R_s^{\text{SPR}}(\theta_i) \cdot C \cdot n_i / n_s$ для СПР).

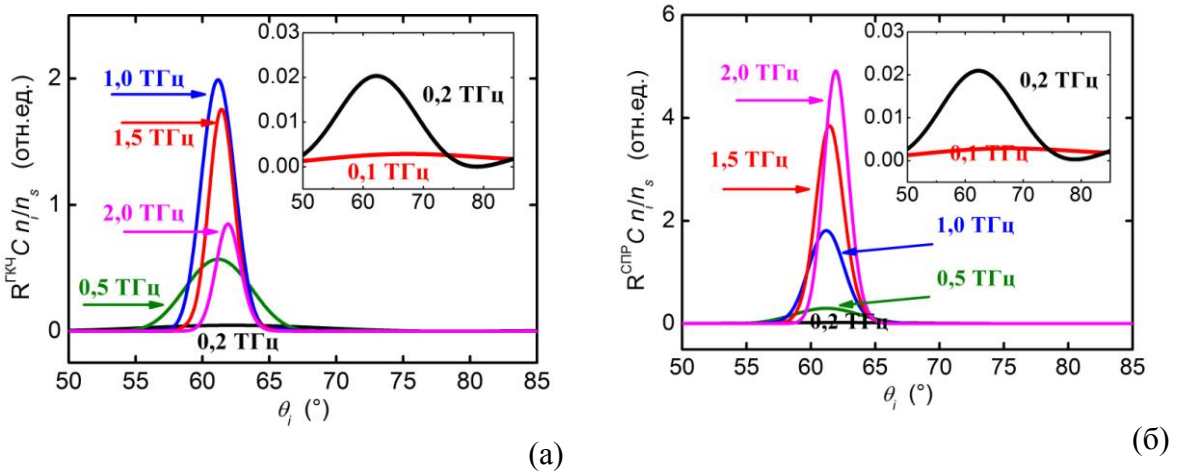


Рисунок 39. Распределения (а) $R_s^{\text{GKCh}}(\theta_i) \cdot C \cdot n_i / n_s$ для процесса генерации разностной частоты и (б) $R_s^{\text{SPR}}(\theta_i) \cdot C \cdot n_i / n_s$ для процесса СПР. Сдвиг положения максимума при изменении частоты холостой волны в сторону больших углов определяется условием фазового синхронизма и дисперсией ниобата лития. С увеличением f_{THz} растет как эффективность преобразования, так и поглощение на частоте холостой волны. Наибольшая величина угла θ_i на практике ограничена конечностью поперечного размера кристалла и составляет $\theta_{i\text{MAX}} \sim 85^\circ$; при $\theta_i > \theta_{i\text{MAX}}$ рассмотрение неприменимо. Радиус пучка накачки $w_{0p} = 0,5$ мм, длина волны накачки $\lambda_p = 0,5145$ мкм, длина кристалла $L = 1$ мм. На вставках в увеличенном масштабе показаны результаты для низких частот холостой волны.

Существенные искажения формы получаемых зависимостей $R_s(\theta_i)$ наблюдаются лишь при большой ширине синхронизма (вставка на Рисунке 39(а) для случая $f_{\text{THz}} = 0,1$ ТГц, $w_{0p} = 0,5$ мм, $L = 1$ мм) – при этом более эффективным становится взаимодействие, при котором терагерцовые волны распространяются перпендикулярно оптической накачке, а

положение максимума смещается в область больших углов (вставки на Рисунке 39). Поскольку выражения (102),(109) содержат некомпенсированный множитель $(1/\cos\theta_i)$, рассмотрение не применимо для случая $\theta_i \rightarrow 90^\circ$. Наибольшая величина угла θ_i ограничена конечностью поперечного размера кристалла и составляет $\theta_{i\text{ MAX}} \sim 85^\circ$ для кристалла с толщиной 0,5 мм и входной апертурой 10 мм; на практике значения $\theta_{i\text{ MAX}}$ оказываются ещё меньше. Для получения значения «полной» спектральной яркости сигнальной волны требуется проинтегрировать $R_s(\theta_i)$ по полярному углу (θ_i).

Будем описывать угловые распределения $R_s(\theta_i)$, аналогичные представленным на Рисунках 38 и 39, с помощью параметров – ширины $\Delta\theta_i$, значений в максимуме ($R_{s\text{ MAX}}$) и при угле синхронизма ($R_s(\theta_{i\text{ SYN}})$), а также (интегральной) спектральной яркости сигнальной волны $N_s'^{\text{ГКЧ}}$ и $N_s'^{\text{СПР}}$. Величина $\Delta\theta_i$ имеет смысл эффективной разрешающей способности нелинейно-оптического детектора ТИ по (полярному) углу, или эффективного диапазона углов, из которого идет сбор излучения; вычисляется $\Delta\theta_i$ как отношение площади под кривой $R_s(\theta_i)$ к значению R_s в максимуме:

$$\Delta\theta_{Rs}^{\text{MAX}} \equiv \frac{\int R_s(\theta_i) \sin \theta_i d\theta_i}{\text{Max}\{R(\theta_i)\}}, \quad - \quad (112)$$

или в синхронизме:

$$\Delta\theta_{Rs}^{\text{SYN}} \equiv \frac{\int R_s(\theta_i) \sin \theta_i d\theta_i}{R(\theta_{i\text{ SYN}})}. \quad (113)$$

Результаты расчетов «интегральных» параметров (N_s' , $\Delta\theta_{Rs}$ и других) для распределений $R_s^{\text{ГКЧ}}(\theta_i)$ и $R_s^{\text{СПР}}(\theta_i)$, аналогичных представленным на Рисунках 38 и 39, показаны на Рисунках 40 и 41. Наличие поглощения влияет на спектральные яркости $N_s'^{\text{ГКЧ}}$ и $N_s'^{\text{СПР}}$, также как и на распределения $R_s^{\text{ГКЧ}}(\theta_i)$ и $R_s^{\text{СПР}}(\theta_i)$, по-разному. В случае процесса генерации комбинационных частот поглощение приводит к тому, что наибольший вклад в спектральную яркость сигнальной волны дают начальные области кристалла – за счет уменьшения амплитуды холостой волны по мере её распространения в кристалле. Поэтому увеличение длины нелинейной среды выше определенной величины почти не приводит к увеличению полезного сигнала (Рисунки 40(в), 38(б)), а зависимость $R_s^{\text{ГКЧ}}$ от частоты холостой волны имеет максимум (на Рисунке 39(а) – в районе $f_i \sim 1$ ТГц). В то же время, при спонтанном параметрическом рассеянии наличие поглощения на частоте холостой волны лишь изменяет форму угловых (и частотных) распределений интенсивности сигнальной волны; интегральная мощность при этом не изменяется. Поэтому как с ростом частоты (Рисунок 39(б)), так и с увеличением длины кристалла (Рисунок 40(в)) мощность сигнала СПР увеличивается. Отметим, что ширины $\Delta\theta_{Rs}$

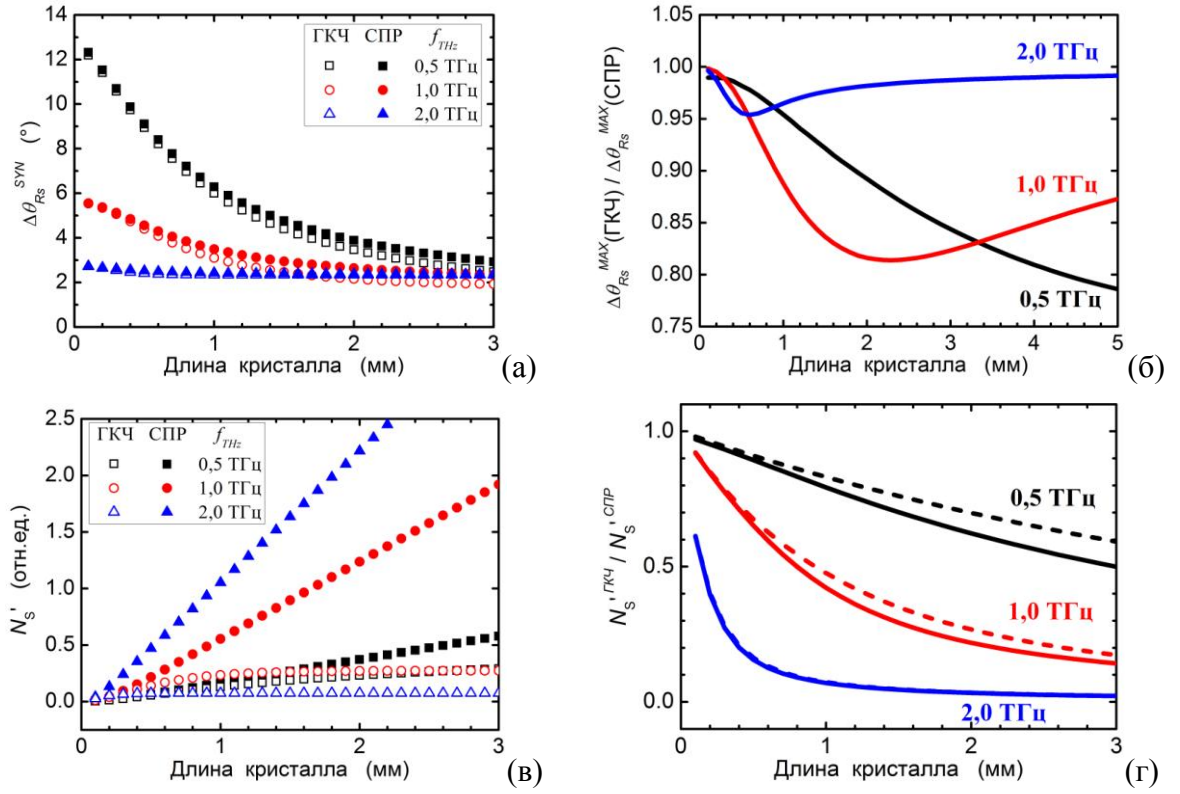


Рисунок 40. (а) Ширины $\Delta\theta_{R_s}^{SYN}$ угловых распределений $R_s^{GKCh}(\theta_i)$ и $R_s^{СПР}(\theta_i)$, нормированные на значения R_s при угле синхронизма, а также (б) их отношение. Указана угловая ширина для холостой волны. Характерные значения $\Delta\theta_{ext}$ диапазона углов, заполняемых источником внешнего ТИ внутри среды, не превосходят $\approx 5^\circ$. (в) Спектральные яркости N_s' сигнальной волны при ГКЧ и при СПР, а также (г) их отношение. Радиус пучка накачки $w_{0p} = 0,5$ мм, длина волны накачки $\lambda_p = 0,5145$ нм, длина кристалла $L = 1$ мм. На рисунке (г) пунктиром показано отношение $\{R_s^{GKCh}(\theta_i) \cdot C \cdot n_i / n_s\} / \text{Max}\{R_s^{СПР}(\theta_i) \cdot C \cdot n_i / n_s\}$.

угловых распределений $R_s^{СПР}(\theta_i)$ и $R_s^{GKCh}(\theta_i)$ с высокой точностью равны друг другу (см. Рисунок 40(б)). Важно, что даже для идеального случая одномодовой (по сигнальному излучению) приемной системы величина $\Delta\theta_{R_s}$ велика и составляет несколько градусов.

Для величины $\Delta\theta_{R_s}$ ключевым параметром является ширина синхронизма – максимально допустимая величина фазовой расстройки, при которой вклад соответствующих взаимодействующих мод всё ещё приводит к увеличению интенсивности N_s' выходной сигнальной волны. В простейшем случае непоглощающей среды и малого усиления зависимость N_s' от основных параметров системы описывается стандартным для трехчастотного взаимодействия выражением

$$N_s \sim \text{sinc}^2(L\Delta k_{\parallel} / 2) \text{sinc}^2(D\Delta k_{\perp} / 2) \quad (114)$$

где L – длина кристалла, D – его поперечный размер, $\Delta k_{\parallel}$ и $\Delta k_{\perp}$ – соответственно, продольная и поперечная составляющие волновой расстройки в терминах волновых

векторов. Увеличение длины кристалла, равно как и увеличение частоты терагерцовой волны, приводит к увеличению фазовой расстройке и снижению ширины синхронизма. Так, на Рисунке 40(а) диапазон углов $\Delta\theta_{Rs}$ снижается как при увеличении длины L , так и при увеличении частоты f_{THz} .

Сопоставляя разрешающую способность $\Delta\theta_{Rs}$ нелинейно-оптического детектора с диапазоном полярных углов $\Delta\theta_{ext}$ (половина угла раствора конуса, в пределах которого распространяется излучение внутри кристалла), равномерно (в терминах функции, аналогичной $R_s(\theta_i)$) засвечиваемых внешним терагерцовым источником, можно определить «коэффициент заполнения мод» F_s , схожий по смыслу с введенным в разделе 2.3 коэффициентом F :

$$F_s = \Delta\theta_{ext} / \Delta\theta_{Rs}. \quad (115)$$

При таком определении F_s принимает значения в диапазоне от 0 до $+\infty$ и имеет смысл отношения диапазонов, из которых «идет сбор» сигналов ГКЧ и СПР, углов распространения холостых волн. В случае $F_s < 1$ сигнал СПР собирается из большего, чем заполненный внешним источником ТИ, диапазона углов, и при калибровке яркости внешнего излучения по сигналу СПР требуется учет поправочного фактора, равного F_s . Наоборот, ситуация $F_s > 1$ является благоприятной и показывает, что (нелинейно-оптический) детектор является достаточно узкополосным (в терминах $\Delta\theta_{Rs}$) и может эффективно использоваться при анализе внешнего терагерцового излучения. Чтобы не привязываться к конкретному значению $\Delta\theta_{ext}$, будем в дальнейшем анализировать зависимости величин $\Delta\theta_{Rs}$ от параметров системы. Отметим, что характерные значения $\Delta\theta_{ext}$ внутри среды при заведении внешнего терагерцового излучения через входную грань кристалла составляют 5° (при полном угле раствора конуса терагерцового излучения 90° в воздухе) и меньше, и не превосходят 11° . Для терагерцовых источников с высокой направленностью излучения эта величина может составлять менее $0,2^\circ$.

Даже для больших L , w_{0p} и f_{THz} (1 мм, 0,5 мм и 1 ТГц, соответственно) диапазоны $\Delta\theta_{Rs}$ и $\Delta\theta_{ext}$ сравнимы, коэффициент заполнения мод, как правило, меньше единицы: $F_s < 1$. Значения F_s могут при определенных параметрах источника внешнего терагерцового излучения (высокая направленность излучения) и нелинейно-оптического детектора составлять $F_s \sim 10^{-2}$. При анализе только форм угловых распределений (без учета амплитуды) можно с умеренной точностью (не хуже 20%, см. Рисунок 40(а,б)) считать ширины распределений для процессов ГКЧ и СПР одинаковыми, и анализировать зависимость только одной из величин ($\Delta\theta_{Rs}^{ГКЧ} \approx \Delta\theta_{Rs}^{СПР} \approx \Delta\theta_{Rs}$) от параметров системы.

Конкурирующим фактором по сравнению с сужением синхронизма за счет увеличения размеров области нелинейного взаимодействия является увеличение поглощения с ростом

f_{THz} . Как и в случае СПР в оптическом диапазоне [63,64], наличие поглощения приводит к уширению линий ($R_s(\theta_i)$), что отражается в увеличении диапазона углов $\Delta\theta_{Rs}$. При этом общая мощность сигнала СПР остается неизменной, а эффективность преобразования внешнего терагерцового излучения снижается (Рисунок 40(в,г)). Как и при анализе распределений R_s , отметим, что увеличение длины кристалла приводит к линейному росту полной мощности сигнала СПР, в то время как для сигнала ГКЧ существует предельное значение, определяемое поглощением холостой волны. Зависимости отношений мощностей сигнальной волны при ГКЧ и СПР ($N_s'^{ГКЧ} / N_s'^{СПР}$) и угловых ширин ($\Delta\theta_{Rs}^{ГКЧ} / \Delta\theta_{Rs}^{СПР}$) от частоты на качественном уровне схожи с зависимостями от длины. Однако при анализе частотных зависимостей нужно отметить, что помимо коэффициента заполнения мод и поглощения, изменяется эффективность процессов ГКЧ и СПР. Существует «оптимальная» (для корректной работы процедуры калибровки яркости) частота работы терагерцово-оптического преобразователя частоты, определяемая балансом между шириной синхронизма и поглощением на частоте холостой волны. Показанные на Рисунке 41 частотные распределения интенсивностей $N_s'^{ГКЧ}$ и $N_s'^{СПР}$ процессов ГКЧ и СПР имеют максимум ($f_0^{ГКЧ}$ и $f_0^{СПР}$); величины максимумов не равны друг другу ($f_0^{ГКЧ} \neq f_0^{СПР}$), и из-за наличия растущего с частотой ТГц волны поглощения максимум $f_0^{ГКЧ}$ смещен в область низких частот.

Итак, при параметрическом преобразовании в терагерцовом диапазоне частот холостых волн фазовый синхронизм имеет большую угловую ширину. В результате при калибровке яркости внешнего ТИ путем сравнения со спектральной яркостью сигнала СПР появляется поправочный фактор F_s . Расчет величины поправочного фактора –

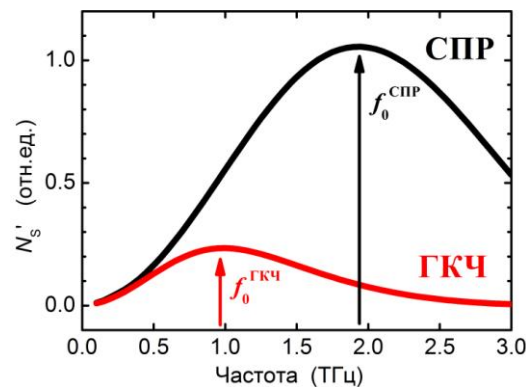


Рисунок 41. Спектральная яркость N_s' сигнальной волны для процессов ГКЧ и для процесса СПР в зависимости от частоты при нулевой волновой расстройке. Наибольшая спектральная яркость сигнальной волны для ГКЧ и СПР регистрируется при разных значениях частоты холостой волны – $f_0^{ГКЧ}$ и $f_0^{СПР}$. Радиус пучка накачки $w_{0p} = 0,5$ мм, длина волны накачки $\lambda_p = 0,5145$ мкм, длина кристалла $L = 1$ мм.

трудновыполнимая задача, поскольку требуется предварительное знание частотно-углового распределения интенсивности измеряемого ТИ и дисперсионных характеристик среды. Свести к минимуму ошибки при калибровке яркости, связанные отличием коэффициента заполнения мод F_s от единицы, можно путем равномерного заполнения входных пространственных мод преобразователя в пределах диапазона углов $\Delta\theta_{R_s}$. Уменьшения величины $\Delta\theta_{R_s}$ можно добиться путем уменьшения допустимых фазовых расстройек. Для преобразователей, работающих на частотах > 1 ТГц и использующих кристаллы длиной > 5 мм, характерные угловые ширины не превосходят $\Delta\theta_{R_s} \approx 3^\circ$ внутри нелинейного кристалла (16° вне нелинейного кристалла). Такой диапазон углов может с хорошей точностью быть заполнен излучением с равномерным распределением энергетической яркости. При этом величина сигнала, соответствующего преобразованию внешнего ТИ вверх по частоте, остается неизменной вне зависимости от коэффициента F_s . Поэтому не требуется учет коэффициента F_s в задачах определения только спектрального распределения внешнего ТИ (при условии, что динамический диапазон схемы регистрации достаточно велик для регистрации внешнего сигнала на фоне сигнала СПР).

Заключение по Главе 2 (Выводы по Главе 2 приведены в **Заключении** к работе):

- 1) В рамках одномодового описания проведен расчет корреляционных параметров оптико-терагерцовых состояний электромагнитного излучения, создаваемых при параметрическом рассеянии света в квадратично-нелинейной среде. Показано, что особенности параметрического преобразования в терагерцовом диапазоне частот холостых волн связаны с существенным вкладом тепловых флуктуаций и наличием поглощения на частотах холостых волн. Получены общие соотношения, позволяющие количественно рассчитать относительные корреляции интенсивности сигнального и холостого излучения ($g^{(2)}$) и дисперсию разностного фототока (NRF) при различных температурах и коэффициентах поглощения холостых волн в рассеивающей среде.
- 2) Исследованы условия, оптимальные для экспериментальной регистрации квантовой корреляции оптико-терагерцовых полей в одномодовом приближении. Показано, что влияние температуры на степень корреляции интенсивности сигнального и холостого излучения ($g^{(2)}$) качественно аналогично влиянию поглощения. При измерениях дисперсии разностного фототока NRF большее влияние имеет выбор температуры преобразователя. Оценка наибольшей температуры параметрического преобразователя, при которой возможно наблюдение неклассических свойств оптико-терагерцовых полей (на уровне $g^{(2)} > 4$, $NRF < 0,8$), генерируемых в кристаллах ниобата лития при значениях параметров

преобразователя, характерных для существующих экспериментальных установок, составляет около 20 К (измерение $g^{(2)}$) и 4 К (измерение NRF).

3) Получены выражения (101)-(104), (108)-(110) для спектральной яркости сигнальной волны при процессах ГКЧ и СПР, а также для углового распределения спектральной чувствительности нелинейно-оптического детектора терагерцовых волн в пространственно-многомодовом режиме, учитывающие поглощение холостых волн, длину и сечение объема нелинейного взаимодействия.

4) Предложена количественная величина для оценки вклада процессов параметрического преобразования, идущих с ненулевой волновой расстройкой, в общую мощность сигнала СПР, – угловая разрешающая способность $\Delta\theta_{Rs}$ нелинейно-оптического детектора терагерцового излучения. При калибровке по сигналу СПР яркости внешнего источника узко-направленного ТИ с угловой расходимостью $\Delta\theta_{ext} < \Delta\theta_{Rs}$ требуется учет фактора заполнения $F_s = \Delta\theta_{ext} / \Delta\theta_{Rs}$. Величина F_s в зависимости от направленности источника ТИ и параметров преобразователя может существенно ($F_s \sim 10^{-2}$) отличаться от единицы. Оптимальные для задач калибровки яркости внешнего ТИ по сигнальному излучению СПР параметры нелинейно-оптического детектора терагерцовых волн определяются компромиссом между эффектами уменьшения $\Delta\theta_{Rs}$ за счет увеличения размеров объема нелинейного взаимодействия, и уширения $\Delta\theta_{Rs}$, вызванного сопутствующим ростом поглощения на частотах холостых волн.

Глава 3. Метод СПР-характеризации нелинейно-оптических детекторов терагерцового излучения

В данной главе описан метод характеристики отклика нелинейно-оптических детекторов терагерцового излучения, основанный на наблюдении частотно-угловых спектров сигнального излучения спонтанного параметрического рассеяния в нелинейно-оптическом кристалле. Под спектральной чувствительностью детектора понимается, как и ранее, подразумевается отклик (спектральная плотность мощности сигнальной волны) нелинейно-оптического детектора на внешнее ТИ с равномерным распределением спектральной плотности мощности. Приводятся оригинальные результаты по расчету спектральной чувствительности нелинейно-оптических детекторов на основании экспериментальных данных. Также в главе рассмотрены особенности использования диодных лазеров для задач спектроскопии СПР в сильно невырожденном по частоте режиме. Уже отмечалось, что метод спектроскопии СПР крайне полезен для техники терагерцового диапазона частот. Становится возможным измерение спектрального распределения отклика нелинейно-оптического детектора ТИ без непосредственного использования источника ТИ. В качестве тестового широкополосного источника выступают квантовые и тепловые флуктуации поля на терагерцовых частотах. Метод абсолютной фотометрии, основанный на сравнении сигналов преобразования внешнего ТИ с сигналом СПР, крайне актуален в данном частотном диапазоне в связи с возможностью осуществления безэталонной калибровки источников ТИ.

По сравнению с «одномерными» распределениями интенсивности (в зависимости только от частоты или только от направления наблюдения), более наглядным вариантом представления данных экспериментов по спектроскопии (спонтанного) параметрического рассеяния в терагерцовом диапазоне холостых частот являются двухкоординатные, частотно-угловые распределения интенсивности сигнальной волны на выходе из нелинейного кристалла. В дальнейшем для краткости будем говорить о них как о «частотно-угловых спектрах СПР».

Результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в работах [A2,A6,A7,A9,A10]. Новизной обладают следующие результаты: 1) демонстрация характеристики отклика ТГц кристаллов-детекторов ТИ для геометрии преобразования «*ooe*» и при переходе к другой длине волны; 2) реализация схемы СПР-спектроскопии (в терагерцовом диапазоне частот холостых волн) с диодной накачкой. Для измерения частотно-угловых спектров СПР были

собраны установки, схемы которых обсуждаются в разделах 3.2 и 3.3. Перед тем, как более детально рассмотреть функциональные блоки установок, обсудим характерные особенности экспериментальных частотно-угловых спектров СПР в моно- и полидоменных кристаллах семейства ниобата лития.

3.1 Параметрическое рассеяние в монодоменных и периодически поляризованных кристаллах ниобата лития в терагерцовом диапазоне частот

В настоящей работе в качестве нелинейной среды были использованы кристаллы ниобата лития (LiNbO_3) конгруэнтного состава. Исследовались как монодоменные, так и периодически поляризованные (кристаллы с РДС) и аperiodически поляризованные кристаллы. Часть объектов была изготовлена методом пост-ростовой поляризации [159], часть – путем роста методом Чохральского в асимметричном тепловом поле [161]. В последнем случае использовалось легирование магнием, что позволяет получать кристаллы лучшего качества, с уменьшенной концентрации дефектов кристаллической структуры [93,94,156] и сниженным поглощением на терагерцовых частотах [81]. Более подробно свойства кристаллов ниобата лития описаны в Главе 1 (см. также ссылки в разделе 1.3, в т.ч. [152]). Характерный вид получаемых в эксперименте частотно-угловых спектров спонтанного параметрического рассеяния в кристаллах ниобата лития показан на Рисунках 42(б,в,г). Развертка по углу реализована с помощью трехлинзовой системы и входной щели монохроматора, причем координата пучка сигнального излучения взаимно-однозначно связана с углом рассеяния. При этом из всех возможных азимутальных углов рассеяния ζ входной щелью монохроматора выделяются только те, которые обеспечивают попадание сигнальной волны в прибор, то есть регистрируется только сигнал ПР «в плоскости» $\zeta \approx 0$. Соответствующие векторные диаграммы взаимодействия также показаны на Рисунке 42. По вертикальным осям на снимках отложены длина волны сигнального излучения и соответствующая ей частота холостого излучения. По горизонтальной оси отложен угол рассеяния, то есть направление распространения сигнальной волны вне кристалла относительно направления оптической накачки. Угол рассеяния может быть пересчитан в величину поперечной составляющей волнового вектора сигнальной волны с учетом дисперсии показателя преломления исследуемой среды и преломления на выходной грани кристалла. Яркая горизонтальная линия в центре снимков соответствует частоте излучения накачки (в данном случае – 514,53 нм) и представляет собой результат упругого рассеяния излучения накачки в элементах установки, в том числе в газовом фильтре. Остаточное, непогашенное излучение накачки, прошедшее через систему фильтров и попадающее на приемник, проявляется в виде яркой

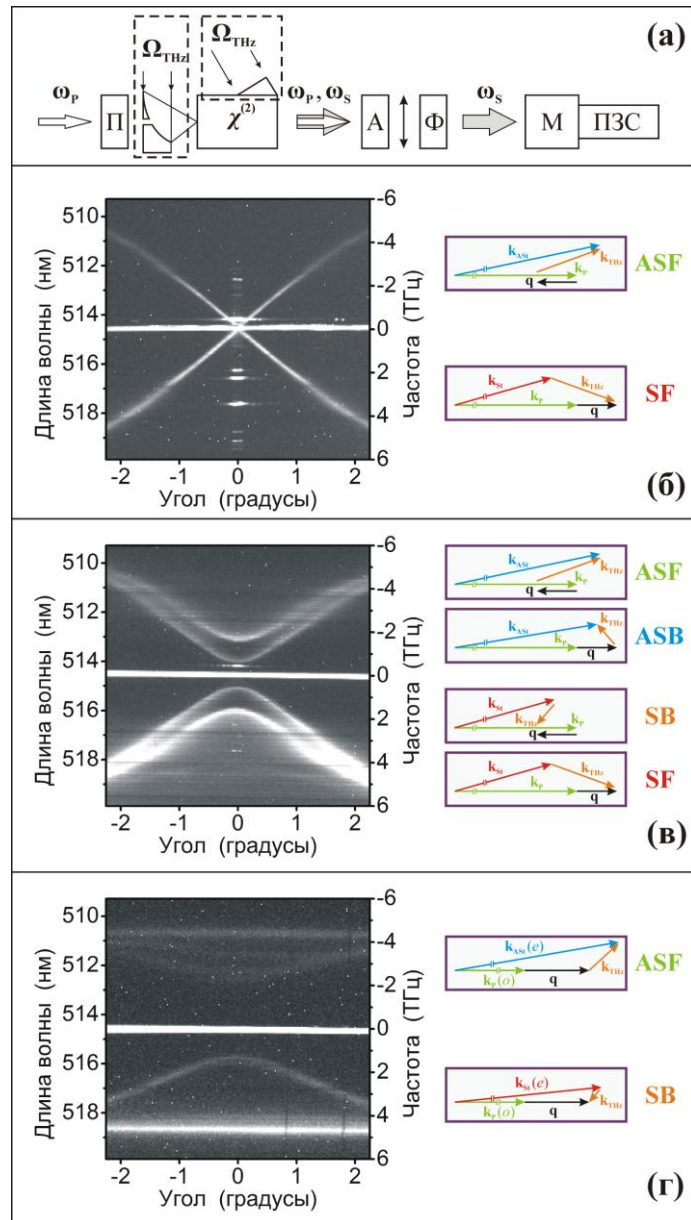


Рисунок 42. (а) Принципиальная схема установки по регистрации частотно-угловых спектров сигнального излучения спонтанного параметрического рассеяния света с возможностью нелинейно-оптического детектирования терагерцовых волн. «П» – поляризатор, «А» – анализатор, « $\chi^{(2)}$ » – нелинейный кристалл, «Ф» – узкополосный частотный фильтр, «М» – монохроматор, «ПЗС» – ПЗС-матрица. ω_p – частота излучения накачки, ω_s – сигнальной волны, Ω_{THz} – холостой (терагерцовой) волны. При использовании схемы в качестве детектора, внешнее ТИ заводится в нелинейный кристалл либо в коллинеарной геометрии с помощью параболического зеркала с отверстием, либо в схеме с боковым заведением с помощью сопрягающей призмы. Развертка по углу реализована с помощью трехлинзовой системы и входной щели монохроматора, при этом входной щелью монохроматора выделяются только те азимутальные углы рассеяния ζ , которые обеспечивают попадание сигнальной волны в прибор ($\zeta \approx 0$). (б-г) Характерный вид экспериментальных спектров СПР в ниобате лития в случае: (б) – монокристалла в геометрии «eee», (в) – периодически поляризованного кристалла ($d \approx 68$ мкм) в геометрии «eee», (г) – периодически поляризованного кристалла ($d \approx 6,4$ мкм) «гранного» типа в геометрии «ooe». Рядом со спектрами СПР даны векторные диаграммы взаимодействия.

точки в центре снимка; ее яркость на Рисунках 42(б,в,г) сравнима с яркостью рассеянной накачки (горизонтальной линии) из-за ограниченного динамического диапазона приемника. В области антистоксова преобразования ($\omega_p = \omega_s - \omega_i$, см. также раздел 1.4) – выше линии накачки на Рисунках 42(б,в,г) – частота сопряженной холостой волны указана со знаком «минус». На Рисунке 42(г) как в стоксовом (над линией накачки), так и в антистоксовом (под этой линией) диапазонах наблюдается сигнал комбинационного рассеяния излучения накачки на фоне E -типа с частотой $152,8 \text{ см}^{-1}$ (4,6 ТГц) [172]. Поскольку интенсивность сигнального излучения в стоксовой области пропорциональна $(N_T + 1)$, а в антистоксовой – $(N_T + 0)$, сигнал комбинационного рассеяния имеет в антистоксовом диапазоне малую мощность за счет высокой частоты фононного колебания. Здесь, как и ранее (см. (77)), под N_T понимается число тепловых фотонов в моде излучения на частоте холостой волны. На остальных рисунках аналогичный сигнал рассеяния на фоне A -типа с частотой 252 см^{-1} (7,6 ТГц) находится за пределами изображения, представленного на рисунке. Набор узких горизонтальных отрезков, расположенных вдоль линии нулевых углов рассеяния (коллинеарного взаимодействия), наблюдаемых на Рисунках 42(б,в), соответствуют артефактам в спектре излучения лазера накачки – линиям разряда аргона. Использование скрещенных поляризатора и анализатора в геометрии «**оо**е» (Рисунок 42(г)) позволяет существенно снизить шумы; так, в геометрии «**оо**е» неполяризованное излучение линий разряда аргона не представляет помехи при регистрации частотно-угловых спектров СПР. Напомним, что ниобат лития – оптически одноосный кристалл, и в терагерцовом диапазоне в нем возможны две геометрии нелинейного взаимодействия, «**оо**е» (взаимодействие за счет нелинейного коэффициента d_{15} , волна накачки – необыкновенно поляризованная, сигнальная и терагерцовая волны – обыкновенно поляризованные) и «**ее**е» (взаимодействие за счет нелинейного коэффициента d_{33} , поляризации всех волн – необыкновенная), причем нелинейная восприимчивость ниобата лития в геометрии «**ее**е» на порядок выше [82,83,84]: $d_{33}/d_{15} \sim 10^1$. Кристаллы так называемого гранного типа [94,162] (Рисунок 43) выращиваются таким образом, что оптическая ось кристалла составляет с нормалью к доменным стенкам угол $\varphi = 57^\circ$. В результате показатель преломления для необыкновенной волны следует пересчитать по известной формуле [192]:

$$n(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{\frac{\cos^2 \varphi}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{n_e^2}}} . \quad (116)$$

При таком выборе угла φ гранным кристаллам соответствует значение $\varphi = 57^\circ$. Основными преимуществами кристаллов гранного типа являются малая толщина

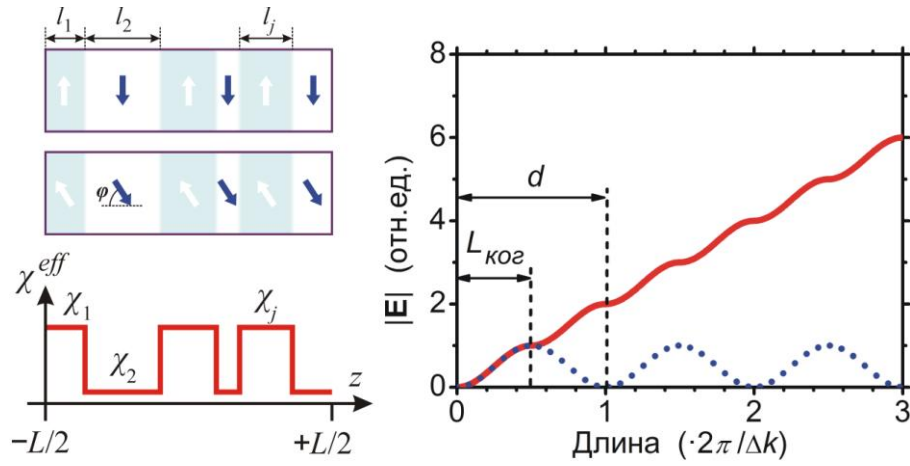


Рисунок 43. К вопросу о фазовом квазисинхронизме в кристаллах с неоднородным распределением нелинейной восприимчивости. Сегнетоэлектрические домены показаны цветом, направление кристаллографической оси показано стрелкой для кристалла, выращенного вдоль кристаллографической оси Ox и для кристалла «гранного» типа [94], в который угол φ между оптической осью и нормалью к границам доменов составляет 57° . Один «период» (d) кристалла включает в себя два домена противоположной ориентации. В выражениях, используемых в разделе 3.1, рассмотрен кристалл с произвольными длинами доменов, в котором величины эффективной нелинейной восприимчивости принимают два значения (возможно, и отрицательные) – χ_1 и χ_2 . (справа) Зависимость модуля напряженности поля сигнальной волны ПР, генерируемой в (синие фигуры) монодоменном кристалле при фиксированной волновой расстройке $\Delta k_{\parallel}$ и (сплошная красная линия) в кристалле с РДС при том же значении $\Delta k_{\parallel}$ и с периодом d , обеспечивающем точное выполнение условия фазового квазисинхронизма в первом порядке ($|m| = 1$).

доменных стенок и высокое их качество, хорошая периодичность, однородность структуры, а также значительно более широкая входная апертура, чем при использовании традиционного метода пост-ростовой поляризации.

Сигнальному излучению СПР соответствуют изогнутые линии, симметричные относительно линии нулевых углов ($\theta_s = 0$). Наибольшую интенсивность сигнальное излучение имеет в тех областях, которые соответствуют (квазисинхронным) перестроечным кривым параметрического рассеяния, то есть выполнению условия квазисинхронизма ((2),(8),(13), см. также Рисунок 19). Для периодически поляризованного кристалла с периодом d ($\mathbf{q}$ – вектор обратной сверхрешетки, $|\mathbf{q}| \equiv 2\pi/d$, m – произвольное целое число; предполагается, что χ^{eff} модулирована строго вдоль направления распространения излучения накачки) эти соотношения для стоксова преобразования запишутся в виде:

$$\omega_p = \omega_{St} + \omega_T, \quad (117a)$$

$$\Delta k_{\perp}^{St} \equiv k_{St} \sin \theta_{St} + k_{THz} \sin \theta_{THz} = 0, \quad (117b)$$

$$\Delta k_{\parallel}^{St} + mq \equiv (k_p - (k_{St} \cos \theta_{St} + k_{THz} \cos \theta_{THz})) + mq = 0, - \quad (117b)$$

а для антистоксова преобразования – в виде:

$$\omega_p = \omega_{Ast} - \omega_T, \quad (117г)$$

$$\Delta k_{\perp}^{Ast} \equiv k_{Ast} \sin \theta_{Ast} - k_{THz} \sin \theta_{THz} = 0, \quad (117д)$$

$$\Delta k_{\parallel}^{Ast} + mq \equiv (k_{Ast} \cos \theta_{Ast} - (k_p + k_{THz} \cos \theta_{THz})) + mq = 0. \quad (117е)$$

В дальнейшем для краткости будем называть d «периодом кристалла». Напомним, что при коллинеарном взаимодействии ($\theta_s = 0^\circ$) при $\theta_{THz} = 0^\circ$ терагерцовая волна – «прямая» («*forward*»), распространяется в ту же сторону, что и оптические волны, а при $\theta_{THz} = 180^\circ$ речь идет об «обратных» («*backward*») ТГц волнах, распространяющихся противоположно излучению накачки. Под Δk понимаем волновую расстройку, введенную аналогично (23) в разделе 1.4. Как будет показано ниже (см. (123)), для кристалла с высоким качеством РДС взаимодействие в четных порядках имеет нулевую эффективность, а с увеличением порядка квазисинхронизма мощность сигнальной волны уменьшается как m^2 . Поэтому основной вклад в регистрируемый в эксперименте сигнал дает квазисинхронное взаимодействие в первом порядке, $|m| = 1$. При длине волны накачки 514,5 нм характерные значения входящих в (117) величин составляют $k_p^o \approx 28,5 \text{ мкм}^{-1}$, $k_p^e \approx 27,3 \text{ мкм}^{-1}$, $(k_p^o - k_p^e) \approx 1,2 \text{ мкм}^{-1}$, $k_{THz}^e \approx (0,11 \text{ мкм}^{-1}) \cdot f_{THz}[\text{ТГц}]$ (например, $k_{THz}^e(1 \text{ ТГц}) \approx 0,11 \text{ мкм}^{-1}$), $(k_p^e - k_s^e) \approx (2\pi f_{THz} / u_{gr\ opt}) = (2\pi f_{THz} / (c / n_{gr\ opt}))$, $(k_p^e - k_s^e)(1 \text{ ТГц}) \approx 0,05 \text{ мкм}^{-1}$, $n_{gr\ opt} \approx 2,484$, $n_p^o \approx 2,33$, $n_p^e \approx 2,24$, $n_{THz}^o \approx 6$, $n_{THz}^e \approx 5$. Для периодически поляризованных кристаллов с периодами $d_1 = 5 \text{ мкм}$ и $d_2 = 70 \text{ мкм}$ соответствующие значения $|q|$ составляют $q_1 \approx 1,3 \text{ мкм}^{-1}$ и $q_2 \approx 0,09 \text{ мкм}^{-1}$. Приведенные значения показывают, в частности, что при накачке «зеленым» лазером в геометрии *ооо* реализовать синхронное ($m = 0$) взаимодействие не представляется возможным. В геометрии *еее* линейный (приблизенно, при достаточно низких ТГц частотах $f_{THz} < 2 \text{ ТГц}$) характер зависимости $k_{THz}(f_{THz})$ приводит к тому, что перестроечные характеристики ПР «выходят из нуля» – при стремлении частоты ТГц волны к нулю фазовый синхронизм выполняется при углах взаимодействия, также стремящихся к нулю. Сами перестроечные кривые при этом имеют в области малых ТГц частот характерную форму «креста». В случае, когда сигнальная волна имеет ту же поляризацию, что и волна накачки (геометрия «*еее*»), $(k_p - k_{St}) \approx (k_{Ast} - k_p) \approx (2\pi f_{THz} / u_{gr\ opt})$, и форма перестроечных кривых симметрична относительно линии $f_{THz} = 0$; стоксово преобразование не отличается от антистоксового. Это не так для «*ооо*»-взаимодействия – величины k_s и k_p существенно отличаются за счет двулучепреломления, и коллинеарное взаимодействие в монокристалле возможно только при увеличении длин волн накачки до 0,8 мкм и выше.

С помощью (117) можно вычислить величину d периода кристалла с РДС, обеспечивающую коллинеарное ($\theta_{THz} = \theta_s = 0^\circ$) квазисинхронное взаимодействие на заданной частоте холостой волны $f_{THz\ QPM}$. Периодически поляризованные кристаллы позволяют реализовать эффективное взаимодействие на большой длине, и основной интерес представляет случай коллинеарного взаимодействия, при котором

$$d = \frac{2\pi |m|}{|\Delta k_{\parallel}|}. \quad (118)$$

Для расчета величины Δk волновой расстройки требуется знать дисперсию вещества в оптическом и терагерцовом диапазонах. Для фиксированной частоты $f_{THz\ QPM}$ существует минимальный период $d_{0\ QPM}$, соответствующий первому порядку квазисинхронизма ($|m| = 1$); остальные периоды кратны $d_{0\ QPM}$ и соответствуют более высоким порядкам $|m| = 2, 3, \dots$. Как проиллюстрировано на Рисунке 43, на одном периоде $d_{0\ QPM}$ укладывается два домена противоположной ориентации; когерентная длина $L_{ког}$, на которой несинхронное взаимодействие волн все ещё приводит к увеличению их интенсивности, равна половине периода: $L_{ког} = 2 d_{0\ QPM}$.

Результаты расчета «квазисинхронного» периода $d_{0\ QPM}$ для ниобата лития в соответствии с (118) для коллинеарного взаимодействия показаны на Рисунках 44 и 45 для случаев стоксова («S») и антистоксова («AS») преобразования, для прямых («F») и обратных («B») терагерцовых волн. В геометрии «*eee*» основное значение имеет направление распространения терагерцовой волны по отношению к направлению распространения излучения накачки. Характерные значения периодов составляют десятки микрометров, что легко достижимо с помощью методов пост-ростовой поляризации.

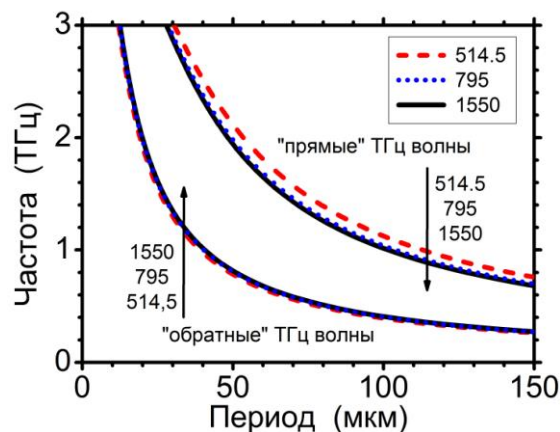


Рисунок 44. Рассчитанные значения минимального периода $d_{0\ QPM}$ для кристалла ниобата лития при коллинеарном ПР в геометрии «*eee*». Периоды $d_{0\ QPM}$ для Стоксова и анти-Стоксова преобразования практически не зависят от типа «Стокс – анти-Стокс». Стрелками показано изменение длины волны λ_p накачки, рядом указаны соответствующие значения λ_p (в нм).

Модуль вектора обратной решетки сопоставим с волновым вектором терагерцовой волны, и допустимы случаи как сонаправленных векторов $\mathbf{k}_p$ и $\mathbf{q}$, так что $(\mathbf{k}_p; \mathbf{q}) > 0$, так и противонаправленных, $(\mathbf{k}_p; \mathbf{q}) < 0$ (Рисунок 42). Как уже отмечалось выше в данном разделе, перестроечные кривые для стоксовой и антистоксовой областей рассеяния практически совпадают. Частотно-угловые спектры СПР, аналогичные показанным на Рисунках 42(б,в), симметричны относительно частоты накачки. При фиксированном m более низкочастотной ветви преобразования соответствуют обратные ТГц волны, а более высокочастотной – прямые (см. Рисунок 42(в) и результаты расчета на Рисунке 44). Для данной геометрии значения (квази-) синхронных частот для прямых и обратных терагерцовых волн близки, и особенно важным становится утверждение, что при фиксированных m, q, f_{THz} и направлении распространения ТГц волны (прямая либо обратная) (квази-) синхронные углы при стоксовом и при антистоксовом преобразовании противоположны, $\theta_{St} \cdot \theta_{As} < 0$ (см. (117б) и (117д)). Как будет показано в Главе 4, это приводит к асимметричному виду сигнала преобразования внешнего ТИ. В геометрии «eee» можно также пренебречь влиянием длины волны накачки – ее изменение приводит лишь к (малому) изменению групповой скорости оптических волн.

В геометрии «ooo» при фиксированных значениях d и m квазисинхронное

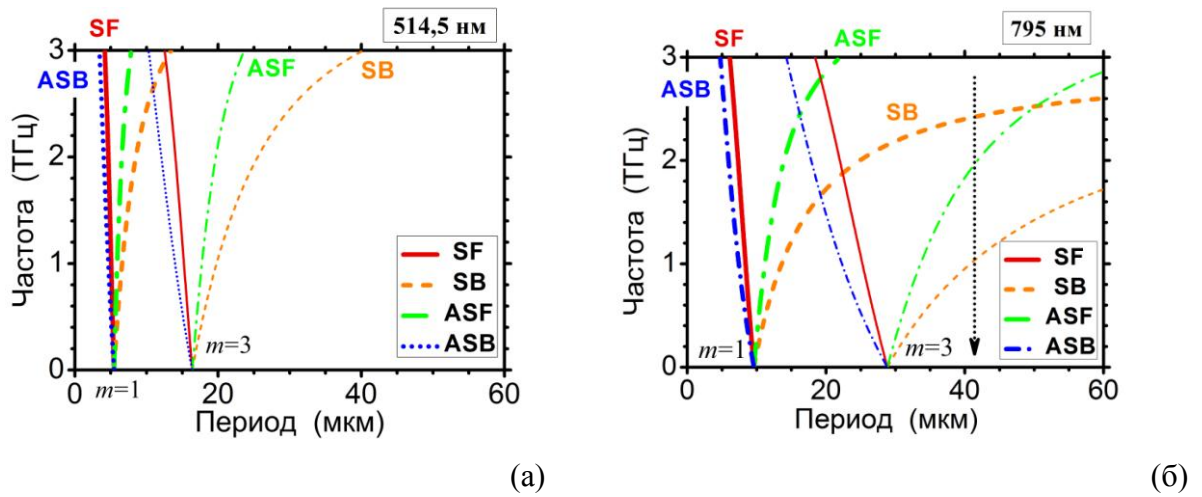


Рисунок 45. Рассчитанные значения минимального периода $d_{0\text{QPM}}$ для кристалла ниобата лития при коллинеарном ПР в геометрии «ooo» в кристаллах «гранного» [162] типа для длин волн накачки (а) $\lambda_p = 514,5$ нм и (б) $\lambda_p = 795$ нм. Буквами указан тип взаимодействия: «S» – Стоксово преобразование, «AS» – анти-Стоксово преобразование, «F» – прямая ТГц волна, $(\mathbf{k}_p; \mathbf{k}_{THz}) > 0$, «B» – обратная ТГц волна, $(\mathbf{k}_p; \mathbf{k}_{THz}) < 0$. Увеличение порядка квазисинхронизма m ведет к увеличению «квазисинхронного» периода в соответствующее число раз: $d = |m| d_{0\text{QPM}}$. При больших длинах волн накачки становится возможным квазисинхронное взаимодействие одного типа в разных порядках m , как показано стрелкой на рисунке (б) для взаимодействия в геометрии «SB».

взаимодействие оказывается возможным только либо для прямой ТГц волны в стоксовой области («**SF**» на Рисунке 45) и обратной ТГц волны в антистоксовой области («**AB**»), либо для обратной ТГц волны в стоксовой области («**SB**») и прямой ТГц волны в антистоксовой области («**AF**»). При этом в первом случае когерентная длина монотонно уменьшается с ростом частоты ТГц волны, а во втором – монотонно растет. Характерные значения когерентной длины в области малых ($f \sim 0,1$ ТГц) частот холостых волн составляют от единиц до нескольких десятков микрометров. Для реализации коллинеарного фазового квазисинхронизма в геометрии «**ооо**» требуется использование периодически поляризованных кристаллов с малыми периодами модуляции (на уровне единиц микрон). Для данной геометрии перспективны кристаллы с поляризацией, наведенной в процессе роста в асимметричном тепловом поле. В таких кристаллах достижимы величины периодов на уровне единиц микрометров [162] при достаточном качестве доменной структуры. В соответствии с (118), использования в $|m|$ раз бóльших периодов можно добиться с помощью в $|m|$ раз бóльшего порядка квазисинхронизма: $d = |m| d_{0\text{ QPM}}$. При использовании более длинноволновых источников накачки (Рисунок 45(б)) происходит увеличение периодов, становится возможным одновременное наблюдение нескольких порядков квазисинхронизма для одного типа взаимодействия (на рисунке это геометрия «**SB**», пример кристалла с подходящим периодом показан стрелкой). Более подробно эти особенности рассмотрены в разделе 3.3. При больших значениях $d_{0\text{ QPM}}$ можно реализовать квазисинхронное взаимодействие в монодоменном кристалле длиной $L < d_{0\text{ QPM}}$. Из-за большой разницы ($k_p^o - k_p^e$) ($\approx 1,2 \text{ мкм}^{-1}$) за счет двулучепреломления, вектор обратной решетки направлен, как правило, почти вдоль волнового вектора накачки: $(\mathbf{k}_p; \mathbf{q}) > 0$. Отметим, что по спектрам СПР можно определять периоды кристаллов с РДС; для геометрии «**ооо**» точность определения выше для кристаллов с большими периодами. Однако преимущество рассматриваемого в диссертации метода характеристики отклика нелинейно-оптических ТГц детекторов состоит как раз в том, что по спектрам СПР непосредственно измеряется именно спектральное распределение чувствительности потенциальных детекторов. Информация о периоде РДС, малое изменение которого может приводить к существенному изменению центральной частоты работы детектора, носит побочный характер и не требуется для вычисления спектральной чувствительности. Например, на Рисунке 45 квазисинхронные перестроочные кривые в области малых периодов (геометрии «**SF**» и «**AFB**») очень «пологие», и малая ошибка в величине периода (если бы он был известен *априори*) приводит к большой ошибке в определении частоты ТГц волны. Кроме того, из-за особенностей процесса выращивания в одном кристалле могут существовать области с

различными периодами РДС; один из таких случаев и показан на Рисунке 42(г). Наличие двух периодов модуляции лучше проявляется в антистоксовой области, и выражено наличием дополнительной ветви СПР в области больших частот. Это также представляет трудность при определении периода (периодов) кристалла по спектрам СПР – следует разделять вклад более высоких ($m = \pm 3, \pm 5$ и т.д.) порядков квазисинхронизма и областей с отличным периодом. Важно отметить, что при применении метода СПР-характеристики чувствительности детекторов этого не требуется.

Для описания ПР в кристаллах с пространственной модуляцией эффективной нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)eff}(z)$ можно использовать разложение $\chi^{(2)eff}(z)$ в ряд Фурье [151,89,72]:

$$\chi^{(2)}(z) \equiv \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \chi_p^{(2)} \exp\left(+i \frac{2\pi}{L} pz\right), \quad \chi_p^{(2)} \equiv \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{+L/2} \chi^{(2)}(z) \exp\left(-i \frac{2\pi}{L} pz\right) dz. \quad (119)$$

Здесь $\chi_p^{(2)}$ – амплитуды пространственных гармоник эффективной нелинейной восприимчивости, L – длина кристалла, p – произвольное целое число. В случае если среда представляет собой домены длины l_j с постоянной в пределах домена эффективной нелинейной восприимчивостью χ_j (Рисунок 43), для величин $\chi_p^{(2)}$ получим:

$$\chi_p^{(2)} = \frac{1}{L} \left(\frac{-L}{i 2\pi p} \right) (-1)^p \sum_{j=1}^{N_{dom}} \chi_j^{(2)} \left(\exp\left(-i \frac{2\pi}{L} p d_j\right) - 1 \right) \exp\left[-i \frac{2\pi}{L} p (d_1 + d_2 + \dots + d_{j-1})\right]. \quad (120)$$

В частности, если среда представляет собой кристалл с РДС (период $d = l_1 + l_2$) с доменами длин l_1 и l_2 ,

$$\chi_p^{(2)} = \begin{cases} 0, & p \neq 0, \pm \frac{1 \cdot L}{l_1 + l_2}, \pm \frac{2 \cdot L}{l_1 + l_2}, \dots; \\ \frac{(-1)^{p+1}}{i 2\pi p} \frac{N_{dom}}{2} \left(\chi_1^{eff} \left(e^{-i \frac{2\pi p}{L} l_1} - 1 \right) + \chi_2^{eff} \left(e^{-i \frac{2\pi p}{L} l_2} - 1 \right) e^{-i \frac{2\pi p}{L} l_1} \right), & \text{иначе.} \end{cases} \quad (121)$$

Общее число доменов N_{dom} равно удвоенному числу периодов N_{per} : $N_{dom} = 2N_{per}$. Для кристаллов с РДС удобно от номера гармоники p перейти к порядку квазисинхронизма m , используемому в выражениях типа (117):

$$\chi^{(2)}(z) \equiv \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \chi_m^{(2)} \exp\left(+i \frac{2\pi}{l_1 + l_2} pz\right) \equiv \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \chi_m^{(2)} \exp(+i q m z), \quad m \equiv p \frac{l_1 + l_2}{L} \equiv p \frac{d}{L}. \quad (122)$$

В этих обозначениях для случая $\chi_1 = +\chi^{eff}$, $\chi_2 = -\chi^{eff}$ и одинаковых длин l_1 и l_2 получим:

$$\chi_m^{(2)} = \begin{cases} 0, & m - \text{четное}; \\ \frac{\chi^{eff}}{i \pi m}, & m - \text{нечетное}. \end{cases} \quad (123)$$

Четные пространственные гармоники равны нулю, а для нечетных мощность сигнальной волны при ПР ($P_s \sim (\chi_{eff}^2)$) убывает как m^2 с ростом номера m гармоники. Решение для

квазисинхронных процессов можно получить [72] заменой $\chi_{eff} \rightarrow \chi_m^{(2)}$ и «синхронных» волновых расстроек на «квазисинхронные», определяемые выражениями (117) в случае, если различные порядки квазисинхронизма не накладываются друг на друга и нет их интерференции (а также в приближении малого усиления).

Приведенные в данном разделе расчетные результаты носят качественный характер и, за счет этого, справедливы для всех кристаллов ниобата лития, вне зависимости от конкретных дисперсионных характеристик, которые могут отличаться из-за технологических особенностей изготовления каждого конкретного кристалла, особенно в случае кристаллов с пространственной модуляцией квадратичной восприимчивости, наведенной в процессе роста кристалла.

3.2 Экспериментальная установка с накачкой от узкополосного газового лазера

Принципиальной особенностью эксперимента по спектроскопии рассеяния на холостых волнах терагерцового диапазона является необходимость регистрации оптических сигналов на частотах, находящихся в непосредственной близости ($\Delta f \sim 5 \text{ см}^{-1}$, $\Delta \lambda \sim 0,1 \text{ нм}$) от линии излучения накачки. Экспериментальная установка, схема которой представлена на Рисунке 42(а), во многом аналогична установкам по регистрации малоуглового комбинационного рассеяния (например, [69,70,71]). В качестве накачки использовалось одномодовое непрерывное излучение аргонового лазера на длине волны 514,53 нм со средней мощностью $0,1 \div 0,3 \text{ Вт}$. В резонаторе лазера был установлен эталон Фабри-Перо для уменьшения спектральной ширины линии накачки. Процесс СПР осуществлялся в кристаллах ниобата лития различного состава, легирования (Mg, Y) и пространственной структуры (монокристаллы, периодически и аperiodически поляризованные кристаллы). Сигнальное излучение, получаемое в результате процесса СПР и имеющее частоту, близкую к частоте излучения накачки, отделялось после нелинейного кристалла от излучения накачки с помощью: 1) поляризационного фильтра – призмы Глана-Тейлора, 2) частотно-селективного узкополосного газового фильтра – нагреваемой ячейки с парами молекулярного йода, и 3) монохроматора (МДР-41). Сигнальное излучение в интервале углов рассеяния около $-10^\circ \dots 10^\circ$ собиралось линзовой системой на входную щель монохроматора. Роль трехлинзовой системы заключалась в согласовании входной числовой апертуры монохроматора с требуемым диапазоном регистрируемых углов рассеяния [192]. В установке с аргоновым лазером фокусные расстояния установленных последовательно линз составляли 10 см, 15 см и 10 см, соответственно. Смещение луча вдоль направления щели монохроматора было однозначным образом связано с углом рассеяния сигнального излучения на выходе из кристалла. На выходе монохроматора со снятой выходной щелью формировались спектры со скрещенной частотно-угловой дисперсией [67,68,75], которые затем регистрировались с помощью ПЗС-матрицы (Proscan HS 101H) (англ. *charge-coupled device*, *CCD*, *CCD-camera*), установленной в выходной фокальной плоскости монохроматора. Входная щель монохроматора была ориентирована таким образом, чтобы вдоль всей используемой длины входной щели (т.е. для всех возможных углов рассеяния) собирались волны, соответствующие одной и той же геометрии взаимодействия, т.е. одинаковым поляризациям собранных линзовой системой сигнальных волн. На практике вращать сам монохроматор нецелесообразно, и требуемая ориентация входной щели монохроматора достигалась поворотом исследуемого кристалла. Следует отметить, что совокупный коэффициент пропускания монохроматора может зависеть от направления поляризации

исследуемой волны. Во всех экспериментах, проведенных на описываемой установке, щель монохроматора была ориентирована вертикально, поляризация исследуемого сигнального излучения вдоль (всей) длины входной щели спектрального прибора была горизонтальной, равно как и поляризация холостой (терагерцовой) волны. При этом сигнальные волны, приходящие на щель, имеют одинаковую поляризацию вдоль всей щели, вне зависимости от угла рассеяния. Оптическая ось кристалла и поляризация излучения накачки были (Рисунок 46): а) горизонтальными (в геометрии **eee**) либо б) вертикальными (**ooo**). Переход от наблюдения сигнала СПР в разных геометриях осуществляется поворотом кристалла и поляризатора. При юстировке схемы особое внимание уделялось установке входной щели монохроматора перпендикулярно направлению развертки входного излучения в спектр, которая в данном случае осуществлялась в горизонтальной плоскости, а также правильной ориентации и расположению светочувствительного массива ПЗС-матрицы в выходной фокальной плоскости спектрографа.

Отдельного внимания заслуживает используемый в установке частотный фильтр. Поскольку частота сигнальной волны ω_s отличается от частоты накачки ω_p на частоту холостой волны ω_i , то для регистрации сигнальных волн в терагерцовом диапазоне частот холостых волн требуется спектральный фильтр с полосой поглощения не шире, чем 0,3 ТГц (0,25 нм при $\lambda_p = 514,5$ нм). С другой стороны, ширина линии поглощения должна быть достаточно большой, чтобы как можно более эффективно понизить мощность излучения накачки, имеющего хотя и узкий, но конечной ширины спектр. В данной

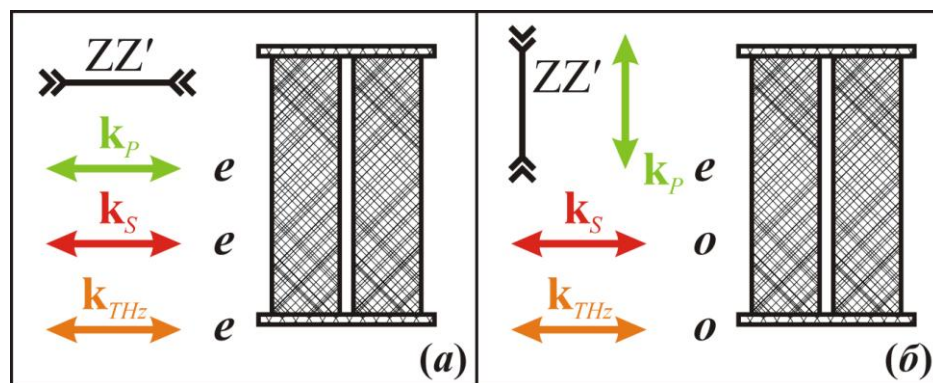


Рисунок 46. Ориентация оптической оси кристалла (ZZ') и поляризаций взаимодействующих волн – накачки («p»), сигнальной («s») и холостой («THz»). Вид вдоль направления распространения пучка накачки. Рядом показана ориентация входной щели монохроматора. Переход от наблюдения сигнала СПР в разных геометриях осуществляется поворотом кристалла и поляризатора. Сигнальные волны, приходящие на щель, имеют одинаковую поляризацию вдоль всей щели.

установке используется газовый фильтр на парах йода. Данное решение широко используется в методиках спектроскопии комбинационного рассеяния света при малых сдвигах относительно линии накачки [69,70,76,73,77]. Герметичная ёмкость (ячейка) с йодом помещена в теплоизолированный кожух, количество йода внутри ячейки достаточно велико, чтобы при нагреве до температур $\sim 100^\circ\text{C}$ всё ещё имелось некоторое количество йода в конденсированном состоянии. Регулировка температуры осуществляется с помощью электрического нагревательного устройства, поддерживающего температуру в ячейке с точностью до $\approx 0,5^\circ\text{C}$. Температура ячейки составляла $69\text{--}72^\circ\text{C}$ для измерений в геометрии *eee* и $66\text{--}69^\circ\text{C}$ в геометрии *ooo*. Снижение температуры ячейки желательно: во-первых, при увеличении концентрации йода в газообразной фазе увеличивается ширина линий поглощения йода. При повышении температуры выше некоторой критической будет поглощаться не только излучение накачки, но и сигнальное излучение, соответствующее малым частотам холостой волны. В итоге, снижение температуры ячейки позволяет расширить частотный диапазон метода СПР-спектроскопии в низкочастотную область, а увеличение коэффициента поглощения ячейки путем увеличения рабочей температуры представляется нерациональным. Во-вторых, снижение температуры ячейки увеличивает срок службы ячейки из-за уменьшения потери молекул йода, утекающих сквозь стенки ячейки и места приклеивания окон. Снижение температуры в геометрии *ooo* становится возможным за счет существенного ($\sim 10^3$ по мощности) ослабления излучения накачки, вносимого поляризационным фильтром. Существенным недостатком (см. [73,77], а также по результатам настоящей работы, опубликованным в [A4]) узкополосных частотных фильтров на базе поглощающих газовых ячеек является появление узкополосных линий поглощения на длинах волн, близких к длине волны накачки, за счет большого количества разрешенных переходов в молекулах йода. При использовании данного типа фильтров желательно, чтобы спектральное разрешение $\Delta\omega_{det}$ приемной аппаратуры позволяла разрешать отдельные линии поглощения молекул газа (с шириной $\Delta\omega_{gas}$); если это условие оказывается не выполненным, желательно, чтобы характерные масштабы $\Delta\omega$, изменения величины спектральной плотности мощности сигнального излучения существенно превосходили $\Delta\omega_{gas}$.

Из-за технических особенностей использованной в работе ПЗС-матрицы, при выходе за пределы динамического диапазона устройства начинался процесс «растекания» заряда по соседним фоточувствительным элементам (пикселям) при считывании зарядовых пакетов. Растекание заряда происходит неодинаково в различных направлениях и определяется механизмом работы устройства. В использованной в эксперименте камере (ProScan

HS101H) размер фоточувствительного поля составлял 1024 (столбцы) x 252 (строки) пикселя, считывание зарядовых пакетов проводилось построчно (сначала все столбцы сдвигают на одну строку вниз, затем эта строка считывается поэлементно). При выходе за пределы динамического диапазона (глубины ловушки фоточувствительного элемента в терминах количества фотоэлектронов) для одного пикселя искажались в первую очередь показания в строке, содержащей данный пиксель. Поскольку наибольшую яркость на снимке имела небольшая область, соответствующая непогашенному излучению оптической накачки, в эксперименте ПЗС-матрица была ориентирована так, чтобы соответствующие искажения не распространялись на информативную область снимка. При этом область с искаженными показаниями соответствовала нескольким строкам ПЗС-матрицы, соответствующим нескольким значениям частот сигнального излучения в непосредственной близости от частоты излучения накачки; информация об угловом распределении интенсивности сигнальной волны в данных строках была утеряна.

Как известно [35], мощность сигнала СПР зависит от мощности излучения накачки линейным образом. При мощностях оптической накачки на кристалле $\sim 0,1$ Вт интегральная мощность сигнального излучения СПР не превосходит $\sim 10^{-9}$ Вт, а характерные значения мощностей оптического сигнала на одном пикселе ПЗС-матрицы составляют ~ 100 отсчетов в секунду (что соответствует мощности $\sim 10^{-(15)}$ Вт) в геометрии **eee** и ~ 10 с⁻¹ в геометрии **ооe**. Столь низкие уровни мощности сигнала связаны 1) с наличием входной щели спектрографа, которая существенно уменьшает телесный угол, из которого собирается регистрируемое излучение, и 2) с наличием частотной и угловой дисперсии, в результате чего на выделенный фоточувствительный элемент приходится меньшая мощность сигнального излучения. Ослабление мощности накачки, вносимое йодной ячейкой, составляет не менее чем $\sim 10^8$ [76], а пропускание скрещенных поляризационных призм в геометрии **ооe** составляет $\sim 10^3$. При этом, как уже упоминалось в Главе 1, при переходе от геометрии **eee** к геометрии **ооe** мощность сигнала СПР снижается в $\sim 10^2$ раз за счет изменения ($d_{33}/d_{15} \sim 10^1$) величины соответствующей компоненты тензора квадратичной восприимчивости среды.

Путем разъюстировки схемы, например, фокусировки остаточного излучения накачки не непосредственно на щель спектрографа, а с небольшим сдвигом в поперечном направлении, можно существенным образом увеличить соотношение сигнал/шум. Искажения, вносимые в частотно-угловые спектры СПР при малых сдвигах точки фокусировки, малы. Отметим, что подобный прием не может быть использован при регистрации узконаправленного внешнего ТГц излучения и применим только при наблюдении «обзорных» частотно-угловых спектров СПР.

В завершение раздела рассмотрим процедуру **определения разрешающей способности** регистрирующей системы установки, показанной на Рисунке 42(а), по отношению к длине волны (нм/пксл.) и направлению (°/пксл.) распространения сигнального излучения СПР. **Аналитическая оценка** разрешающей способности по частоте и по углу может быть дана на основании данных о параметрах спектрального прибора, размере фоточувствительных элементов ПЗС-матрицы и параметрах линзовой системы. МДР-41 – монохроматор с дифракционной решеткой, построенный по схеме Черни-Тернера (так называемая «М-схема»), в которой входной и выходной объективы выполнены в виде параболических зеркал, сфокусированных на входной и выходной щелях, соответственно. Коллимированное излучение посылается на дифракционную решетку, которая может быть повернута на заданный угол; используется первый порядок дифракции. Фокусные расстояния входного и выходного объективов – параболических зеркал – равны и составляют $F_1 = F_2 = F = 300$ мм, входная апертура прибора (определяемая размерами используемых параболических зеркал и размером дифракционной решетки) составляет $A = 50$ мм, используется дифракционная решетка с периодом d , $d^{-1} = 750$ штр./мм. Разрешающая способность $R \equiv \Delta\lambda / \lambda$ дифракционной решетки определяется [192] числом N освещенных штрихов и порядком дифракции m : $R = mN = mA d^{-1} \sim 4 \cdot 10^4$. При нормальном падении света на решетку ее линейная разрешающая способность $R_{\text{лин}} \equiv \Delta l / \Delta\lambda = F \cdot m / d \cos\varphi$ ($\sim 0,45$ мм/нм при $\varphi \sim 60$), где Δl – смещение пучка вдоль выходной щели спектрального прибора при изменении длины волны света на $\Delta\lambda$. Размер фоточувствительного элемента («пикселя») использованной в работе ПЗС-матрицы составлял 12 мкм, а расстояние между соседними пикселями – $d_{\text{пксл}} = 24$ мкм. Оценка спектрального разрешения приемной системы на основе такого ПЗС-приемника дает $S_\lambda = d_{\text{пксл}} / R_{\text{лин}} \sim 0,053$ нм/пксл, или 0,06 ТГц/пксл для длины волны накачки $\lambda_p \sim 514,5$ нм в приближении $\Delta f \approx -c \Delta\lambda / \lambda^2$.

Для оценки разрешающей способности по углу достаточно знать параметры фокусирующей линзовой системы (эффективное фокусное расстояние) и коэффициент увеличения спектрографа, равный для МДР-41 $F_2 / F_1 = 1$. Для трехлинзовой схемы, состоящей из трех собирающих линз с фокусными расстояниями 10 см, 15 см и 10 см, установленных на расстояниях 25 см и 25 см, соответственно, эффективное фокусное расстояние равно $f_{\text{eff}} = f_1 f_3 / f_2 \approx 6,7$ см. При малых углах рассеяния смещение луча вдоль направления входной щели линейно связано с углом рассеяния:

$$dx = f_{\text{eff}} \operatorname{tg} \theta \approx f_{\text{eff}} \theta [\text{рад}] = f_{\text{eff}} \frac{\pi}{180^\circ} \theta [^\circ], \quad (124)$$

откуда коэффициент преобразования $\approx 1,2 \text{ мм/}^\circ$. Смещение луча вдоль «пикселей» ПЗС-матрицы составит $dx_{\text{вых}} = dx \cdot F_2 / F_1$. С учетом $d_{\text{пксл}} = 24 \text{ мкм}$ получим оценку разрешающей способности системы по отношению к углу рассеяния (вне кристалла) в $S_\theta \approx 0,0206 \text{ }^\circ/\text{пксл}$.

Рассмотрим **экспериментальную калибровку** разрешающих способностей (S_λ , S_θ) установки. Предполагается, что спектральный прибор дает в выходной фокальной плоскости неизогнутые линии, а ПЗС-матрица ориентирована так, что развертка по частоте соответствует только изменению номера «строки» (первого индекса, i), а развертка по углу – только изменению номера «столбца» (второго индекса, j), или наоборот ($i \leftrightarrow j$). Калибровка регистрирующей системы по углу проводится с помощью интерферометра Фабри-Перо. Прибор устанавливается перед линзовой системой, на месте нелинейного кристалла, и освещается рассеянным лазерным излучением. При максимально возможном растворе щели ПЗС-матрицей регистрируется система концентрических колец, как показано на Рисунке 47 для эталона Фабри-Перо с базой $d_{\text{ФП}} = 0,3 \text{ мм}$, при его освещении рассеянным светом на длине волны $514,53 \text{ нм}$. Центры колец (углы φ_m) соответствуют выполнению условия конструктивной интерференции [192]:

$$m\lambda = 2d_{\text{ФП}} \cos \varphi_m . \quad (125)$$

Здесь $d_{\text{ФП}}$ – база эталона Фабри-Перо, λ – длина волны излучения, φ – угол между выходящим лучом и нормалью к зеркалам интерферометра, m – порядок интерференции. Центральные кольца ($\varphi_m \rightarrow 0$) соответствуют бóльшим значениям порядка интерференции m , а с увеличением угла φ_m соответствующая величина m уменьшается. Если плоскости зеркал интерферометра ориентированы перпендикулярно исходному, нерассеянному пучку накачки (то есть перпендикулярно оптической оси системы), то центры колец будут расположены в центре щели. При повороте эталона Фабри-Перо интерференционная картина сместится, и количество полос в области наблюдения увеличится.

В эксперименте *a priori* не известен абсолютный номер m , и можно нумеровать интерференционные максимумы, отсчитывая их от некоторого, начального значения m_0 . В соответствии с (125), для сдвига на $j \equiv (m - m_0)$ колец величина сдвига в приближении линейной зависимости координаты вдоль щели (x – номер пикселя) от угла составит:

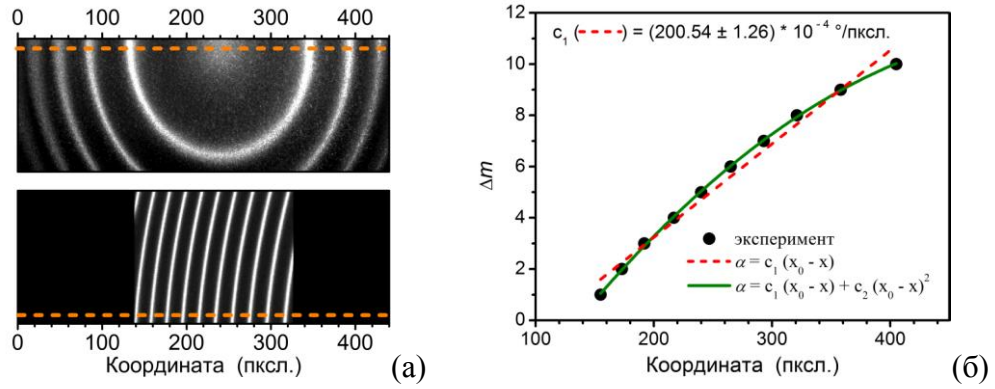


Рисунок 47. К определению разрешающей способности S_θ установки по отношению к углу рассеяния. (а) Система концентрических колец, регистрируемая ПЗС-матрицей при установке перед линзовой системой эталона Фабри-Перо при широко открытой щели монохроматора. На верхнем рисунке зеркала эталона установлены перпендикулярно оптической оси системы. При повороте эталона Фабри-Перо (нижний рисунок) центр интерференционной картины смещается, и количество полос в зоне видимости увеличивается, что повышает точность определения S_θ . (б) Результат аппроксимации относительного номера кольца ($\Delta m \equiv j$) в соответствии с выражением (126) (штриховая линия), а также при использовании квадратичного вида зависимости номера максимума от координаты (сплошная линия).

$$j = m_0 - \frac{2d_{\Phi\Pi}}{\lambda} \cos(S_\theta(x - x_0)) . \quad (126)$$

Для определения разрешающей способности S_θ проводят аппроксимацию полученных значений зависимостей координат колец от их относительного номера j с помощью соотношения (126). Значение m_0 можно оценить как номер m , соответствующее центральному кольцу ($\varphi_m = 0$), можно оценить как $m_{\text{Max}} = 2d_{\Phi\Pi}/\lambda \approx 1166$; величину S_θ – из аналитической оценки ($\sim 0,02$ °/пксл.); x_0 – координата «линии нулевых углов рассеяния» на снимке (номер пикселя). Полученное значение S_θ составило $S_\theta = 0,0201 \pm 0,0001$ °/пксл.. Отметим, что из-за аберраций линейная связь $\Delta\alpha = S_\theta \Delta x$ нарушается; для более точного определения соответствия координаты и угла рассеяния можно воспользоваться следующими членами в разложении $\Delta\alpha(\Delta x)$, например, вторым порядком ($\Delta\alpha = c_1 \Delta x + c_2 \Delta x^2$), как показано на Рисунке 47(б) сплошной линией.

Калибровку по частоте проводят с помощью источников с известными спектральными характеристиками. Устанавливают ширину s щели монохроматора, равную нормальной ширине щели $s_{\text{норм}}$, при которой ширина центральной части главного дифракционного максимума излучения от входной щели на входной апертуре прибора равно величине этой диафрагмы (в случае МДР-41 она составляет ≈ 60 мм). При использовании лазерных источников применяется рассеиватель, устанавливаемый на входную щель прибора. Помимо спектра излучения неоновых ламп, можно провести калибровку по частоте,

используя (а) данные о частотах фононных колебаний в известном кристалле, а также (б) по особенностям в спектре источника накачки. В методе (а) регистрируется сигнал комбинационного рассеяния света (КР) в нелинейной среде. Источником накачки служит тот же лазер, который будет использоваться при регистрации спектров СПР. Как и в схеме СПР-спектроскопии, для регистрации слабых ($\sim 10^{-8}$ и менее от мощности накачки) сигналов комбинационного рассеяния требуется использовать узкополосный фильтр для отсекающего излучения накачки после нелинейной среды. Калибровку приемной системы по частоте проводят, сопоставляя положения наблюдаемых линий на ПЗС-матрице с длинами волн сигнального излучения, соответствующими возбуждению фононных колебаний в данном материале. Так, для ниобата лития при накачке «зеленой» линией излучения аргонового лазера (т.е. 514,5 нм) соответствующие длины волн составят 518,61 нм ($152,8 \text{ см}^{-1}$, *ооо*) и 521,29 нм (252 см^{-1} , *еее*) для стоксова преобразования и 510,52 нм ($152,8 \text{ см}^{-1}$, *ооо*) и 507,94 нм (252 см^{-1} , *еее*) для антистоксова. Метод (б) специфичен для газовых источников излучения и заключается регистрации артефактов в спектре излучения лазера накачки. Как правило, в таких источниках, помимо основного, рабочего перехода, обеспечивающего лазерную генерацию, имеется ряд близкорасположенных переходов, имеющих низкую эффективность, недостаточную для развития лазерной генерации. Дополнительно коэффициент усиления на длинах волн таких переходов снижается за счет использования в конструкции лазера дисперсионных элементов. Тем не менее, помимо основной длины волны в спектре излучения газового лазера в непосредственной близости от нее может наблюдаться ряд линий с яркостью, достаточной для их регистрации в установке по СПР-спектроскопии; такие линии излучения будем называть «линиями разряда» (см. Рисунок 48). В случае аргонового лазера, использованного в работе, длина волны генерации составляла 514,5 нм, а основную часть линий разряда давали атомы и ионы аргона, возбуждаемые при горении плазменного столба в процессе работы лазера. Характерный вид линий разряда в этом случае, а также соответствие между ними и данными литературы [193] для спектра излучения аргона приведены на Рисунке 48. По горизонтальной оси отложена длина волны и отмечены (треугольниками) положения, соответствующие линиям излучения атомов аргона. По вертикальной оси отложена координата (номер пикселя), соответствующая развертке по частоте. Кружками отмечены линии с высокой яркостью, квадратами – с низкой. Дополнительно (синими звездами) даны положения двух известных линий комбинационного рассеяния света на фонах в ниобате лития в геометриях *ооо* и *еее*. Как и в методе (а), для подавления основной линии излучения накачки требуется использовать частотный фильтр, наличие которого может приводить к

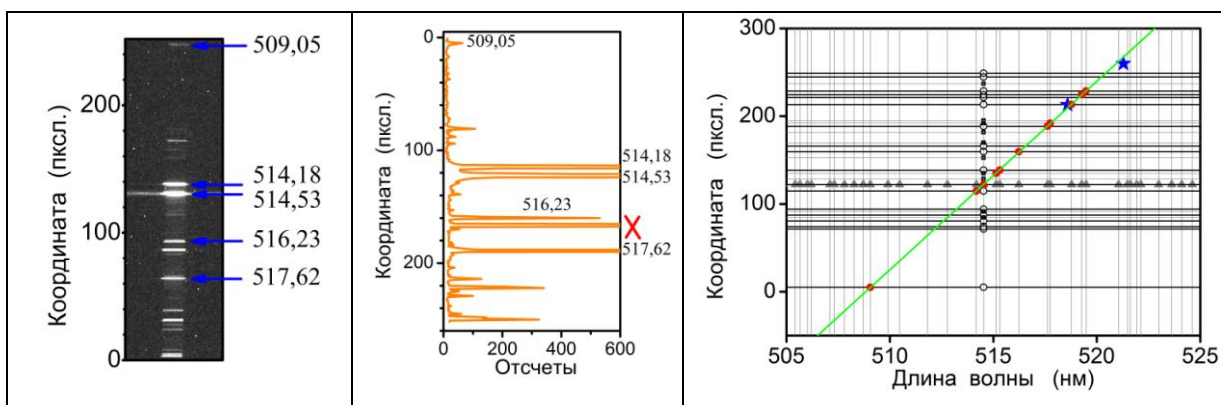


Рисунок 48. К определению разрешающей способности S_λ установки по отношению к длине волны сигнального излучения. (а) Характерный вид «линий разряда» в спектре излучения аргонового лазера вблизи нулевых углов рассеяния. (б) Распределение интенсивности излучения вдоль вертикальной оси на снимке (а). Числами рядом с рисунками (а),(б) отмечены длины волн некоторых линий излучения атомов аргона. (в) Результат калибровки S_λ по линиям разряда аргона. Треугольниками показаны табличные значения длин волн линий излучения атомов аргона. Положения (в пикселях) наблюдаемых в эксперименте линий отмечены открытыми кругами (более яркие линии) и квадратами (менее яркие). Синими звездами отмечены положения фононов $152,8 \text{ см}^{-1}$ и 252 см^{-1} в ниобате лития. Выбранные для калибровки линии разряда с «привязанными» координатами показаны закрытыми кругами. Через выбранные точки методом наименьших квадратов проводится прямая. Коэффициент наклона прямой дает $S_\lambda = 21,52 \pm 0,03 \text{ нм/пкс.}$

избирательному исчезновению некоторых из линий разряда в регистрируемых спектрах. В результате «привязки» наблюдаемых в эксперименте линий к табличным значениям длин волн излучения атомов аргона выбирают точки для калибровки, соответствующие пересечению горизонтальных и вертикальных линий на Рисунке 48. По полученным точкам (красные круги) проводят калибровочную кривую. Спектральная ширина «линий разряда» существенно меньше характерных ширин линий комбинационного рассеяния света, что увеличивает точность калибровки. Была получена величина разрешающей способности по частоте $S_\lambda = 21,52 \pm 0,03 \text{ нм/пкс.}$ Полученные значения S_θ, S_λ с хорошей точностью совпадают с аналитической оценкой.

3.3 Экспериментальная установка с накачкой от диодной лазерной системы

До 2019 года [74] единственным типом источника лазерной накачки, применявшимся для наблюдения спектров спонтанного параметрического рассеяния в терагерцовом диапазоне частот холостых волн, являлись узкополосные газовые лазеры (например, аргоновый лазер). В таких устройствах для дополнительного сужения линии генерации используется внесенный в резонатор лазера эталон Фабри-Перо, а последующая фильтрация излучения накачки осуществляется с помощью узкополосного фильтра, чаще всего – поглощающей газовой ячейки [76,73,77]. В данном разделе приводятся результаты экспериментов по использованию в схемах СПР-спектроскопии в качестве излучения накачки существенно более компактных, надежных и удобных в эксплуатации диодных лазерных систем.

Для регистрации спектров спонтанного параметрического рассеяния была собрана установка, показанная на Рисунке 49. Эта установка содержит все основные функциональные блоки известных схем СПР-спектрографов (см., например, [67,68,75]), однако специфика источника накачки накладывала свои требования на их исполнение. Излучение накачки после частотной фильтрации и контроля поляризации подавалось на

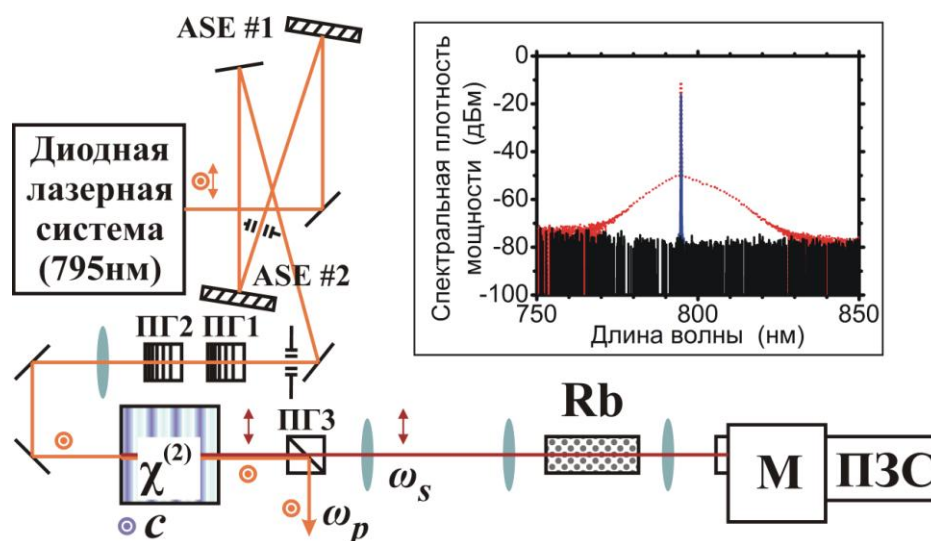


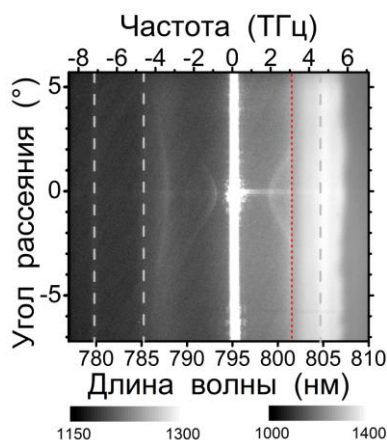
Рисунок 49. Схема экспериментальной установки по регистрации частотно-угловых спектров СПР, вид сверху. «ASE filter» – узкополосные частотные фильтры; « $\chi^{(2)}$ » – нелинейный кристалл; «РС» – поляризационные фильтры (призмы Глана-Тейлора). Поляризации сигнального излучения, а также ориентация оптической оси нелинейного кристалла показаны стрелками (горизонтальная ориентация) и concentрическими кругами (вертикальная). На вставке представлен спектр излучения диодной лазерной системы до (красная линия) и после одного (зеленая линия) узкополосного фильтра. Черным показан уровень шума. Использование частотных фильтров позволяет подавить усиленное спонтанное излучение системы.

нелинейный кристалл. Регистрировался сигнал спонтанного параметрического рассеяния света. В качестве нелинейной среды использовались периодически поляризованные кристаллы ниобата лития «гранного» типа [162], легированные магнием для подавления фоторефрактивных эффектов и снижения поглощения терагерцовых волн. Затем излучение накачки отсекалось с помощью узкополосного газового фильтра, в качестве которого использовалась ячейка с парами рубидия-87 (Precision Glassblowing, USA). Рабочая температура ячейки составляла 110°C. С помощью спектрографа (Zolix) и ПЗС-матрицы (Andor iKon-M 934) регистрировался частотно-угловой спектр сигнального излучения [75] нужной поляризации, выделяемой с помощью поляризационных призм. Источником излучения накачки служила диодная лазерная система (TOPTICA DL100 & TA100), состоящая из задающего лазера и клинообразного усилителя (англ. *tapered amplifier*). Для сужения линии генерации и увеличения стабильности генерации использовался лазерный диод с антиотражающим покрытием в сочетании с дифракционной решеткой, включенной по схеме Литтрова (Littrow). Центральная длина волны задающего лазерного диода может перестраиваться в диапазоне от 780 до 815 нм путем наклона решетки, и подбиралась таким образом, чтобы данное излучение можно было после прохождения кристалла отфильтровать с помощью узкополосного газового частотного фильтра. В эксперименте использовалась линия перехода D_1 ($5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$) рубидия-87, соответствующая длине волны излучения накачки около 795 нм. Мощность излучения задающего лазера составляла 5..50 мВт, после клинообразного усилителя она могла быть увеличена до 0,5 Вт.

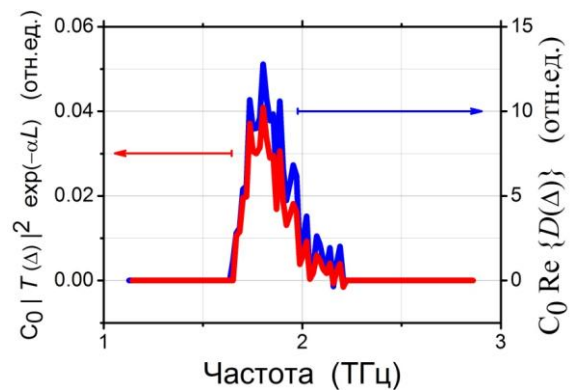
В случае использования активных сред с широким контуром усиления, в частности – диодных лазеров, возникает дополнительная сложность, связанная с наличием усиленного спонтанного излучения (УСИ, англ. *amplified spontaneous emission, ASE*) – см. также вставку на Рисунке 49. Оно формируется за счет допорогового усиления спонтанного излучения в активной среде лазера, и охватывает спектральный диапазон, соответствующий контуру усиления активной среды. Характерные значения спектральной плотности мощности УСИ составляют, как правило, $\sim 10^{-4}..10^{-6}$ от спектральной плотности мощности излучения в пределах линии генерации лазерной системы. В большинстве экспериментов наличие данного «пьедестала» не приводит к экспериментальным сложностям ввиду низкой спектральной плотности мощности усиленного спонтанного излучения, а также возможности использования частотно-селективных фильтров. В то же время, характерные значения полной мощности излучения СПР составляют $\sim 10^{-8}$ от общей мощности излучения накачки. Наличие УСИ существенно осложняет регистрацию частотно-угловых спектров СПР и делают

невозможным увеличение чувствительности схемы путем увеличения времени накопления сигнала. В настоящей работе для подавления шумового сигнала УСИ была использована пара частотных фильтров на базе голографических дифракционных решеток отражательного типа (Ondax NoiseBlock). Полоса пропускания данных устройств составляет $\sim 5 \text{ см}^{-1}$ ($\sim 0,3 \text{ нм}$ для длины волны 795 нм) и позволяют достигать в отраженном излучении дополнительного контраста на уровне не менее 20 дБ между линией излучения лазерной системы и УСИ. С целью дальнейшего снижения шумов регистрации, обусловленных УСИ, сигнал СПР наблюдался в геометрии *ooe* – для отбора соответствующих поляризаций использовалась пара скрещенных поляризаторов, расположенных до и после кристалла. При этом дальнейшее снижение мощности шумового сигнала УСИ определяется пропусканием системы скрещенных поляризаторов и позволяет достичь его ослабления еще в $\sim 10^{-3}..10^{-4}$ раз.

Характерный вид экспериментального спектра СПР, полученного при накачивании нелинейного кристалла диодным лазером, показан на Рисунке 50(а). Яркая горизонтальная линия в центре снимка соответствует частоте излучения накачки (795 нм) и представляет собой результат упругого рассеяния излучения накачки в элементах установки, в т.ч. в газовом фильтре. Вертикальная линия соответствует прошедшему через



(а)



(б)

Рисунок 50. (а) Характерный вид спектра СПР в периодически поляризованном ($d \approx 20 \text{ мкм}$) кристалле ниобата лития (Mg:LiNbO_3), получаемого при использовании диодной лазерной системы. Время экспозиции 10 с. Частоты ТГц волны, участвующей в анти-Стоксовом преобразовании, указаны со знаком «минус». Два участка спектра, разделенные пунктирной линией, представлены в разных шкалах по интенсивности. Серые штриховые линии показывают положения сигнального излучения, соответствующего комбинационному рассеянию на оптических фонах E -типа с частотами $152,8 \text{ см}^{-1}$ ($4,6 \text{ ТГц}$) и $238,3 \text{ см}^{-1}$ ($7,2 \text{ ТГц}$). (б) Результат характеристики отклика по спектрам СПР по методике, описанной в разделе 3.4.

систему спектральных фильтров излучению ASE и соответствует нулевым углам рассеяния (коллинеарное взаимодействие). Как в стоксовом (ниже линии накачки на Рисунке 50(а)), так и в антистоксовом (выше этой линии) диапазонах наблюдается сигнал комбинационного рассеяния излучения накачки на фонах *E*-типа с частотами $152,8\text{ см}^{-1}$ и $238,3\text{ см}^{-1}$ (серые горизонтальные пунктирные линии на соответствующих частотах). Изогнутые линии соответствуют сигнальному излучению СПР. Наличие дефектов в кристаллической структуре периодически поляризованных кристаллов приводит к деполяризации излучения накачки, что выражается в снижении общего коэффициента подавления излучения накачки системой скрещенных поляризаторов. Как показали эксперименты, в кристаллах «гранного» типа эффекты деполяризации проявляются существенно слабее.

Из-за технических особенностей использованной в работе CCD-камеры, при выходе за пределы динамического диапазона устройства начинался процесс «растекания» заряда по соседним фоточувствительным элементам («пикселям»). Поэтому наличие даже сколь угодно узкополосного сигнала – например, не погашенного системой ASE фильтров усиленного спонтанного излучения, приводило к существенному зашумлению регистрируемых на камере частотно-угловых спектров СПР. Конкретно, даже при использовании пары частотных фильтров с шириной полосы пропускания $\sim 5\text{ см}^{-1}$, общая мощность прошедшего через пару скрещенных поляризаторов и рубидиевую ячейку излучения составляла $\sim 10^{-6}$ от мощности излучения накачки, т.е. $\sim 10^{-7}$ Вт. Потери мощности в спектрографе составляли $\sim 10^{+1}$, дополнительное ослабление фонового излучения УСИ осуществлялось за счет наличия узкой щели (характерная ширина ~ 50 мкм), установленной на входе спектрографа. Однако, при этих условиях, в расчете на 1 пиксель регистрирующей системы, мощность фонового излучения ASE по-прежнему на несколько (≈ 4) порядков превосходила мощность полезного сигнала СПР ($\sim 10^{-16}$ Вт на пиксель). Полученные результаты позволяют заключить, что при использовании лазерных систем с широким контуром усиления требуется тщательная спектральная фильтрация их излучения. Одним из перспективных подходов может также служить использование в качестве накачки второй гармоники излучения лазера, генерируемого в условиях внутрирезонаторного удвоения частоты – метода, позволяющего получить узкополосное излучение без спектрального «пьедестала» с достаточно высокой эффективностью. Также возможно использование сочетания спектральных приборов интерференционного типа, таких как эталоны Фабри-Перо с различными добротностями и дифракционные решетки; однако этот подход приводит к существенному усложнению экспериментальной установки. Путем разъюстировки схемы, например, фокусировки остаточного излучения

накачки не непосредственно в щель спектрографа, а с небольшим сдвигом в поперечном направлении, можно существенным образом увеличить соотношение сигнал/шум. Искажения, вносимые в частотно-угловые спектры СПР при малых сдвигах точки фокусировки, малы; подобный прием не может, однако, быть использован при регистрации узконаправленного внешнего ТГц излучения и подходит только для наблюдения «обзорных» частотно-угловых спектров СПР.

В случае использования кристаллов с неоднородным пространственным распределением квадратичной восприимчивости (по объему среды), становится возможным одновременное наблюдение квазисинхронных процессов, соответствующих различным порядкам m квазисинхронизма, происходящих на различных частотах сигнальных и холостых волн. Так, на частотно-угловом спектре СПР, показанном на Рисунке 51(а), наблюдается несколько «ветвей» рассеяния, соответствующих процессу СПР в разных порядках квазисинхронизма m . Используемый кристалл имеет нерегулярную доменную структуру с основным периодом доменной сверхрешетки, равным 25 мкм. Получаемые результаты хорошо согласуются с результатами расчетов – см. Рисунок 51(б), на котором показаны направления, соответствующие точному выполнению условия фазового синхронизма, для разных порядков квазисинхронного взаимодействия ($m = -2..+2$). Перестроечные кривые для данного кристалла были рассчитаны на основании измерения его периода методом СПР-характеристики с источником накачки 514,5 нм и дисперсионных свойств [166,167]. Отметим, что, как следует из (123), в простейшем случае нелинейной среды со строго периодической поляризацией и в отсутствие поглощения эффективность СПР падает с ростом m как m^2 , а величины четных (кроме $m = 0$) компонент пространственных Фурье-гармоник χ_m квадратичной восприимчивости равны нулю. Поэтому, как правило, в эксперименте регистрируется только сигнал, соответствующий квазисинхронному взаимодействию с $m = \pm 1$. Наличие большого числа перестроечных кривых соизмеримой интенсивности свидетельствует о нерегулярности доменной структуры образца. Положения перестроечных кривых хорошо описываются расчетом при $m = \pm 1$, поэтому в данном кристалле присутствует один основной период $d \approx 25$ мкм. Распределение интенсивности сигнального излучения при коллинеарном взаимодействии показано на Рисунке 51(в); характерными локальные максимумы («пики») распределения соответствуют квазисинхронному взаимодействию некоторого порядка m ; соответствующие значения m указаны в подписи к рисунку. Также регистрируются максимумы, соответствующие комбинационному рассеянию на фоне E -типа с частотой $152,8 \text{ см}^{-1}$.

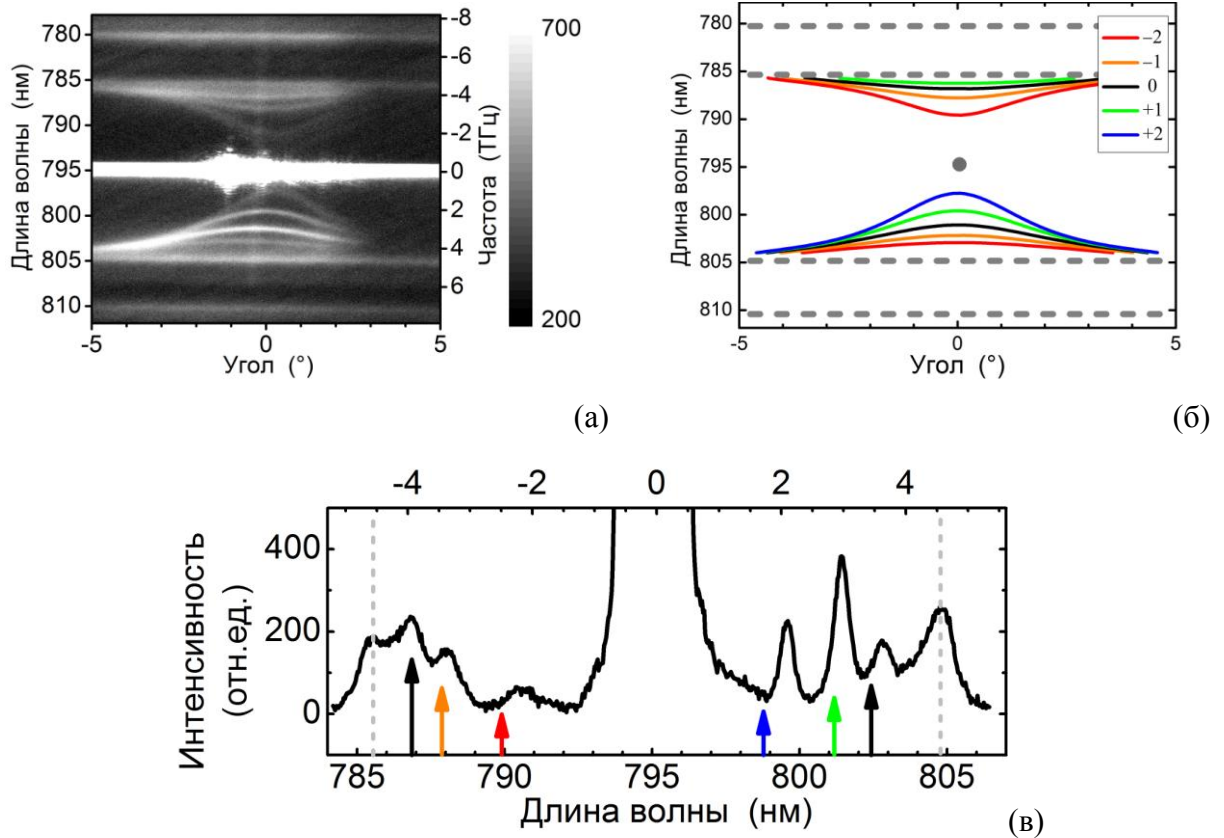


Рисунок 51. Одновременное наблюдение нескольких перестроечных кривых, соответствующих различным порядкам m квазисинхронизма, в кристалле ниобата лития с нерегулярной доменной структурой. (а) Пример частотно-углового спектра СПР. Несимметричность снимка относительно линии нулевых углов связана с разбюстировкой схемы, позволяющей увеличить соотношение сигнал/шум при наблюдении «обзорных» снимков СПР. (б) Рассчитанные квазисинхронные перестроечные кривые, с учетом дисперсии ниобата лития в виде [166,167] для периодически поляризованного кристалла с периодом $d = 25$ мкм. (в) Срез снимка, соответствующий коллинеарному взаимодействию. Стрелками отмечены рассчитанные по результатам характеристики данного кристалла в установке с $\lambda_p = 0,5145$ мкм положения квазисинхронных перестроечных кривых: (слева направо) $m = 0$, $m = -1$, $m = -2$ (анти-Стоксово преобразование, прямые ТГц волны), далее $m = +2$, $m = +1$, $m = 0$ (Стоксово преобразование, обратные ТГц волны). Наблюдается синхронное ($m = 0$) взаимодействие излучения накачки с обратными терагерцовыми волнами.

Отметим ряд особенностей, связанных с переходом от стандартной длины волны $\lambda_p = 514,5$ нм, используемой [63,67,68,75] в экспериментах по спектроскопии СПР в терагерцовом диапазоне частот холостых волн, к большим длинам волн ($\lambda_p = 795$ нм, диодный лазер). Этот переход имеет ряд преимуществ. Во-первых, снижаются частоты квазисинхронного взаимодействия (для фиксированного периода модуляции, большего 10 мкм) (Рисунок 45). Снижение частоты желательно, поскольку позволяет работать на частотах, соответствующих меньшим значениям поглощения ТГц волн в кристалле-

детекторе, отстраиваясь от частот фононных резонансов. Также становится возможным использование больших значений периодов модуляции для кристаллов с РДС, что является преимуществом с точки зрения технологии изготовления кристаллов. Во-вторых, становится возможным (Рисунок 45(б) для случая коллинеарного взаимодействия; соответствующий период модуляции отмечен стрелкой; экспериментальный спектр СПР показан на Рисунке 51) выполнение условий фазового квазисинхронизма при фиксированном угле сигнальной волны на нескольких частотах одновременно (в разных порядках синхронизма m), что позволяет использовать полученные кристаллы в задачах многочастотной спектроскопии. Существенным преимуществом сред с модуляцией эффективной квадратичной восприимчивости является возможность управления спектром их отклика за счет структурных (период модуляции) свойств объекта, а не за счет свойств вещества, из которого он изготовлен. В-третьих, становится возможным синхронное взаимодействие с обратными ТГц волнами в монокристалле за счет существенной разницы в величинах волновых векторов оптической ($\sim 10^1 \text{ мкм}^{-1}$) и терагерцовой ($\sim 10^{-1} \text{ мкм}^{-1}$) волн. В оптическом диапазоне процессы синхронного взаимодействия в геометрии «назад» возможны только в пределах очень малых когерентных длин, либо с использованием кристаллов с РДС с предельно малыми ($\sim 0,1 \text{ мкм}$) толщинами противоположно поляризованных слоев. Преимуществами монокристаллов перед кристаллами с пространственной модуляцией нелинейной восприимчивости являются простота в изготовлении и хорошая повторяемость свойств. Все указанные особенности обусловлены дисперсионными свойствами кристаллов ниобата лития.

3.4 Характеризация спектральной чувствительности нелинейно-оптических детекторов терагерцовых волн

В разделе описаны калибровка спектральной чувствительности нелинейно-оптического детектора ТИ. Объектами исследования, описываемого в данном разделе, являлась серия кристаллов ниобата лития, легированного магнием и иттрием (Mg:Y:LiNbO_3) конгруэнтного состава с регулярной ростовой доменной структурой “гранного” типа. Частотно-угловые спектры наблюдаемого в данных кристаллах спонтанного параметрического рассеяния представлены на Рисунках 52(а-в) на примере трех кристаллов: «№1», «№2» и «№3». Поскольку периоды исследуемых кристаллов были малыми (< 15 мкм), спектры были сняты в геометрии *ооо* (поляризация накачки – необыкновенная, поляризации сигнальной и холостой волн – обыкновенные), оптимальной для задач оптико-терагерцового преобразования частоты. В геометрии *еее* фазовый квазисинхронизм в таких кристаллах выполнен на слишком высоких частотах терагерцовых волн, что делает их непригодными для задач нелинейно-оптического детектирования терагерцового излучения из-за большого поглощения на данных частотах. Объекты «№1» (длина кристалла $(3,74 \pm 0,02)$ мм), «№2» $((7,26 \pm 0,02)$ мм) и «№3» $((3,59 \pm 0,02)$ мм) были изготовлены из различных областей одного и того же кристалла, причем различия в их свойствах обусловлены пространственной неоднородностью исходного кристалла из-за технологических особенностей процесса роста.

В основе процедуры характеристики отклика нелинейно-оптических детекторов ТИ – схожесть выражений для спектральных плотностей энергетической яркости $B_\omega^{СПР}$ сигнального излучения СПР, определяемого формулой (12а), и $B_\omega^{ГКЧ}$ сигнального излучения на выходе нелинейно-оптического детектора терагерцовых волн (12б) [56,57]:

$$B_\omega^{СПР} = C_0 \operatorname{Re}\{D(\Delta)\}(1 + N_T) , \quad (12a)$$

$$B_\omega^{ГКЧ} = C_0 e^{-\alpha L/2} |T(\Delta)|^2 (N_{THz} - N_T) . \quad (12б)$$

В отсутствие поглощения отклик (спектрально-угловое распределение мощности сигнального излучения) нелинейно-оптического детектора терагерцового излучения с постоянной спектральной яркостью ($N_{THz} = \text{const}$) будет соответствовать спектрально-угловому распределению сигнального излучения СПР. Как и ранее, $\Delta \equiv \Delta k \cdot L$ – безразмерная расстройка синхронизма, волновая расстройка Δk определяется соотношениями (117), коэффициент C_0 одинаков для обоих процессов и определяется мощностью накачки, частотами взаимодействующих волн и показателями преломления среды на этих частотах. Отличие величин $B_\omega^{СПР}$ и $B_\omega^{ГКЧ}$ определяется потерями на

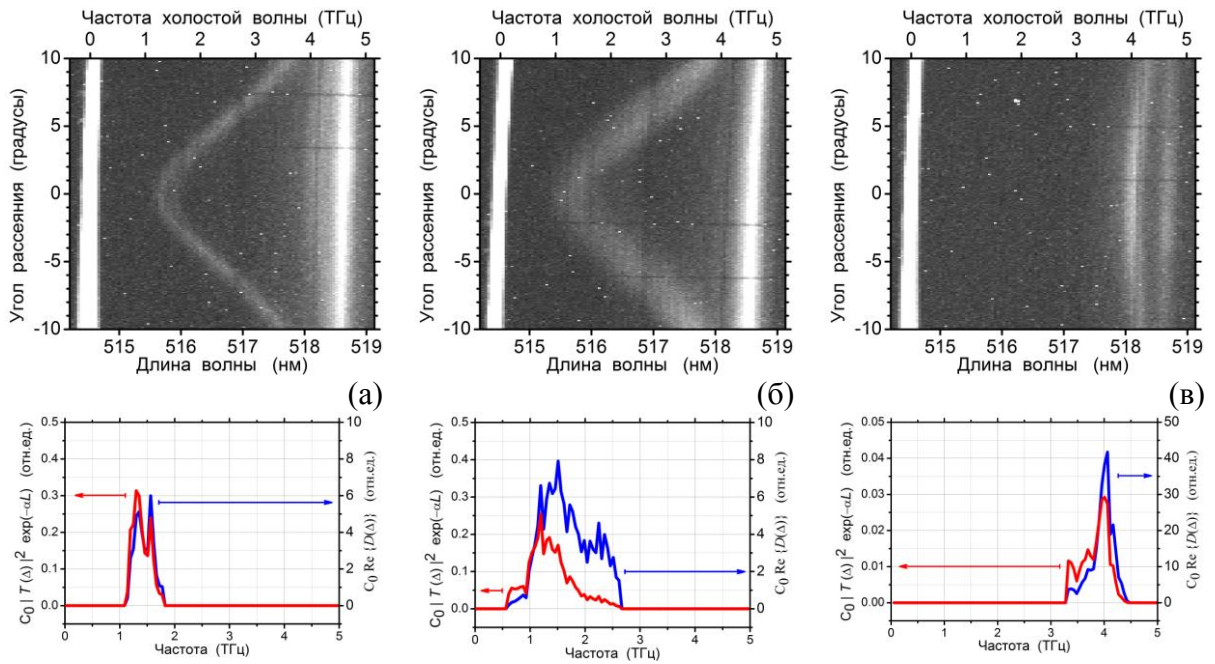


Рисунок 52. (а-в) Частотно-угловые спектры СПР для серии кристаллов ниобата лития с периодической поляризацией. Геометрия наблюдения «ооо», периоды кристалла составляют единицы микрометров. (г-е) Для коллинеарного взаимодействия: распределения спектральной плотности мощности сигналов СПР (синие кривые, правая шкала) и рассчитанные с учетом коэффициента $\kappa(f)$ спектральные чувствительности детекторов (красные кривые, левая шкала).

частотах холостых волн и может быть учтено с помощью коэффициента κ , вычисляемого в простейшем случае по формуле (69):

$$\kappa \equiv \frac{B_{\omega}^{СПР}}{B_{\omega}^{ГКЧ}} = \frac{2}{1-R_i} \frac{e^{-\alpha_i L/2} - 1 + \alpha_i L/2}{(1 - e^{-\alpha_i L/2})^2}. \quad (127)$$

В настоящей работе был проведен расчет $\text{Re}\{D(\Delta)\}$ и $|T(\Delta)|^2 e^{-\alpha L/2}$ по выражениям из [56,57] и дисперсионных свойств ниобата лития [166,167] – см. Рисунок 53. При фиксированной величине αL формы распределений в зависимости от волновой расстройки $\Delta \equiv \Delta k \cdot L$ меняются незначительно [A6]; максимальная относительная ошибка не превосходит 30%, а в определенных условиях составляет менее 1%. Более того, учет поглощения среды не требуется, если скорость изменения коэффициента κ мала по сравнению с характерными спектральными величинами диапазона сравнения:

$$|f_2 - f_1| < \Delta f_{\kappa}, \quad \Delta f_{\kappa} \equiv \kappa \cdot \left(\frac{\partial \kappa}{\partial f} \right)^{-1}. \quad (128)$$

На Рисунке 54 показана величина Δf_{κ} в зависимости от частоты терагерцовой волны f при разной толщине нелинейно-оптического кристалла в случае коллинеарного взаимодействия. При ширинах наблюдаемых в спектрах СПР линий $\sim 0,2$ ТГц и меньше дисперсией поправочного множителя $\kappa(f)$ при определении спектрального распределения

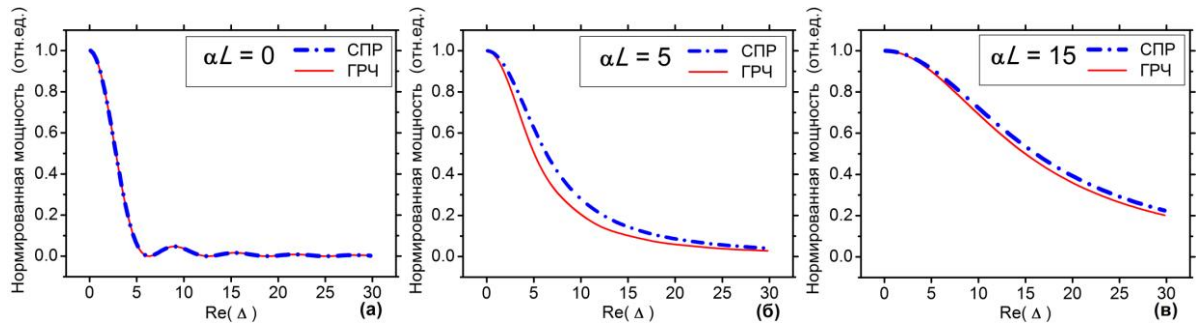


Рисунок 53. Формы распределений сигнального излучения СПР ($\text{Re}\{D(\Delta)\}$) и спектральной чувствительности нелинейно-оптического детектора ТИ ($|T(\Delta)|^2 e^{-\alpha L/2}$) в зависимости от действительной части волновой расстройки Δ с хорошей точностью совпадают при условии $\alpha L = \text{const}$. Отношение амплитуд этих функций дается коэффициентом κ – см. Рисунок 27.

чувствительности нелинейно-оптического терагерцового детектора можно пренебречь. Таким образом, учет коэффициента $\kappa(f)$, отвечающего за наличие потерь на терагерцовых частотах, необходим в двух случаях: (а) сравнивают спектральные чувствительности узкополосных детекторов терагерцовых волн, имеющих существенно отличающиеся друг от друга центральные частоты приема, и (б) сравнивают спектральные чувствительности широкополосных детекторов терагерцовых волн. Это касается случаев, когда нарушается критерий (128), однако в случае (а) под f_1 и f_2 подразумеваются центральные частоты узкополосных детекторов, а в случае (б) – нижняя и верхняя границы спектрального диапазона работы детекторов. Также следует учитывать частотно-зависимый множитель $(1 + \langle N_T \rangle)$, связанный с вкладом равновесного теплового излучения, который входит в выражение (12а) для мощности сигнала СПР, но не входит в выражение для (12б) мощности сигнальной волны при нелинейно-оптическом детектировании терагерцовых волн.

Таким образом, измерение частотно-угловых спектров СПР дает информацию о спектральном распределении чувствительности нелинейно-оптического детектора терагерцовых волн. Данная задача является особенно актуальной в случае сред с неоднородным пространственным распределением эффективной нелинейной восприимчивости, таких как периодически и аperiodически поляризованные нелинейные кристаллы. В качестве примера, для аттестации чувствительности потенциальных кристаллов-детекторов были выбраны показанные на Рисунках 52(а-в) спектры СПР. Для коллинеарного взаимодействия ($\theta_s = \theta_{THz} = 0^\circ$) были определены (Рисунки 52(г-е)) исходные экспериментальные распределения спектральной плотности мощности сигналов СПР (синие кривые, правая шкала). Затем, с учетом коэффициента $\kappa(f)$, были рассчитаны спектральные чувствительности детекторов (красные кривые, левая шкала). При расчете учитывались длины кристаллов, дисперсии коэффициентов поглощения и показателей

преломления волн на терагерцовых частотах в ниобате лития. Спектральное распределение интенсивности сигналов СПР определялось в относительных единицах, единых для всех образцов. Из условия фазового квазисинхронизма можно рассчитать величины периодов кристаллов: «№1» – $6,4 \pm 0,3$ мкм, «№2» – $6,3 \pm 0,3$ мкм. Основной вклад в ошибку измерения вносят ошибки (на уровне 5%..10%) в определении дисперсионных свойств нелинейной среды на терагерцовых частотах, поскольку свойства объектов могут отличаться в зависимости от концентрации примесей, параметров технологической процедуры производства и др.

Для кристалла «№3» частоты холостых волн параметрического рассеяния оказались близки к частоте фононного резонанса, что делает данный объект непригодным задач детектирования терагерцового излучения из-за больших величин коэффициента поглощения ($\alpha \sim 300 \text{ см}^{-1}$ и выше [92]). При этом определение периода РДС затруднено отсутствием достоверных данных о дисперсионных свойствах среды на данных частотах. Размытие линии параметрического рассеяния на Рисунке 52(д) по сравнению с Рисунком 52(г) говорит о том, что кристалл «№1» имеет «более качественную» доменную структуру. Таким образом, метод характеристики терагерцового отклика по частотно-угловым спектрам СПР в них является мощным и быстрым диагностическим методом, представляющим особую ценность при исследовании объектов со случайным образом отклоняющимися от номинальных свойствами. Например, из Рисунков 52(г,д) следует, что кристалл «№1» и более предпочтителен в использовании в качестве узкополосного приемника терагерцовых волн, несмотря на то, что спектральные характеристики кристаллов «№1» и «№2» схожи.

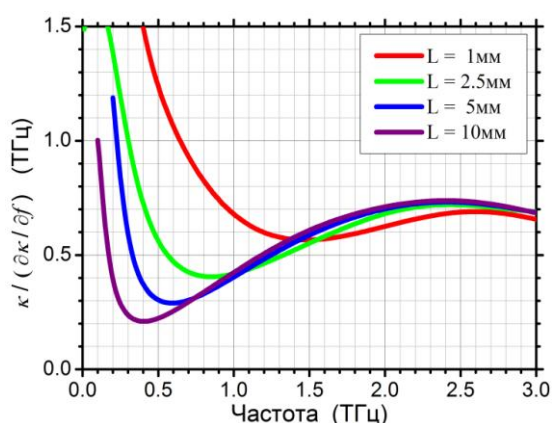


Рисунок 54. Зависимость ширины Δf_κ (см. (128)) полосы частот, в пределах которой можно пренебречь различием форм сигнала СПР ($\text{Re}\{D(\Delta)\}$) и распределением спектральной чувствительности нелинейно-оптического детектора ТИ ($|T(\Delta)|^2 e^{-\alpha L/2}$).

Представленные результаты показывают, что в случае существенно отличающихся частот приема (Рисунки 52(г,е)), а также в случае большой ширины полосы приема (Рисунок 52(д)), спектральное распределение чувствительности детектора терагерцовых волн отличается от данных СПР спектроскопии за счет поглощения. Так, «средняя» частота приема ($\langle f \rangle \equiv \int f I(f) df / \int I(f) df$) для кристалла, показанного на Рисунке 52(д), составила 1.40 ± 0.05 ТГц, что на 0.30 ТГц меньше центральной частоты линии СПР (1.70 ± 0.05 ТГц). Из-за высокого поглощения в случае кристалла «№3» (Рисунок 52(е)) величина спектральной чувствительности соответствующего детектора на порядок ниже, чем для кристалла «№1» (Рисунок 52(г)), несмотря на то, что интенсивность сигнала СПР от кристалла «№1» в несколько раз ниже, чем в случае кристалла «№3». Рост поглощения в ТГц диапазоне приводит к смещению спектрального распределения чувствительности в низкочастотную область по сравнению с сигналом СПР.

С использованием данных о дисперсии среды можно определить отклик нелинейно-оптического детектора ТИ и при изменении длины волны накачки. Продемонстрируем такой переход на примере смены длины волны излучения накачки с 514,5 нм на 795 нм. Один и тот же нелинейный кристалл использовался в двух схемах спектроскопии СПР, описанных в разделах 3.2 и 3.3. Спектры СПР, соответствующие коллинеарному взаимодействию при накачке аргоновым (514,5 нм) лазером, использовались для определения величины периода доменной сверхрешетки кристалла. Затем на основании условий фазового квазисинхронизма (117) рассчитывались частотно-угловые спектры СПР. Углы распространения сигнального (θ_s) и холостого (θ_{THz}) излучения внутри среды, при которых достигается квазисинхронизм в порядке m , определяются выражениями:

$$\cos \theta_s(f_{THz}) = \frac{\lambda_s}{2n_s} \frac{\left(\frac{2\pi n_p}{\lambda_p} + mq \right)^2 + \left(\frac{2\pi n_s}{\lambda_s} \right)^2 - \left(\frac{2\pi f_{THz} n_{THz}}{c} \right)^2}{\left(\frac{2\pi n_p}{\lambda_p} + mq \right)^1}, \quad (129)$$

$$\cos \theta_{THz}(f_{THz}) = \frac{c}{2f_{THz} n_{THz}} \frac{\left(\frac{2\pi n_p}{\lambda_p} + mq \right)^2 - \left(\frac{2\pi n_s}{\lambda_s} \right)^2 + \left(\frac{2\pi f_{THz} n_{THz}}{c} \right)^2}{\left(\frac{2\pi n_p}{\lambda_p} + mq \right)^1}. \quad (130)$$

Квазисинхронные перестроечные кривые, соответствующие значениям $m = 0, \pm 1$, «наложены» на экспериментально полученные спектры СПР, снятые при длинах волн накачки $\lambda_p = 514,5$ нм в геометрии «eee» и $\lambda_p = 795$ нм в геометрии «ooo», и показаны на Рисунке 55. Рассчитанные спектры СПР хорошо согласуются с экспериментом, несмотря

на то, что снимки сделаны в разных геометриях взаимодействия, – совпадают значения частот коллинеарного взаимодействия, количество «ветвей» рассеяния. Определенное значение периода составило $d = (33 \pm 5)$ мкм. При меньших ТГц частотах расчет лучше согласуется с экспериментальными данными; это связано, в первую очередь, с неточностями в определении дисперсионных свойств в присутствии большого поглощения вблизи фоновых резонансов.

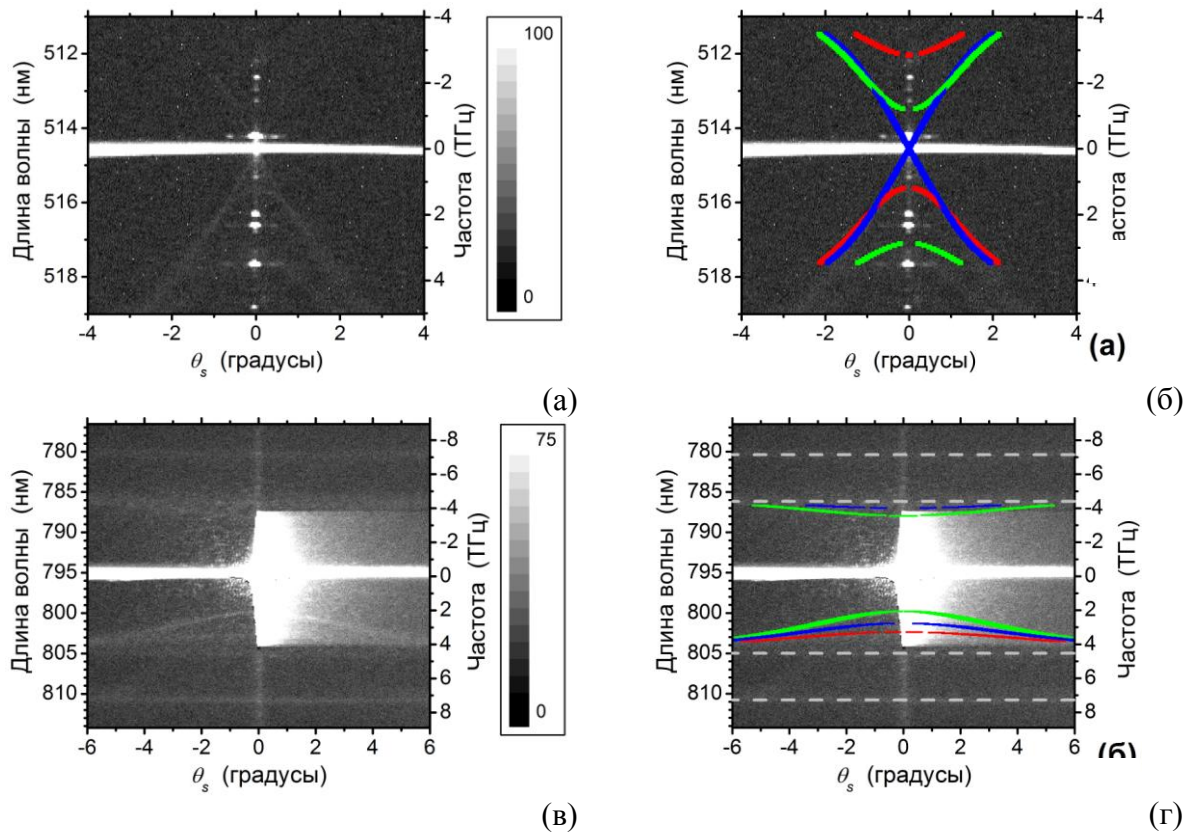


Рисунок 55. Частотно-угловые спектры СПР в периодически поляризованном кристалле ниобата лития (а,б) при длине волны накачки 514,5 нм в геометрии «eee» и (в,г) при длине волны накачки 795 нм в геометрии «ooo». По данным снимка (а) был определен период d кристалла ($d = 33 \pm 5$ мкм). Для данного значения периода были рассчитаны (квази-) синхронные перестроечные кривые, соответствующие значениям $m = 0, \pm 1$. Положение перестроечных кривых показано на рисунках (б),(г). На рисунке (г) штриховыми линиями показаны длины волн сигнального излучения, соответствующие комбинационному рассеянию на фононах $152,8 \text{ см}^{-1}$ и 238 см^{-1} .

Заключение по Главе 3 (Выводы по Главе 3 приведены в **Заключении** к работе):

1) Развита метод СПР-характеризации спектрального распределения чувствительности нелинейно-оптических детекторов терагерцовых волн, выполненных на основе монокристаллов, периодически или аperiodически поляризованных кристаллов. Показана возможность применения результатов СПР-характеризации к детекторам, оперирующим на других частотах оптической лазерной накачки. Теоретически показано, что поглощение на терагерцовых частотах приводит к смещению максимумов спектральной чувствительности нелинейно-оптического детектора относительно максимумов спектра СПР в область более низких частот вплоть до величин $\sim 0,3$ ТГц при значениях центральных частот $\sim 1,5$ ТГц. Учет эффектов, связанных с поглощением, при определении формы спектрального распределения чувствительности детектора не требуется в случае, если ширина максимумов Δf_{THz} распределения спектральной плотности мощности сигнала СПР мала по сравнению со скоростью изменения параметра потерь κ с частотой терагерцовой волны: $(\Delta f_{\text{THz}} < \kappa (\partial \kappa / \partial \omega)^{-1})$.

2) Показано, что при оптимальном выборе длины волны излучения накачки при параметрическом рассеянии в монокристаллах ниобата лития можно добиться выполнения условия фазового синхронизма для терагерцовых волн, распространяющихся во встречном по отношению к накачке направлении.

3) Исследованы особенности параметрического преобразования частоты в периодически и аperiodически поляризованных кристаллах ниобата лития и проведено сравнение геометрий взаимодействия «*ооо*» (волна накачки имеет необыкновенную поляризацию) и «*eee*» (все волны имеют необыкновенную поляризацию). Для периодически поляризованных кристаллов: (а) при «*eee*»-взаимодействии перестроечные кривые симметричны относительно частоты накачки, при «*ооо*» – нет; (б) при «*eee*»-взаимодействии наблюдаются две пары «ветвей» рассеяния, соответствующих прямым (при стоксовом преобразовании) и обратным (при антистоксовом преобразовании) терагерцовым волнам; в геометрии «*ооо*» наблюдается только одна пара «ветвей» рассеяния, при этом направление ТГц волн при стоксовом и при антистоксовом преобразовании также направлены противоположно.

Глава 4. Прямое нелинейно-оптическое детектирование и генерация низкоэнергетических потоков терагерцовых фотонов с помощью параметрического преобразователя частоты

Глава 4 посвящена применению параметрического преобразователя, работающего в сильно невырожденном по частоте режиме, описанного в Главах 2 и 3. Рассмотрены две различные задачи: нелинейно-оптическое прямое детектирование терагерцовых волн на основе генерации суммарных или разностных частот (ГКЧ, разделы 4.1, 4.2) и детектирование низкоэнергетичных потоков терагерцовых фотонов, рождающихся непосредственно в процессе параметрического рассеяния света (раздел 4.3). Результаты опубликованы в работе [А4].

При выборе источника внешнего ТИ основное внимание уделялось высоким величинам средней мощности излучения и снижению потерь. Использование низких частот ТГц волн позволяет минимизировать эффекты, связанные с поглощением ТГц излучения в нелинейной среде. Использовались «радиочастотные» источники излучения: лавинно-пролетный диод (раздел 4.1) и лампа обратной волны (раздел 4.2). Данный класс источников позволяет получать непрерывное ТГц излучение относительно высокой (от единиц микроватт до десятков милливатт) мощности [194,109], в том числе с возможностью перестройки по частоте. С точки зрения новизны наибольший интерес в этой части работы представляет демонстрация несинхронной регистрации внешнего терагерцового излучения нелинейно-оптическим методом с накачкой от непрерывного лазера.

Постановка второй задачи исследования непосредственно связана с пионерскими работами в области генерации квантово-коррелированных фотонов оптических и терагерцовых частот. Исследование условий генерации и детектирования оптико-терагерцовых бифотонов в процессе ПР актуально для будущего развития новых области квантовой оптики, информации и фотометрии терагерцового диапазона частот. В частности, ближайшей следующей задачей могло бы стать создание источников заданного числа терагерцовых фотонов на основе условного отбора. Как показали теоретические исследования, изложенные в Главе 2, для достижения необходимой степени неклассичности генерируемых при ПР оптико-терагерцовых полей необходимо существенное снижение температуры кристалла преобразователя. При этом в режиме низкого усиления температурный порог почти на порядок выше того же порога при

высоких коэффициентах параметрического усиления. Однако измерение низкоэнергетичных потоков терагерцовых фотонов, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии света, является технически сложной задачей в силу невысокой чувствительности имеющихся сегодня детекторов ТИ. В данной работе впервые удалось осуществить регистрацию холостых терагерцовых волн, генерируемых при параметрическом рассеянии в режиме среднего усиления (раздел 4.3). Полученные результаты опубликованы в работах [A1,A8] и являются первой ступенью на пути к экспериментальной регистрации и исследованию корреляционной функции оптико-терагерцовых полей.

4.1 Экспериментальная реализация нелинейно-оптического метода прямого детектирования терагерцового излучения на примере лавинно-пролетного диода.

Энергетические характеристики

Для демонстрации нелинейно-оптического прямого детектирования ТИ использовалась схема экспериментальной установки, показанная на Рисунке 42(а) (см. также раздел 3.2) в варианте с заведением внешнего ТИ через призму. Источником непрерывного излучения терагерцового диапазона служил лавинно-пролетный диод (ЛПД) (частота генерации 0,11 ТГц, мощность ≈ 1 мВт) с полым металлическим волноводом (0,8 мм x 1,6 мм). ЛПД активно используются в микроволновом (3-30 ГГц) и миллиметровом (30-300 ГГц) диапазонах частот – см. работу [195] и ссылки в ней. Для увеличения частоты генерации использовался удвоитель частоты на базе арсенида галлия. В результате частота генерации системы составляла 0,22 ТГц; при этом за счет выбора размеров волновода излучение основной гармоники на выходе системы практически отсутствовало. Согласование импедансов волновода и свободного пространства для эффективного вывода ТГц излучения и снижения коэффициента отражения было реализовано с помощью рупорной антенны; общая мощность терагерцового излучения на выходе рупора составляла $\approx 0,15$ мВт. Ширина спектра генерации источника определялась стабильностью напряжения источника питания ЛПД и не превосходила $\sim 10^8$ Гц. Это существенно меньше, чем разрешающая способность регистрирующей системы по частоте, составлявшая в данной работе $\sim 5,2 \cdot 10^{10}$ Гц. Напомним, что в эксперименте с помощью ПЗС-матрицы регистрируются частотно-угловые спектры оптического сигнального излучения, формируемые с помощью монохроматора и линзовой системы. Разрешающая способность системы относительно длин волн сигнального излучения составляла 0,046 нм/пксл.. Это соответствует разрешению в 52 ГГц/пксл. по частотам холостых волн, рассчитываемых на основании соотношения (117) для частот

взаимодействующих волн. Таким образом, предельная (в отсутствие аббераций, дифракции, неточностей юстировки и проч.) ширина линии сигнала с ПЗС-матрицы, соответствующего преобразованию внешнего ТИ, составляла 1 «пиксель».

Нелинейной средой служил монокристалл ниобата лития, легированный магнием (Mg:LiNbO_3 , 8% об. Mg). Была использована схема с заведением терагерцовых волн через боковую поверхность нелинейного кристалла. Фазовый синхронизм был реализован в геометрии «eee» в неколлинеарном режиме (аналогично случаям, показанным на Рисунках 13(а) и 14(б)), при этом терагерцовое излучение распространяется под большими ($\theta_{\text{THz}} \approx 60^\circ$) углами по отношению к направлению оптической накачки. В самом ниобате лития пучки терагерцового излучения с разными частотами ω_{THz} распространяются под разными углами ϑ_{THz} , однако при использовании сопрягающего элемента (кремниевой призмы) с пренебрежимо малой дисперсией после преломления на границе раздела «нелинейный кристалл – призма» эти пучки распространяются в одном направлении. Конкретно, в области малых частот ($f_{\text{THz}} < 0,3$ ТГц) показатель преломления кремния равен $n_{\text{Si THz}} = \epsilon_0^{-1/2} = 3,416$, а в диапазоне от 0,5 ТГц до 4,5 ТГц – $n_{\text{Si THz}} = 3,4175 \pm 0,0001$ [196]. Использование сопрягающего элемента обусловлено высокими ($n_{\text{THz}} \sim 5$) значениями показателя преломления ниобата лития в ТГц диапазоне и необходимостью заведения внешнего ТГц излучения под углами синхронизма. В том случае, если призма вырезана под оптимальным для заданной длины волны излучения накачки углом, фазовый синхронизм оказывается выполненным для ТГц волн, падающих нормально на входную поверхность призмы. В настоящей работе таким элементом служила призма (10 x 10 x 5 мм) из высокоомного (~ 10 кОм·см) кремния, вырезанная под углом $\alpha = 45^\circ$, обеспечивающим при накачке «зелёной» линией излучения аргонового лазера (514,5 нм) синхронное взаимодействие для ТГц волн, падающих нормально на входную поверхность (10 x $5\sqrt{2}$ мм) призмы.

При подаче внешнего ТГц излучения на вход нелинейного кристалла был зарегистрирован добавочный (по отношению к сигналу СПР) сигнал с амплитудой, на 1-2 порядка превосходящей амплитуду сигнала, соответствующего спонтанному параметрическому рассеянию. Частотно-угловые распределения интенсивности сигнальной волны в отсутствие и в присутствии внешнего ТГц излучения показаны на Рисунке 56. Время экспозиции составляло 15 с, мощность оптической накачки – 0,1 Вт, ширина входной щели монохроматора – 40 мкм. Регистрируемое в стоксовом и в антистоксовом диапазонах сигнальное излучение распространяется в противоположные стороны: $\theta_{\text{St}} \theta_{\text{ASt}} < 0$, поскольку внешнее ТГц излучение заводится только с одной стороны

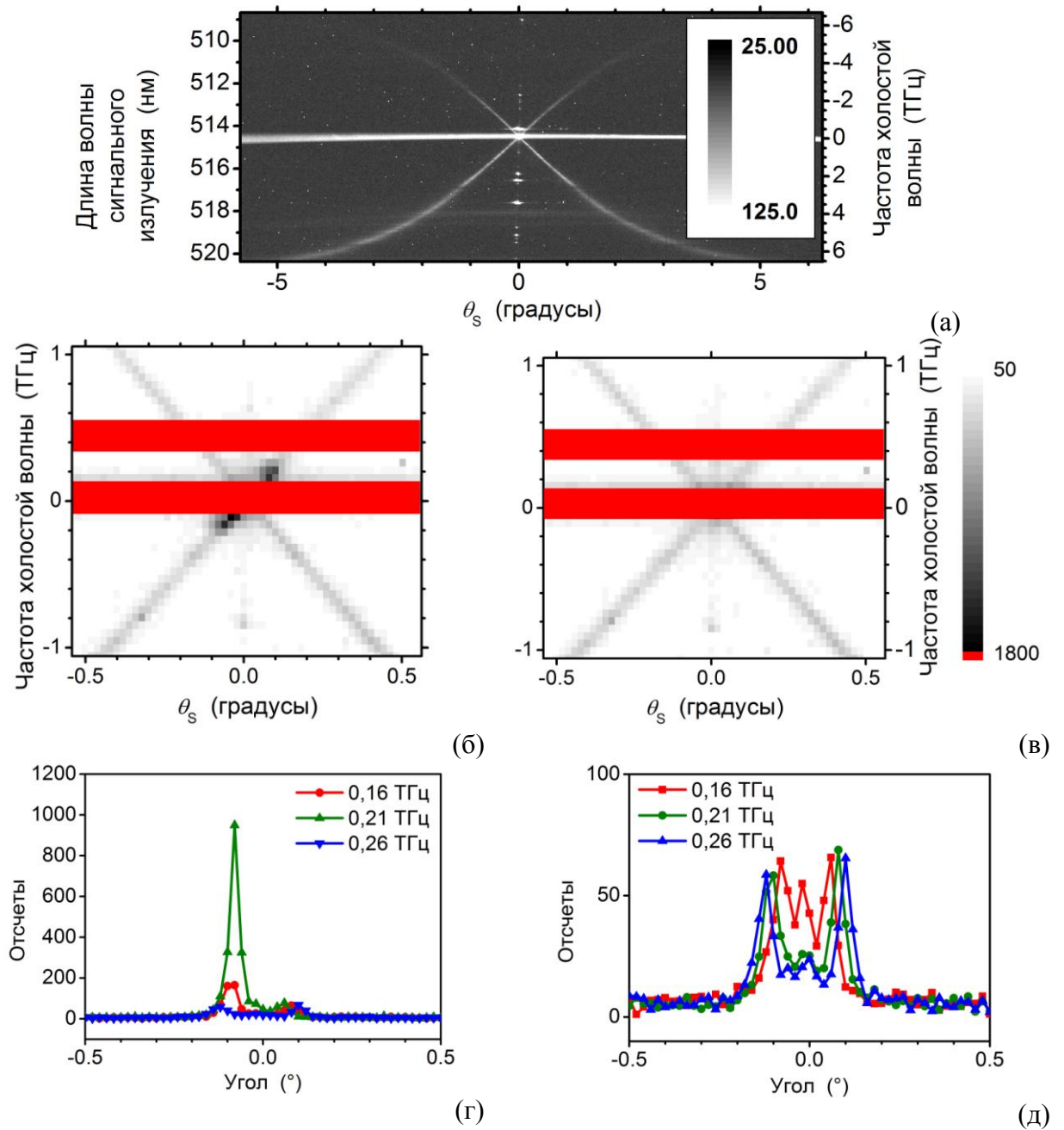


Рисунок 56. Нелинейно-оптическое прямое детектирование внешнего терагерцового излучения. Представлены распределения интенсивности сигнальной волны в отсутствие (а,в,д) и в присутствии (б,г) внешнего ТГц излучения. (а) Обзорный частотно-угловой спектр СПР в монокристалле Mg:LiNbO_3 . Время экспозиции 15 с, мощность оптической накачки 0,1 Вт, ширина щели монохроматора 40 мкм. (б),(в) Увеличенное изображение центральной части снимка. Красными прямоугольниками отмечены области, недоступные для измерения за счет высоких шумов (верхний прямоугольник – линия нелазерного излучения 514,18 нм, нижний – непогашенное излучение накачки, 514,53 нм). (г),(д) «Срезы» распределений (в),(г), соответствующие фиксированной частоте холостой волны, указанной на рисунке.

(«сверху» на Рисунке 42(а)) – векторная диаграмма для данного процесса аналогична показанной на Рисунке 42(б). Данная ситуация является оптимальной с точки зрения задач калибровки яркости внешнего ТГц излучения, поскольку позволяет проводить сравнение (см. (12)) величин мощности сигнальной волны в присутствии (идут процессы СПР и ГКЧ) и в отсутствие (только СПР) внешнего ТГц на одной и той же частоте сигнальной (и, соответственно, холостой) волны. Регистрируемый сигнал имел ярко выраженную частотную зависимость – наибольшую величину мощность сигнальной волны имела на частотах $(0,21 \pm 0,025)$ ТГц, что соответствует (с учетом разрешающей способности регистрирующей системы) частоте излучения ТГц источника. Зависимость мощности сигнала в присутствии (Рисунок 57(а)) и в отсутствие (Рисунок 57(б)) внешнего ТГц излучения от мощности оптической накачки носит линейный характер. На длинах волн, свободных от присутствия внешнего терагерцового излучения в соответствующих холостых модах, мощность сигнала СПР не изменяет свою величину.

При регистрации низкочастотного ($f_{THz} \leq 0,2$ ТГц) терагерцового излучения длина волны сигнального излучения слабо ($|\lambda_s - \lambda_p| \leq 0,2$ нм) отличается от длины волны накачки. В то же время наличие aberrаций не позволяет сфокусировать узкополосное излучение накачки строго в один «пиксель» (точнее, «строчку», соответствующую различным углам за счет Рэлеевского рассеяния) ПЗС-матрицы. Регистрацию сдвигов на уровне ≈ 4 пксл. (0,2 ТГц) осложняет также эффект «растекания» заряда, проявляющийся при выходе за пределы динамического диапазона ПЗС-матрицы за счет высокой мощности непогашенного излучения накачки. В антистоксов диапазон попадает также излучение от линии 514,18 нм излучения возбужденного атома аргона [193]. В связи с этим в области нулевых частот, а также около частоты 0,40 ТГц в антистоксовом диапазоне регистрация сигнала невозможна, что отмечено на Рисунке 56(б,в) красными прямоугольниками.

Было проведено экспериментальное сравнение способов заведения терагерцового излучения в объем нелинейного кристалла: (а) с помощью параболического зеркала (фокусное расстояние $f = 5$ см, диаметр 10 см); (б) с помощью линзы из полиметилпентена (“ТРХ”) (фокусное расстояние $f = 5$ см, диаметр 10 см и плоского зеркала; (в) без фокусировки, на минимальном удалении источника от входной поверхности призмы. Наибольшего значения амплитуды сигнальной волны удалось достичь в схеме (в), интегральная мощность сигнала в случаях (а) и (б) была примерно на один порядок меньше.

Здесь, а также в разделе 4.2, рассматривается именно случай (в), в котором внешнее излучение без дополнительной фокусировки подается на поверхность сопрягающего

элемента – призмы из высокоомного кремния. В таком случае часть энергии ТИ теряется за счет «геометрического фактора» – рупорная антенна, используемая для вывода ТИ, на выходе представляет в сечении квадрат со стороной 10 мм, а расходимость ТИ составляет $\approx 15^\circ$ (угол половинного раствора конуса). При этом пятно накачки имело диаметр 1 мм. В области объема нелинейного взаимодействия оказывается лишь около 10% исходной мощности ТГц волны. Однако задачей настоящей работы была демонстрация и исследование метода регистрации ТИ, и доступные мощности ТГц источников были достаточными. Для увеличения эффективности детектирования следует, вообще говоря, использовать телескопическую систему на основе вогнутых зеркал для уменьшения диаметра ТГц пучка. Сфокусированный же пучок будет содержать пространственные гармоники, соответствующие распространяющимся под углами плоским волнам, что приведет к снижению эффективности преобразования за счет нарушения условия фазового синхронизма.

Предложенный метод детектирования нечувствителен к фазе ТГц волны, подаваемой на детектор. Действительно, в экспериментальной установке отсутствовала синхронизация приемника ТГц волн с их источником. Это сближает метод с детекторами прямого действия (болометры и др.) и делает его пригодным для детектирования ТИ от широкого круга источников, в том числе тех, к которым нечувствителен более известный нелинейно-оптический метод электрооптического стробирования. В то же время, налицо преимущества нелинейно-оптических схем – работа при комнатных температурах, частотная селективность (см. раздел 4.2). Наконец, оценим эффективность терагерцово-оптического преобразования. Мощность ТГц излучения на выходе источника составляла $P_{\text{внешн}} = 0,15$ мВт. «Дополнительное» (по отношению к сигналу СПР) число отсчетов ПЗС-

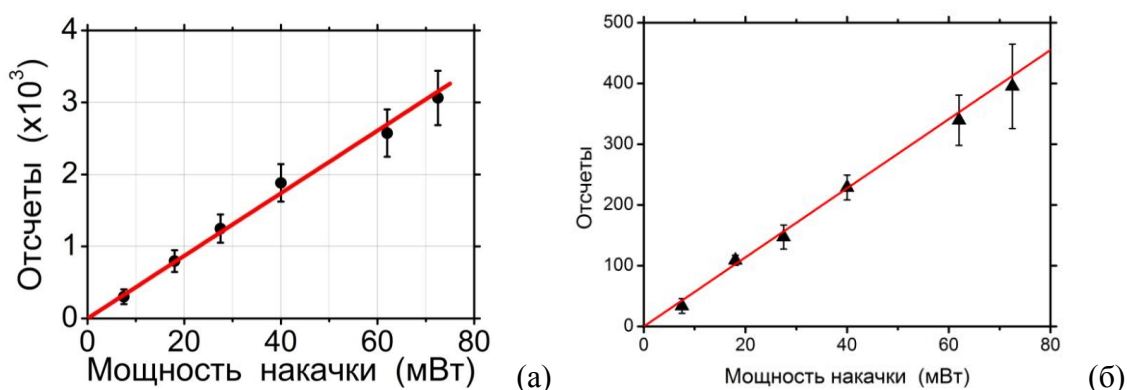


Рисунок 57. Зависимость мощности сигнала в присутствии (а) и в отсутствие (б) внешнего ТИ от мощности оптической накачки носит линейный характер. На частотах, свободных от внешнего терагерцового излучения, величина сигнала СПР не изменяет свою величину.

матрицы при включении ТГц источника составляло $P_1 = (4,1 \pm 0,5) \cdot 10^{+3}$, что с учетом паспортных данных камеры соответствует мощности $(4,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-14}$ Вт. Коэффициент ς , связывающий мощность P_{in} падающего излучения, время накопления сигнала $\tau_{эксп.}$ и число N отсчетов камеры составлял

$$\varsigma \equiv \frac{N}{P_{in} \Delta t} = \left(5 \cdot \frac{1}{0,2} \cdot \hbar \frac{2\pi c}{\lambda_s} \right) \approx 1,04 \cdot 10^{17} \frac{отсч.}{Вт \cdot с} . \quad (131)$$

Основной вклад в ошибку измерений вносит фоновая засветка; этот вклад можно уменьшить, переходя к бóльшим частотам ТГц волны. Без учета расходимости пучка ТИ с учетом геометрического фактора – соотношения поперечных размеров выводной части рупорной антенны (10 мм) и диаметра пучка накачки (1 мм) получим эффективность η преобразования по мощности на уровне $\eta = (2,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-10}$. Оценим минимально регистрируемую мощность ТИ. Помимо шумов регистрирующей аппаратуры, регистрацию внешнего излучения маскирует наличие шумов параметрического усилителя – сигнала СПР. Его величина в области появления добавочного сигнала составляла $P_2 = (0,34 \pm 0,02) \cdot 10^{+3}$ отсчетов, а отношение $P_1/P_2 = (12,1 \pm 1,6)$. Если за оценку минимально регистрируемой мощности внешнего терагерцового излучения принять такую его мощность $P_{MIN}^{СПР}$, которая дает на выходе нелинейно-оптического детектора такой же отклик, как и сигнал СПР, то для $P_{MIN}^{СПР}$ получим: $P_{MIN}^{СПР} = P_{внешн} / (P_1/P_2) = (1,24 \pm 0,18)$ мкВт. Здесь и далее мы учитываем «геометрический» фактор 10, равный отношению поперечного сечения рупора антенны к диаметру пучка лазерной накачки детектора и приводящий к снижению «эффективной» мощности источника: $P_{внешн} \rightarrow P_{внешн} / 10$. Если же в качестве оценки минимально регистрируемой мощности $P_{MIN}^{шум}$ принять отклик, равный среднеквадратичному отклонению шумового сигнала регистрирующей системы ($P_{шум} = 10$ отсчетов), получим $P_{MIN}^{шум} = P_{внешн} \cdot (P_1/P_{шум}) = 30$ нВт. Сравнивая полученный результат с данными работы [31] ($P_{MIN} \sim 0,1$ мкВт), заключаем, что предложенный в настоящей работе нелинейно-оптический метод регистрации ТИ является перспективным для задач высокочувствительной спектрально-разрешенной регистрации ТИ.

4.2 Прямое нелинейно-оптическое детектирование терагерцового излучения от перестраиваемого по частоте источника. Спектральные и энергетические характеристики

Следующим шагом в экспериментальном исследовании параметрического преобразователя частоты как нелинейно-оптического детектора терагерцовых волн стало использование перестраиваемого по частоте источника монохроматического терагерцового излучения. Таким источником в работе служила лампа обратной волны (ЛОВ) с частотой генерации f_0 , перестраиваемой в диапазоне от 120 ГГц до 180 ГГц; характерные значения мощности излучения при этом составляли $\sim 0,1$ мВт. Принцип действия ЛОВ основан на взаимодействии пучка электронов с электромагнитным излучением. ЛОВ широко используются в терагерцовой технике в задачах, требующих концентрации высокой мощности в узком спектральной диапазоне либо высокого качества волнового фронта [197,198]. В использованной в настоящей работе ЛОВ пучок электронов, испускаемый нагреваемым катодом, фокусируется сильным магнитным полем и движется от катода к аноду за счет приложенного ускоряющего напряжения ($V_{\text{уск}} = 800 \dots 2500$ В). Движение электронного пучка осуществляется вдоль замедляющей системы гребенчатой формы. Вывод излучения осуществляется с помощью изогнутого волновода. Пучок электронов выполняет функции источника накачки генератора и обратной связи – за счет взаимодействия между электронным пучком и электромагнитной волной. Взаимодействие наиболее эффективно при совпадении фазовой скорости v_ϕ электромагнитной волны, движущейся по замедляющей системе навстречу пучку электронов (обратная волна), и скорости упорядоченного движения электронов v_e в пучке. Скорость движения электронов определяется величиной приложенного ускоряющего напряжения, а стабильность частоты генерации устройства – стабильностью высоковольтного источника питания. Для хороших ламп (в том числе и для использованной в настоящей работе) последняя составляет $\Delta V_{\text{уск}} \sim 0,1$ В, отсюда ширина полосы генерации $\Delta f \equiv (\Delta V_{\text{уск}} / V_{\text{уск}}) f_0 \sim 10$ МГц.

Перестройка частоты генерации ЛОВ осуществляется путем изменения величины ускоряющего напряжения; соответствующая перестроечная кривая показана на Рисунке 58(а) вместе с данными об общей мощности генерации ЛОВ (в относительных единицах). При определении зависимости общей мощности терагерцового излучения от частоты генерации ЛОВ использовался пироэлектрический приемник; зависимость выходной мощности от частоты носила плавный характер и существенно изменялась лишь при сдвигах частоты в десятки ГГц. Для того, чтобы сделать спектр терагерцового источника более изрезанным, на выход ЛОВ был установлен удвоитель частоты и

рупорная антенна, имеющие другое сечение волновода. В результате за счет рассогласования импедансов между волноводами ЛОВ и удвоителя частоты в спектре ТГц излучения появились дополнительные особенности. При этом после рупорной антенны присутствовали как волна на удвоенной частоте (f_2), так и волна основной частоты (f_1). Общая мощность сигнала ($P(f_1) + P(f_2)$) в зависимости от частоты f_1 генерации, измеренная с помощью ячейки Голя, представлена на Рисунке 58(б). Отметим, что из-за малой частоты f_1 генерации ЛОВ спектрально разделить волны (f_1) и (f_2) при регистрации ТИ с помощью детектора прямого действия не представлялось возможным.

Как и в пункте 4.1, регистрация терагерцового излучения осуществлялась в монокристалле ниобата лития, легированного магнием, в геометрии с боковым заведением терагерцового излучения. Характерный вид частотно-угловых спектров сигнального излучения в схеме, показанной на Рисунке 42(а), дан на Рисунке 59. На перестроечных кривых, соответствующих СПР (линии крестообразной формы), выделяются яркие области, соответствующие преобразованию по частоте вверх внешнего ТГц излучения, спектр которого имеет линейчатую структуру и состоит из двух спектральных линий с частотами f_1 и $f_2 = 2f_1$. Интенсивность для «прямых» ТГц волн существенно выше, чем для обратных, так же как и в пункте 4.1 (см. Рисунок 56). При этом в области, соответствующей обратным ТГц волнам, также наблюдается дополнительный сигнал, связанный с отражением ТИ от грани кристалла,

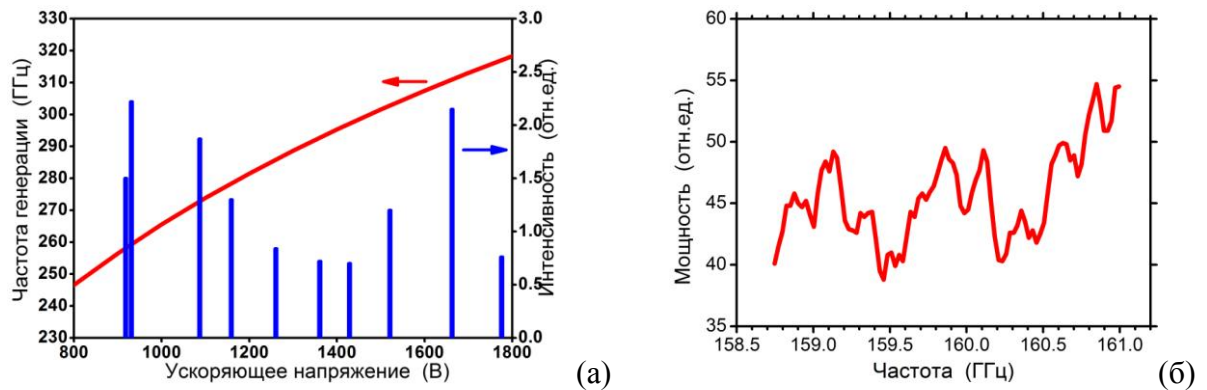


Рисунок 58. (а) Перестройка частоты генерации лампы обратной волны осуществляется путем изменения величины ускоряющего напряжения. Частота указана для излучения после удвоителя частоты. Интенсивность излучения лампы плавно меняется с изменением напряжения. На рисунке для нескольких значений напряжения показаны значения интенсивности излучения лампы, измеренной с помощью пирозлектрического приемника. (б) Общая мощность сигнала основной и удвоенной частоты ЛОВ в зависимости от основной частоты f_1 генерации, измеренная с помощью ячейки Голя на удалении 1 м от выхода рупорной антенны.

противоположной той, через которую заводится ТИ, и последующей регистрацией отраженного излучения. Как показано на Рисунке 59(в), система обладает спектральной селективностью – разрешаются линии сигнального излучения, соответствующие основной (f_1) и удвоенной (f_2) частотам внешнего ТИ. Разрешающая способность системы определяется ширинами входной (s_{in}) и выходной (s_{out}) щелей монохроматора, а также размером $w_{пксл}$ пикселя ПЗС-матрицы, точнее – наименьшим из параметров s_{out} и $w_{пксл}$. В настоящей работе приоритет отдавался одновременной регистрации сигнала в широком спектральном диапазоне, и выходная щель прибора была широко открыта. Для увеличения разрешающей способности можно перейти к измерениям с узкими щелями ценой потери возможности одновременной регистрации сигнального излучения в широком диапазоне длин волн. Наибольшего разрешения можно добиться при использовании нормальной ширины щели $s_{норм}$, при которой ширина центральной части главного дифракционного максимума излучения от входной щели на входной апертуре прибора равно величине этой диафрагмы. Размер пикселя ПЗС-матрицы составлял $w_{пксл} = 24$ мкм. В случае использованного в работе монохроматора МДР-41 (апертура объективов ≈ 60 мм, фокусное расстояние 300 мм) для «зеленой» линии излучения аргонового лазера $s_{норм} \approx 2,6$ мкм. По сравнению со случаем использования широкой щели это дает выигрыш в разрешающей способности в $w_{пксл} / s_{норм} \approx 10$ раз.

Сигналы, соответствующие ТГц излучению на частоте f_1 , расположены слишком

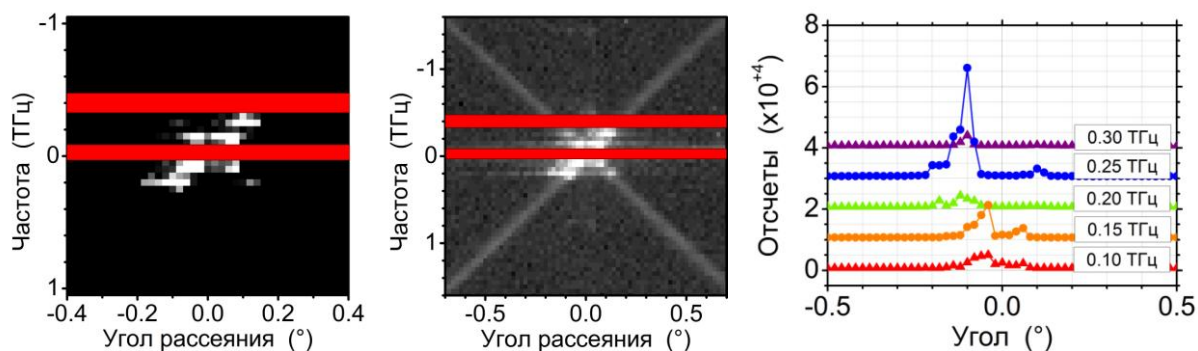


Рисунок 59. (а),(б) Пример частотно-углового спектра сигнального излучения, регистрируемого при наличии внешнего источника ТИ – лампы обратной волны – в разных масштабах по интенсивности сигнала ((а) – линейный масштаб, (б) – логарифмический). Красным показаны области с большой величиной шумового сигнала за счет непогашенного излучения накачки (нижняя линия, центр снимка) и линии 514,18 нм разряда аргона. (в) Сечения снимка (а), соответствующие фиксированной длине волны сигнального излучения, для последовательно расположенных пикселей ПЗС-матрицы. Соответствующая частота холостой волны указана на рисунке. Различаются линии, соответствующие излучению основной (0,12 ТГц) и удвоенной (0,24 ТГц) частоты ТИ. Время накопления 10 с.

близко к линии накачки, что затрудняет их количественный анализ. Для областей, соответствующих преобразованию излучения с частотой f_2 , мощность сигнальной волны существенно изменяется при изменении f_2 . Наличие перестраиваемого источника позволило обнаружить важную особенность исследуемого нелинейно-оптического детектора. Мощности сигнального излучения, соответствующего восьми разным типам преобразования – стоксово или антистоксово преобразование, частота ТИ f_1 или f_2 , направление распространения (излучение «прямое» или «отраженное»), – существенно изменялись при изменении f_2 в узких пределах (единицы и десятые доли гигагерц), когда мощность самого источника ТИ остается постоянной. В качестве примера на Рисунке 60 приведены частотно-угловые спектры сигнального излучения при разной частоте внешнего ТИ. Было установлено, что причиной такого поведения является использование узкополосного фильтра на основе ячейки с парами йода. Помимо основного перехода, используемого для подавления излучения накачки (линия 514,53 нм аргонового лазера), фильтр имеет близкорасположенные полосы поглощения. При использовании узкополосного ТГц источника длина волны сигнального излучения может совпасть с положением линии поглощения молекулярного йода. В результате сигнальное излучение, соответствующее определенному типу преобразования (стоксово или антистоксово преобразование; преобразование частоты основной или удвоенной частоты ЛОВ) может «выпадать». При этом важна только длина волны сигнального излучения, а не направление его распространения, – «выпадают» одновременно сигналы, соответствующие преобразованию и «прямого» ТИ, и «отраженного».

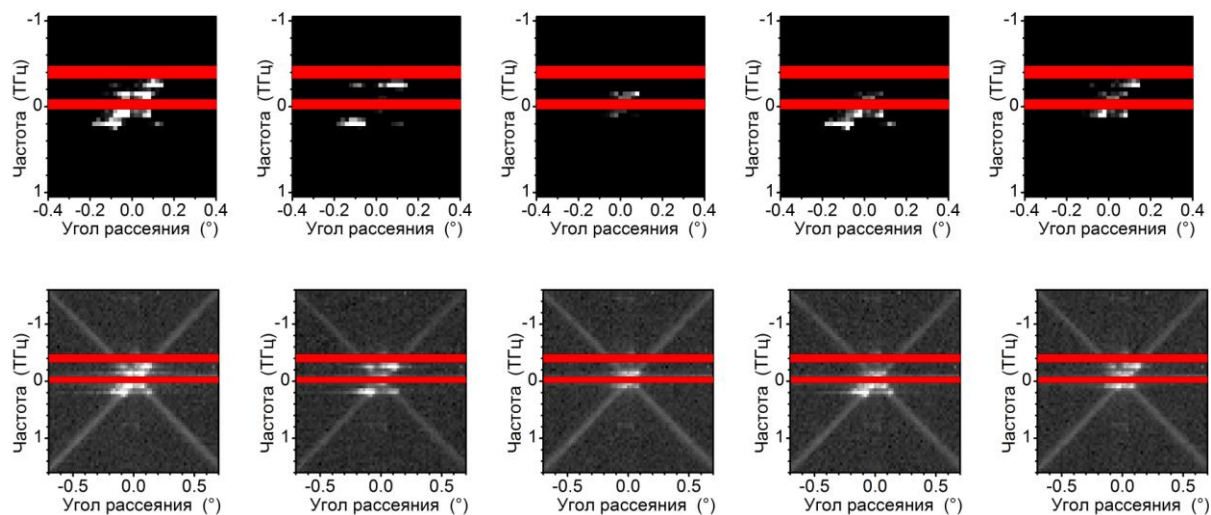


Рисунок 60. Примеры частотно-угловых спектров сигнального излучения, полученных при разных частотах внешнего терагерцового излучения. В верхнем ряду частотно-угловые спектры СПР даны в линейном масштабе по интенсивности сигнальной волны, в нижнем – в логарифмическом масштабе. Красным показаны области с большой величиной шумового сигнала за счет непогашенного излучения накачки (нижняя линия, центр снимка) и линии 514,18 нм разряда аргона. Исчезновение некоторых линий связано с поглощением сигнального излучения в узкополосном фильтре на основе паров молекулярного йода.

Зависимости мощности сигнального излучения от частоты внешнего ТИ показаны на Рисунке 61 для сравнительно небольшого спектрального диапазона, в пределах которого исходная мощность излучения ЛОВ (без удвоителя частоты и рассогласованных волноводов) менялась незначительно. Узкополосное сигнальное излучение селективно поглощается в частотном фильтре – ячейке с парами молекулярного йода. Канты полос молекулярного поглощения для заданного вещества расположены, как правило, либо в длинноволновой, либо в коротковолновой области спектра. При стоксовом преобразовании бóльшим длинам волн сигнального излучения соответствуют бóльшие ТГц частоты, а при антистоксовом – меньшие. Поэтому на Рисунке 61 наличие полос поглощения йода приводит в стоксовом диапазоне к появлению провалов с резким «левым» (низкие частоты холостой волны) краем, а в антистоксовом диапазоне – с резким «правым» (высокие частоты холостой волны) краем. Положения кантов полос поглощения йода, наблюдаемые в эксперименте, отмечены прямоугольниками со штриховкой. Для справки внизу на рисунке приведены положения линий поглощения йода по данным справочника [78]; указаны только положения центров линий, без указания их ширины. Отметим, что при нагреве и изменении давления паров йода положения и ширины линий изменяются. Исследование узкополосных ТГц сигналов с шириной линии, сравнимой и

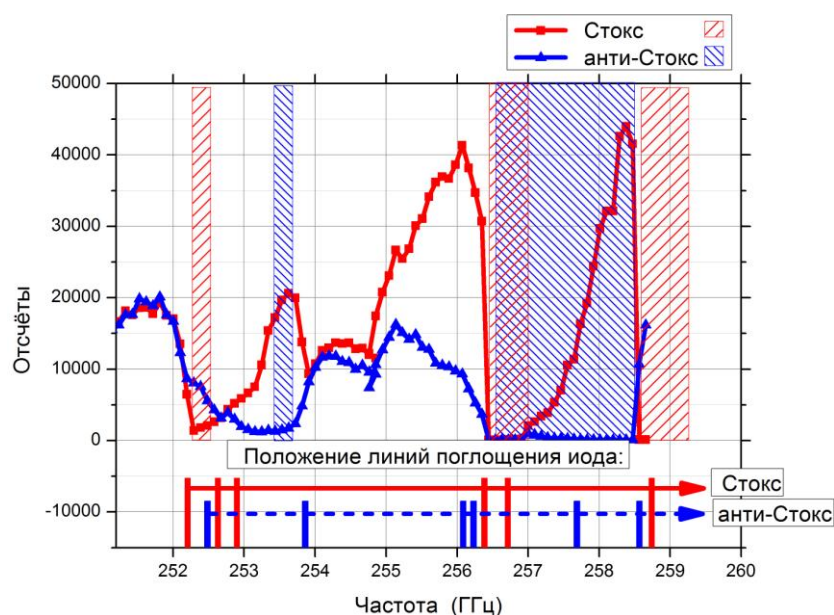


Рисунок 61. Зависимость мощности сигнального излучения от частоты внешнего ТИ. В рассматриваемой области спектр генерации терагерцового источника (ЛОВ) не имеет существенных особенностей. Наличие областей с пониженным уровнем сигнала связано с поглощением молекулярного йода. Эти области имеют более резкий и менее резкий край, причем для сигналов Стоксова и анти-Стоксова преобразования картина ориентирована противоположно – например, резкий «левый» край полосы поглощения вблизи частоты 256,4 ГГц для Стоксова преобразования и резкий «правый» край вблизи частоты 258,5 ГГц для анти-Стоксова.

меньшей, чем ширина линий поглощения йода, при использовании данной экспериментальной установки является технически сложной задачей. Сравнительно недавно появились узкополосные поглотители на полупроводниковых сверхрешетках [74], которые, в отличие от газовых абсорбционных ячеек, имеют только одну линию поглощения, частота которой при этом может задаваться в широких пределах. По-видимому, переход на такие поглотители в дальнейшем обеспечит существенное продвижение нелинейно-оптического метода детектирования. Другой возможностью является использование паров металлов (например, рубидия) в газовых поглощающих ячейках. Такие фильтры имеют существенно меньшее количество полос поглощения (всего лишь несколько линий) за счет использования атомов вещества, а не молекул (как в случае J_2).

Перейдем к рассмотрению сигнального излучения в частотных областях, свободных от артефактов, связанных с наличием ячейки с парами йода. Такие области существуют, и к ним, в частности, относятся диапазоны от 251,5 до 252 ГГц и от 254 до 255 ГГц, представленные на Рисунке 61. В этих диапазонах мощность P_s сигнальной волны в стоксовом и в антистоксовом диапазонах одинаковым образом зависит от частоты

внешнего ТГц излучения, а по спектральному распределению $P_s(f_2)$ можно, в соответствии с выражениями (12), восстановить спектральное распределение плотности мощности измеряемого ТГц излучения. Также следует отметить, что указанные диапазоны можно расширить, рассматривая только сигнал в стоксовой (или в антистоксовой) области, в диапазонах, свободных от влияния линий поглощения йода.

Как и в разделе 4.1, предложенный метод детектирования нечувствителен к фазе ТГц волны, подаваемой на детектор, поскольку синхронизация приемника ТИ и источника ТИ отсутствует. Разрешение системы по частоте холостой (ТГц) волны определяется способом проведения измерений. При использовании спектрографа с широкой выходной щелью разрешающая способность системы составляет 0,05 ТГц. Разрешающая способность может быть увеличена путем уменьшения ширины выходной щели до значения, равного нормальной ширине щели, ценой того, что развертку по спектру придется проводить путем последовательного сканирования частоты сигнального (и, соответственно, холостого) излучения. Другим способом является использование другого типа спектральных приборов – например, интерферометра Фабри-Перо, используемого при спектроскопии рассеяния Мандельштама-Бриллюэна.

Выбор оптимальной частоты внешнего ТГц излучения, при которой сигнальное излучение не поглощается парами йода, позволил уточнить оценку минимально регистрируемой мощности P_{MIN} внешнего ТИ по сравнению с результатами раздела 4.1. На снимке, показанном на Рисунке 59, мощность «дополнительного» (по отношению к сигналу СПР) сигнала при включении ТГц источника составляла $P_1 = (8143 \pm 50)$ отсчетов ПЗС-матрицы, а мощность сигнала СПР в области появления «дополнительного» сигнала – $P_2 = (60 \pm 2)$ отсчетов (время накопления 10 с). Тогда уточненная величина $P_{MIN}^{СПР} = (111 \pm 22)$ нВт, что соответствует эффективности преобразования $\eta = (2,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-9}$. Сравнение с шумовым сигналом дает оценку минимально регистрируемой мощности $P_{MIN}^{шум} = 3,1 \pm 0,8$ нВт.

Эквивалентная мощность шума (NEP) нелинейно-оптического детектора определяется эффективностью η терагерцово-оптического преобразования и флуктуациями сигнала СПР. Последнюю можно оценить в рамках полуклассической теории фотодетектирования. Для случая строго постоянной интенсивности источника вероятность регистрации m фотоотсчетов описывается распределением Пуассона со средним значением $\bar{m}$, определяемым мощностью сигнала СПР. Флуктуации мощности сигнала СПР определяются дисперсией Δm^2 числа фотоотсчетов, которая равна $\bar{m}$. Полоса приема Δf определяется временем $\tau_{экл.}$ накопления сигнала: $\Delta f = (2 \tau_{экл.})^{-1} = 0,05$ Гц. Рассчитывая NEP как отношение спектральной плотности мощности шумов (в данном случае,

флуктуации мощности сигнала СПР) к чувствительности системы с учетом коэффициента ς (131), получим оценку:

$$NEP = \frac{1}{\eta} \frac{\sqrt{N^{СПР}}}{\varsigma \Delta t} \frac{1}{\sqrt{\Delta f}} = \frac{1}{\eta} \frac{\sqrt{N^{СПР}}}{\varsigma \sqrt{\Delta t}} \sqrt{2} = \frac{\sqrt{N^{СПР}}}{\eta \varsigma \sqrt{\Delta t / 2}} = (1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\sqrt{\text{Гц}}} . \quad (132)$$

Таким образом, в разделах 4.1 и 4.2 была показана возможность реализации при комнатных температурах метода несинхронного спектрально-селективного нелинейно-оптического детектирования внешнего терагерцового излучения. Минимально регистрируемая мощность терагерцового излучения не уступает ($P_{\text{MIN}}^{СПР} = (0,111 \pm 0,022)$ мкВт по сравнению с 0,1 мкВт [31]) рекордным значениям, сообщаемым в настоящий момент в литературе. При этом не требуется использования импульсных лазеров накачки высокой мощности – мощность аргонового лазера составляла 0,1 Вт по сравнению с величиной $\approx 2 \cdot 10^6$ Вт работе [31]. Эффективность преобразования внешнего ТИ составила $\eta = (2,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-9}$. Разрешение системы по частоте составило 0,05 ТГц, что соответствует рекордным значениям для схем детектирования импульсов наносекундного ТИ. Принципиально, что в схемах спектроскопии непрерывного ТИ можно достичь существенно большего разрешения (1 ТГц и ниже). Для увеличения разрешающей способности предложенного метода можно работать с узкой выходной щелью монохроматора (нормальная ширина щели составляет 2,6 мкм по сравнению с размером пикселя в 24 мкм; недостаток – потеря возможности одновременной регистрации ТИ в широком спектральном диапазоне), либо использовать дополнительный спектральный прибор (например, эталон Фабри-Перо).

4.3 Регистрация импульсного холостого излучения терагерцовых частот, создаваемого при параметрическом преобразовании в режиме среднего усиления

Параметрический преобразователь частоты можно использовать для генерации неклассических оптико-терагерцовых состояний поля. В режиме высокого усиления свойства холостого излучения, генерируемого при ПР, широко обсуждались в связи с вынужденным рассеянием света на поляритонах [175]. Данное явление использовалось во многих работах для генерации терагерцового излучения. В то же время, как показывают расчетные результаты в разделе 2.2, при регистрации параметров неклассичности и, в особенности, корреляционной функции $g^{(2)}$ второго порядка предпочтительнее использовать режим малого усиления. Одна из причин состоит в существенных потерях на частотах холостых волн, что приводит к появлению дополнительного, шумового излучения, затрудняющего регистрацию неклассических свойств. До настоящего времени в режиме среднего ($G \sim 1$, G – коэффициент параметрического усиления, линейно зависящий от напряженности поля накачки E_p) и малого ($G \ll 1$) усиления ТИ не регистрировалось. В простейшем случае непоглощающей среды для точного синхронизма связь G и g^{PDC} (g^{PDC} – эффективность параметрического преобразования) имеет вид: $g^{PDC} \sim \sinh^2(G)$. В настоящем разделе приведены результаты первых экспериментов по регистрации ТИ в режиме среднего усиления с использованием высокочувствительного быстрого приемника – болометра на «горячих» электронах.

Схема экспериментальной установки, показанная на Рисунке 62, схожа с использованной при нелинейно-оптической регистрации ТИ (см. Рисунок 42(а)). Источником оптико-терагерцового поля являлся монокристалл ниобата лития, легированный магнием с целью увеличения лучевой стойкости материала и снижением потерь на терагерцовых частотах. Нелинейный кристалл накачивался первой гармоникой импульсного твердотельного лазера на иттрий-литиевом фториде с неодимом (Nd:YLiF₄). Длина волны излучения составляла 1,05 мкм, длительность импульса – 10 нс, частота следования импульсов – 7 кГц, пиковая мощность – 10 кВт. Генерация терагерцового излучения осуществлялась в геометрии «*eee*», позволяющей использовать наибольшую по величине компоненту тензора квадратичной нелинейной восприимчивости ниобата лития. Длина кристалла составляла 25 мм. За счет специфической конфигурации резонатора [199] наиболее оптимальным вариантом фокусировки излучения накачки являлось размещение нелинейного кристалла на малом (≈ 5 см) расстоянии от выходного зеркала лазера накачки. При этом диаметр пучка накачки на входе в нелинейный кристалл составлял ≈ 350 мкм. Выведение ТГц излучения осуществлялось через боковую поверхность кристалла через сопрягающий элемент – призму из высокоомного кремния

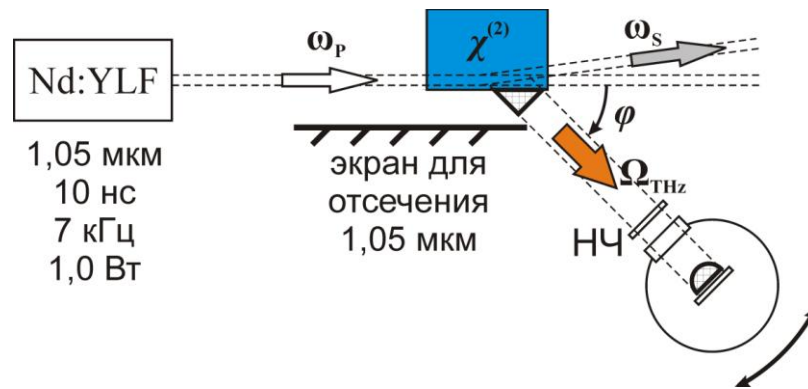


Рисунок 62. (вид сверху) Схема установки по регистрации холостого излучения в терагерцовом диапазоне частот при параметрическом рассеянии в кристалле ниобата лития в режиме среднего усиления ($G \sim 1$). Регистрация ТИ осуществляется с помощью болометра на «горячих» электронах (НЕВ). ТИ фокусируется на чувствительный элемент с помощью полусферической кремниевой линзы, для усиления сигнала используется малошумящий усилитель, находящийся при гелиевых температурах. «МПП» – механический прерыватель пучка, «НЧ» – фильтр низких частот для отсекающего излучения накачки, « $\chi^{(2)}$ » – нелинейный кристалл. Прямоугольной штриховкой отмечены элементы, выполненные из высокоомного кремния.

(так называемая геометрия Черенкова). Прямая призма имела в основании равнобедренный прямоугольный треугольник с длиной гипотенузы 10 мм, высота призмы составляла 10 мм. Поляризации лазера накачки, сигнальной и холостой (терагерцовой) волн, а также ориентация оптической оси кристалла были вертикальными, что позволяло исследовать зависимость мощности ТГц волны от направления ее распространения в горизонтальной плоскости без изменения поляризаций взаимодействующих волн.

Регистрация терагерцового излучения осуществлялась с помощью NbN-болометра, работающего на эффекте разогрева электронов (англ. *hot-electron bolometer*, НЕВ). Впервые продемонстрированный в работах [200,201], чувствительный элемент в приемниках данного типа представляет собой сложной формы полосу из нормального металла, подключенную к двум сверхпроводящим электродам. При падении измеряемого субмиллиметрового (терагерцового) сигнала на пленку происходит разогрев электронов в металле, приводящий к изменению температуры металлической пленки. Предельно слабая тепловая связь между пленкой нормального металла и сверхпроводящими контактами за счет андреевского отражения на границе сверхпроводник-нормальный металл [202] является ключевой особенностью болометра, работающего на эффекте разогрева электронов, заключающегося в значительном росте температуры поглощающей полосы металла при малой мощности возбуждения. В зависимости от устройства и принципа работы болометра, рабочая температура может составлять ~ 300 мК при работе в сверхпроводящем режиме, либо ~ 10 К при работе в непосредственной близости от

фазового перехода сверхпроводник-металл. Основными источниками шумов в болометрических приемниках являются флуктуации температуры в поглотителе и флуктуации напряжения на рабочем переходе [202,201]. При этом первый, температурный фактор определяет фундаментальный уровень шумов устройства при заданной температуре. За счет слабой тепловой связи активной области приемника с термостатом уровень шумов в болометрах на эффекте разогрева электронов существенным образом снижается. Болометры данного типа широко используются на практике для регистрации импульсных сигналов в задачах квантовой оптики в оптическом и инфракрасном диапазонах [203], а также для сверхчувствительной регистрации субмиллиметровых волн [204] – характерные значения мощности, эквивалентной шуму (англ. *noise-equivalent power, NEP*), в детекторах терагерцового излучения составляют $\sim 10^{-15}$ Вт·Гц $^{-1/2}$. Активный элемент болометра, использованного в данной работе, был выполнен в виде меандра из полоски нитрида ниобия (NbN), в котором происходило локальное разрушение сверхпроводимости за счет образования горячих точек (англ. *hot-spot*) [205,203]. Электронная диффузия и электрон-фононное взаимодействие являются наиболее важными факторами, определяющими эффективность работы и уровень шумов болометра.

Приемное окно болометра располагалось на одной высоте с пучком накачки и генерируемым терагерцовым излучением, а в горизонтальной плоскости была предусмотрена возможность изменения угла приема φ по отношению к направлению накачки (Рисунок 62). Для подавления рассеянного инфракрасного излучения накачки непосредственно перед входным окном болометра был установлен частотный фильтр на основе тефлона – Zitex G-106 [206]. Также использовался фильтр нижних частот с пропусканием в диапазоне частот $f < 1$ ТГц. Наименьшая частота приема определялась параметрами болометра и составляла 0,1 ТГц. Расстояние от нелинейного кристалла до болометра составляло 80 см. Зависимость амплитуды сигнала с болометра, пропорциональной мощности терагерцового излучения на входной апертуре болометра (диаметр 12 мм), показана на Рисунке 63(а) для случая $\varphi = \varphi_{\text{синхр}}$, соответствующего наибольшей регистрируемой мощности терагерцового излучения и направлению наблюдения, вдоль которого распространяются волны, удовлетворяющие условию фазового синхронизма. Представленные кривые свидетельствуют о вынужденном характере параметрического рассеяния (в противном случае зависимость имела бы линейный характер: $\text{sh}^2(G) \approx G \sim (P_p)^{1/2}$); имеет место режим параметрической сверхлюминесценции. В соответствии с (78), в приближении малого поглощения для

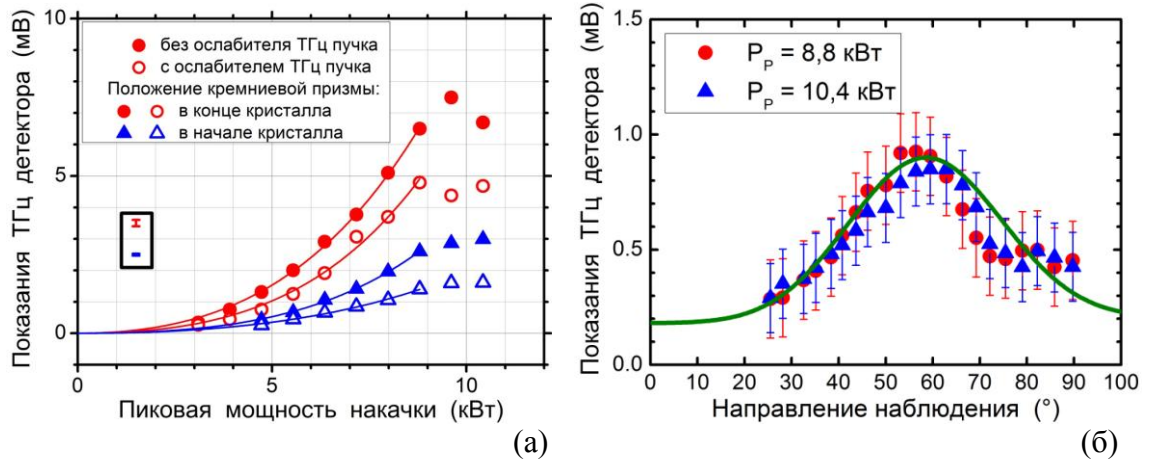


Рисунок 63. (а) Зависимость мощности терагерцового излучения на входной апертуре болометра при оптимальном угле детектирования $\varphi = \varphi_{\text{синхр}}$. Для проверки линейности отклика болометра использовался ослабитель пучка (открытые фигуры). (б) Зависимость мощности холостого излучения от направления наблюдения φ для двух значений мощности оптической накачки: 8,8 кВт и 10,4 кВт.

случая точного выполнения условия фазового синхронизма мощность генерируемого терагерцового излучения зависит от мощности накачки следующим образом:

$$P_{\text{THz}} \sim \text{sh}^2(G), \quad G \sim E_p^1 \sim \sqrt{P_p}, \quad (133)$$

где G – коэффициент параметрического усиления, линейно зависящий от напряженности поля накачки E_p . Результаты аппроксимации экспериментальных данных с помощью выражения (133) показаны на Рисунке 63(а) сплошными линиями. При увеличении мощности P_p накачки выше некоторого характерного значения $P_{\text{хар}} \approx 9$ кВт (при использованной фокусировке, что соответствует плотности энергии в импульсе на уровне $0,02$ Дж/см²) регистрировался перегиб в зависимостях мощности ТГц сигнала от мощности оптической накачки. Это связано с достижением плотностей энергии, при которых начинают проявляться фоторефрактивные свойства ниобата лития [152]. Поэтому при аппроксимации экспериментальных данных результаты, соответствующие высоким ($P_p > P_{\text{хар}} = 9$ кВт) мощностям оптической накачки включены не были. По результатам аппроксимации можно определить коэффициент в пропорциональности $G \sim (P_p)^{1/2}$, величину коэффициента параметрического усиления G и соответствующее ей число фотонов в моде сигнального излучения – g^{PDC} , эффективность параметрического преобразования. Коэффициент G принимал значения в диапазоне от 1,4 до 2,6 (Рисунок 64), что соответствует режиму среднего усиления.

Дополнительным подтверждением вынужденного характера преобразования служат измерения с выводящей кремниевой призмой, расположенной в начале нелинейного кристалла и в конце кристалла. На Рисунке 63(а) результаты показаны треугольниками и

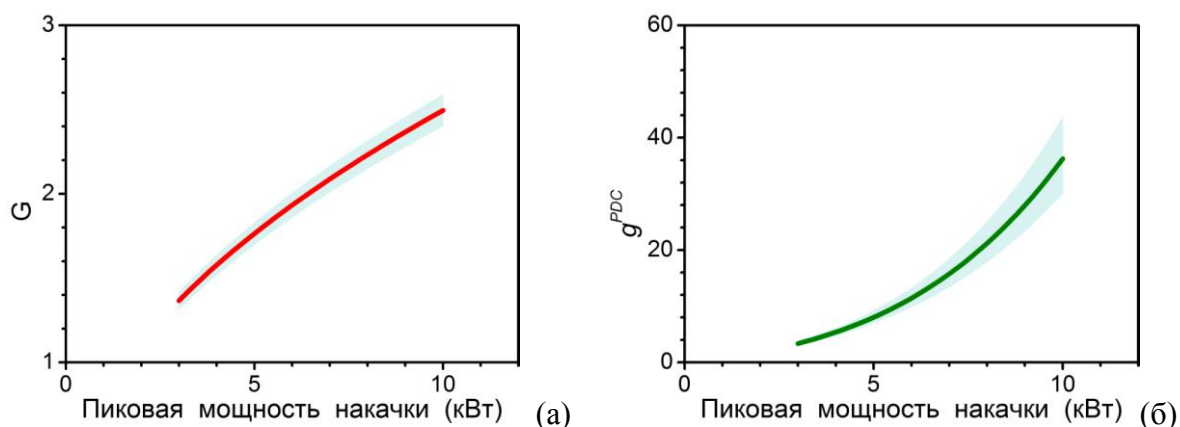


Рисунок 64. Зависимости (а) коэффициента G параметрического усиления и (б) эффективности параметрического преобразования g^{PDC} от мощности оптической накачки, полученные из результатов аппроксимации результатов на Рисунке 63(а). Голубой полосой показана погрешность определения величин на основе статистической ошибки в определении коэффициента пропорциональности.

кругами, соответственно. В случае, если параметрическое рассеяние осуществлялось бы в режиме малого усиления, все участки кристалла вносили бы равный вклад в общую интенсивность сигнала, и регистрируемая мощность терагерцового излучения не зависела бы от расположения выводящей призмы. В эксперименте же наблюдается увеличение мощности терагерцового излучения при перемещении призмы в конец кристалла, что соответствует режиму параметрической сверхлюминесценции и значительным ($G \sim 1$ и выше) величинам эффективности параметрического преобразования.

Для проверки линейности отклика болометра перед приемным окном прибора устанавливался нейтральный фильтр с коэффициентом пропускания на уровне $\approx 80\%$. Соответствующие значения величины сигнала с болометра показаны на Рисунке 63(а) открытыми фигурами. В случае, если форма получаемых кривых не изменяется, можно говорить о том, что нелинейный характер наблюдаемых зависимостей связан именно с характером нелинейного процесса, а не с особенностями отклика болометра. При измерении особое внимание уделялось пространственной и спектральной фильтрации излучения, попадающего на чувствительный элемент болометра. Использовались экраны, блокирующие излучение лазера (1,05 мкм) и излучение диода накачки лазера (800 нм), а также экраны из металлической фольги для отсекающего рассеянного терагерцового излучения. Непосредственно перед входной апертурой болометра был установлен частотный фильтр, отсекающий излучение с длинами волн большими, чем ~ 3 мм (100 ГГц). Расположенная внутри болометра кремниевая полусферическая линза также отрезала излучение второй гармоники и ослабляла излучение первой гармоники Nd:YLF-лазера.

Зависимость мощности от угла наблюдения φ показана на Рисунке 63(б) для двух значений мощности оптической накачки. Направление, которому соответствует наибольшая интенсивность ТИ, определяется условиями фазового синхронизма (117). Из-за высоких значений показателя преломления ниобата лития в ТГц диапазоне ($n_{THz} \sim 5$), терагерцовое излучение имеет большую угловую ширину: $\pm 15^\circ$ на половине высоты. В области малых углов (менее 20°) регистрация терагерцового сигнала была затруднена наличием фона от рассеянной оптической накачки. Даже при больших ($\varphi \rightarrow 90^\circ$) углах φ болометром регистрировалась ненулевая мощность терагерцового излучения. Угловое распределение полной мощности ТИ, рассчитанное на основании приведенных в Главе 2 выражений ((104), см. раздел 2.4), для спектрального диапазона приема 0,1 – 0,5 ТГц, показано сплошной линией на Рисунке 63(б), и находится в удовлетворительном согласии с экспериментом. Наилучшее соответствие результата расчета и эксперимента достигается при длине кристалла, используемой в расчете, равной 1,3 мм. Эта величина совпадает с расстоянием от центра пучка накачки до выходной (боковой) грани кристалла. Таким образом, несмотря на то, что выражение (104) получено для схемы с выводением ТИ через ту же грань кристалла, через которую выходит оптическая накачка, результаты расчетов соответствуют экспериментальным данным при замене в (104) фактической длины кристалла L эффективной длиной, определяемой расстоянием, которое проходит ТИ в кристалле. Аналитическое описание схемы с боковым выводением ТИ требует дальнейшего исследования.

Изменения в угловых распределениях мощности ТГц излучения при увеличении мощности оптической накачки зарегистрированы не были. Так, на Рисунке 63(б) кругами показано угловое распределение мощности ТГц излучения при мощности накачки $P_p = 8,8$ кВт, треугольниками – $P_p = 10,4$ кВт. Результаты совпадают в пределах ошибки измерения. При меньших мощностях регистрация угловых распределений осложнялась низким уровнем сигнала.

Выводы по Главе 4:

4.1. Впервые экспериментально продемонстрирована несинхронная регистрация внешнего терагерцового излучения нелинейно-оптическим методом с накачкой от непрерывного лазера. Детектор обладает разрешением по частоте и не требует охлаждения. Минимально регистрируемая мощность терагерцового излучения составила около 100 нВт при энергетической эффективности преобразования $(2,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-9}$. Параметры нелинейно-оптического детектора не уступают рекордным значениям для схем несинхронной регистрации.

4.2. Впервые осуществлена регистрация низкоэнергетичных потоков холостого излучения на терагерцовых частотах, генерируемых при параметрическом рассеянии света при рекордно низких значениях коэффициента параметрического усиления $G = 1,4 \dots 2,6$. Схема с боковым выводением терагерцового излучения обладает, по сравнению с бесконечным тонким слоем нелинейной среды, большей угловой расходимостью терагерцовых волн ($\pm 15^\circ$ в диапазоне 0,1 - 0,5 ТГц), что требует построения аналитического описания таких схем.

Заключение

В диссертационной работе было исследовано параметрическое преобразование в частотно-невыврожденном режиме, когда частота одной из взаимодействующих волн лежит в терагерцовом диапазоне. Экспериментально реализован нелинейно-оптический метод прямой регистрации терагерцового излучения (ТИ), основанный на преобразовании частоты детектируемого терагерцового излучения в оптический диапазон путем смещения в среде с квадратичной нелинейностью с узкополосным излучением лазерной накачки. Отклик таких детекторов может быть охарактеризован с помощью частотно-угловой спектроскопии спонтанного параметрического рассеяния излучения накачки в том же нелинейном кристалле, который будет использоваться для детектирования ТИ. Также в работе исследованы свойства оптико-терагерцовых состояний поля, создаваемых при параметрическом рассеянии света.

В данной работе были получены следующие **основные результаты**:

1. В рамках одномодового описания проведен расчет корреляционных параметров оптико-терагерцовых состояний электромагнитного излучения, создаваемых при параметрическом рассеянии. Получены общие соотношения, позволяющие рассчитать относительные корреляции интенсивности сигнального и холостого излучения и дисперсию разностного фототока при различных температурах и коэффициентах поглощения холостых волн в рассеивающей среде. При характерных для существующих экспериментальных установок значениях параметров, оценка наибольшей температуры одномодового параметрического преобразователя на основе ниобата лития, при которой возможно наблюдение неклассических свойств оптико-терагерцовых полей (на уровне $g^{(2)} > 4$, $NRF < 0,8$), составила 20 К.

2. Исследованы особенности пространственно-многомодового параметрического преобразователя частоты, работающего в терагерцовом диапазоне частот холостых волн. Получены соотношения, определяющие угловое распределение спектральной чувствительности нелинейно-оптического детектора терагерцовых волн в пространственно-многомодовом режиме, учитывающие поглощение холостых волн, длину и сечение объема нелинейного взаимодействия. Обнаружено, что за счет ограниченности объема нелинейного взаимодействия сбор холостого излучения, участвующего в параметрическом преобразовании частоты, эффективно идет в пределах

угла зрения детектора ($\Delta\theta$), характерные значения которого в ниобате лития составляют $\Delta\theta \approx 5^\circ$. Показана необходимость учета неполного заполнения внешним излучением угла зрения детектора при проведении квантовой калибровки его спектральной яркости по методу СПР (с использованием квантовых флуктуаций поля в качестве эталона).

3. Развита метод СПР-характеризации спектрального распределения чувствительности нелинейно-оптических детекторов терагерцового излучения, выполненных на основе монокристаллов, периодически или аperiodически поляризованных кристаллов, в геометриях взаимодействия «*ooe*» и «*eee*». Теоретически показано, что поглощение на терагерцовых частотах приводит к смещению максимумов спектральной чувствительности нелинейно-оптического детектора относительно максимумов спектра СПР в область более низких частот. Величина смещения тем больше, чем сильнее изменение коэффициента поглощения ТГц волн в пределах ширины линии СПР, и может составлять несколько десятых ТГц. Показана возможность применения результатов СПР-характеризации к детекторам, работающим на других частотах оптической лазерной накачки.

4. Показано, что при оптимальном выборе длины волны излучения накачки при параметрическом рассеянии в монокристаллах ниобата лития можно добиться выполнения условия фазового синхронизма для терагерцовых волн, распространяющихся во встречном по отношению к накачке направлении.

5. Впервые экспериментально продемонстрирована несинхронная регистрация внешнего терагерцового излучения нелинейно-оптическим методом с накачкой от непрерывного лазера. Детектор обладает разрешением по частоте и не требует охлаждения. Минимально регистрируемая мощность терагерцового излучения составила около 100 нВт при энергетической эффективности преобразования $(2,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-9}$.

6. Впервые осуществлена регистрация низкоэнергетичных потоков холостого излучения на терагерцовых частотах, генерируемых при параметрическом рассеянии света при рекордно низких значениях коэффициента параметрического усиления $G = 1,4 \dots 2,6$. Схема с боковым выводением терагерцового излучения обладает, по сравнению с бесконечным тонким слоем нелинейной среды, большей угловой расходимостью терагерцовых волн ($\pm 15^\circ$ в диапазоне 0,1 - 0,5 ТГц), что требует построения аналитического описания таких схем.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что исследованный в работе метод детектирования ТИ может применяться при создании высокочувствительных приемников

терагерцового излучения, обладающих спектрально-селективным откликом и работающих при комнатных температурах и в широком спектральном диапазоне. При проведении квантовой калибровки спектральной яркости внешнего ТИ путем сравнения с сигналом СПР рекомендуется увеличивать длину нелинейной среды и сечение пучка накачки, поскольку это позволяет упростить задачу согласования мод внешнего ТИ с модами нелинейно-оптического приемника. Основными направлениями дальнейшей разработки нелинейно-оптического метода прямой регистрации терагерцового излучения могут быть: построение последовательного аналитического описания для схемы с боковым выводением ТИ; экспериментальное исследование преобразования внешнего ТИ в расширенном (0,2 ТГц – 3 ТГц) спектральном диапазоне. В рамках задачи о генерации квантово-коррелированных состояний поля оптических и терагерцовых частот представляет интерес экспериментальное измерение параметров корреляции.

Список использованной литературы:

- [1] Zhang X.-C., Xu J. *Introduction to THz Wave Photonics*. — Berlin: Springer Science+Business Media, 2010. ISBN: 978-1-4419-0977-0 . — 246 pp.
- [2] Tonouchi M., “Cutting-edge terahertz technology” // *Nature Photonics*. — 2007. — Vol. 1. — P. 97–105.
- [3] Chen S.-L., Guo L.J.. *Terahertz Pulse Detection Techniques and Imaging Applications*. In *Terahertz Spectroscopy. A Cutting Edge Technology*. (Edited by Jamal Uddin). Print ISBN: 978-953-51-3031-4 . Croatia: InTech, 2017. — 318 pp.
- [4] Глагольева-Аркадьева А.А. Массовый излучатель как источник ультрагерцевых волн до 82 микрон // *Телеграфия и телефония без проводов*. — 1924. — Т. 23. — С. 123.
- [5] Jepsen P.U., Cooke D.G., Koch M. Terahertz spectroscopy and imaging – Modern techniques and applications // *Laser & Photonics Reviews*. — 2011. — Vol. 5, No. 1. — P. 124–166.
- [6] Dhillon S.S., Cunningham J.E., Johnston M.B. *et al.* The 2017 terahertz science and technology roadmap // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2017. — Vol. 50. — P. 043001.
- [7] Shen Y.-C. Terahertz pulsed spectroscopy and imaging for pharmaceutical applications: A review // *Interntional Journal of Pharmaceutics*. — 2011. — Vol. 417, Nos. 1–2. — P. 48–60.
- [8] Giles Davies A. *et al.* Terahertz spectroscopy of explosives and drugs // *Materials Today*. — 2008. — Vol. 11, No. 3. — P. 18–26.
- [9] Shkurinov A.P. *et al.* Terahertz spectroscopy of biological molecules // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2009. — Vol. 52, No. 7. — P. 518–523.
- [10] Chan W.L. *et al.* Imaging with terahertz radiation // *Reports on Progress in Physics*. — 2007. — Vol. 70, No. 8. — P. 1325–1379.
- [11] Hargreaves S., Lewis R.A. Terahertz imaging: materials and methods” // *Journal of Material Science: Materials in Electronics*. — 2007. — Vol. 18, No. 1. — P. 299–303.
- [12] Ma X.-J., Zhao H.-W., Liu G.-F., Ji T., Zhang Z.-Y., Dai B. Qualitative and Quantitative Analyses of Some Saccharides by THz-TDS // *Spectroscopy and Spectral Analysis*. — 2009. — Vol. 29, No. 11. — P. 2885–2888.
- [13] Chen J., Chen Y., Zhao H., Bastiaans G.J., Zhang X.-C. Absorption coefficients of selected explosives and related compounds in the range of 0.1-2.8 THz // *Optics Express*. — 2007. — Vol. 15, No. 19. — P. 12060–12067.
- [14] Appleby R., Wallace H.B. Standoff Detection of Weapons and Contraband in the 100 GHz to 1 THz Region // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 2007. — Vol. 55, No. 11. — P. 2944.
- [15] Chen F. *et al.* Ultrafast terahertz-field-driven ionic response in ferroelectric BaTiO₃ // *Physical Review B*. — 2016. — Vol. 94. — P. 180104.
- [16] Koppens F.H.L. *et al.* Photoexcitation cascade and multiple hot-carrier generation in graphene // *Nature Physics*. — 2013. — Vol. 9. — P. 248–252.
- [17] Hafez H.A., Chai X., Ibrahim A., Mondal S., Férachou D., Ropagnol X., Ozaki T. Intense terahertz radiation and their applications // *Journal of Optics*. — 2016. — Vol. 18. — P. 093004.
- [18] Гольцман Г.Н., Лудков Д.Н. Сверхпроводниковые смесители на горячих электронах терагерцового диапазона и их применение в радиоастрономии // *Известия вузов. Радиофизика*. — 2003. — Т. 46, № 8–9. — С. 671–686. (Англ. вер.: Gol’tsman G.N., Loudkov D.N. Terahertz superconducting hot-electron bolometer mixers and their application in radio astronomy // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2003. — Vol. 46, Nos. 8–9. — P. 604–617.)
- [19] Sizov F., Rogalski A. THz detectors // *Progress in Quantum Electronics*. — 2010. — Vol. 34. — P. 278–347.

- [20] Kaya S., Karabiyik M., Pala N. *THz Detectors*. In *Photodetectors. Materials, Devices and Applications* (Ed. by Bahram Nabet). P. 373–414. ISBN: 978-1-78242-445-1. Cambridge: Woodhead Publishing, 2016. — 550 pp.
- [21] Siegel P.H., Dengler R.J. Terahertz heterodyne imaging part I: introduction and techniques // *Int. J. Infrared Milli. Waves*. — 2006. — Vol. **27**, No. 4. — P. 465–480.
- [22] Amenabar I., Lopez F., Mendikute A. In Introductory Review to THz Non-Destructive Testing of Composite Mater // *J Infrared Milli Terahz Waves*. — 2013. — Vol. **34**. — P. 152–169.
- [23] Burford N.M., El-Shenawee M.O. Review of terahertz photoconductive antenna technology” // *Optical Engineering*. — 2017. — Vol. **56**, No. 1. — P. 010901.
- [24] Ilyakov I.E., Kitaeva G.Kh., Shishkin B.V., Akhmedzhanov R.A. Terahertz wave electro-optic measurements with optical spectral filtering // *Applied Physics Letters*. — 2015. — Vol. **106**. — P. 121101.
- [25] Jiang Z., Zhang X.-C. Electro-optic measurement of THz field pulses with a chirped optical beam // *Applied Physics Letters*. — 1998. — Vol. **72**, No. 16. — P. 1945.
- [26] Shugurov A.I., Mashkovich E.A., Bodrov S.B., Tani M., Bakunov M.I. Nonellipsometric electro-optic sampling of terahertz waves in GaAs // *Optics Express*. — 2018. — Vol. **26**, No. 18. — P. 23359–23365.
- [27] Wilk R., Breinfeld F., Mikulics M., Koch M. Continuous wave terahertz spectrometer as a noncontact thickness measuring device // *Applied Optics*. — 2008. — Vol. **47**, No. 16. — P. 3023–3026.
- [28] Gregory I.S., Tribe W.R., Baker C., Cole B.E., Evans M.J., Spencer L., Pepper M., Missous M., Continuous-wave terahertz system with a 60 dB dynamic range // *Applied Physics Letters*. — 2005. — Vol. **86**. — P. 204104.
- [29] Deninger A.J., Roggenbuck A., Schindler S., Preu S. 2.75 THz tuning with a triple-DFB laser system at 1550 nm and InGaAs photomixers // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. — 2015. — Vol. **36**, No. 3. — P. 269–277.
- [30] Shi W., Ding Y.J., Fernelius N., Hopkins F.K. Observation of difference-frequency generation by mixing of terahertz and nearinfrared laser beams in a GaSe crystal // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. **88**. — P. 101101.
- [31] Minamide H., Hayashi S., Nawata K., Taira T., Shikata J.-I., Kawase K. Kilowatt-peak Terahertz-wave Generation and Sub-femtojoule Terahertz-wave Pulse Detection Based on Nonlinear Optical Wavelength-conversion at Room Temperature // *J Infrared Milli Terahz Waves*. — 2014. — Vol. **35**. — P. 25–37.
- [32] Guo R., Ohno S., Minamide H., Ikari T., Ito H. Highly sensitive coherent detection of terahertz waves at room temperature using a parametric process // *Applied Physics Letters*. — 2008. — Vol. **93**. — P. 021106.
- [33] Tripathi S.R., Sugiyama Y., Murate K., Imayama K., Kawase K. Terahertz wave three-dimensional computed tomography based on injection-seeded terahertz wave parametric emitter and detector // *Optics Express*. — 2016. — Vol. **24**, No. 6. — P. 6433–6440.
- [34] Eisaman M.D., Fan J., Migdall A., Polyakov S.V. Invited Review Article: Single-photon sources and detectors // *Review of Scientific Instruments*. — 2011. — Vol. **82**. — P. 071101.
- [35] Клышко Д.Н. *Фотоны и нелинейная оптика*. М.: Наука, 1980. — 254 с.
(Также расширенная версия на английском языке: Klyshko D.N. *Photons and Nonlinear Optics*. New York: Gordon and Breach Science, 1988. — 248 pp.)
- [36] Мандель Л., Вольф Э. *Оптическая когерентность и квантовая оптика* (Пер. с англ. под ред. В.В. Самарцева). М.: Физматлит, 2000. — 895 с.
- [37] Клышко Д.Н., Пенин А.Н. Перспективы квантовой фотометрии // *Успехи физических наук*. — 1987. — Т. **152**, № 4. — С. 653–665.
- [38] Bondani M., Allevi A., Zambra G., Paris M.G.A., Andreoni A. Sub-shot-noise photon-number correlation in a mesoscopic twin beam of light // *Physical Review A*. — 2007. — Vol. **76**. — P. 013833.

- [39] Jedrkiewicz O., Jiang Y.-K., Brambilla E., Gatti A., Bache M., Lugiato L.A., Di Trapani P. Detection of Sub-Shot-Noise Spatial Correlation in High-Gain Parametric Down Conversion // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. **93**. — P. 243601.
- [40] Iskhakov T., Chekhova M.V., Leuchs G. Generation and Direct Detection of Broadband Mesoscopic Polarization-Squeezed Vacuum // *Physical Review Letters*. — 2009. — Vol. **102**. — P. 183602.
- [41] Giovannetti V., Lloyd S., Maccone L. Quantum-Enhanced Measurements: Beating the Standard Quantum Limit // *Science*. — 2004. — Vol. **306**, No. 5700. — P. 1330–1336.
- [42] Iskhakov T.Sh., Pérez A.M., Spasibko K.Yu., Chekhova M.V., Leuchs G. Superbunched bright squeezed vacuum state // *Optics Letters*. — 2012. — Vol. **37**, No. 11. — P. 1919–1921.
- [43] Iskhakov T.Sh., Agafonov I.N., Chekhova M.V., Leuchs G. Polarization-Entangled Light Pulses of 10^5 Photons // *Physical Review Letters*. — 2012. — Vol. **109**. — P. 150502.
- [44] Rosolek K., Stobinska M., Wiesniak M., Zukowski M. Two Copies of the Einstein-Podolsky-Rosen State of Light Lead to Refutation of EPR Ideas // *Physical Review Letters*. — 2015. — Vol. **114**. — P. 100402.
- [45] Скалли М., Зубайри С. *Квантовая оптика* (Пер. с англ. под ред. В.В. Самарцева). М.: Физматлит, 2003. — 512 с.
- [46] Agafonov I.N., Chekhova M.V., Penin A.N., Rytikov G.O., Shumilkina O.A., Iskhakov T.Sh. Comparative test of two methods of quantum efficiency absolute measurement based on squeezed vacuum direct detection // *International Journal of Quantum Information*. — 2011. — Vol. **9**. — P. 251–262.
- [47] Sharapova P.R., Tikhonova O.V., Lemieux S., Boyd R.W., Chekhova M.V. Bright squeezed vacuum in a nonlinear interferometer: Frequency and temporal Schmidt-mode description // *Physical Review A*. — 2018. — Vol. **97**, No. 5. — P. 053827–053835.
- [48] Fedorov M.V., Mikhailova Yu.M., Volkov P.A. Gaussian modelling and Schmidt modes of SPDC biphoton states // *Journal of Physics B*. — 2009. — Vol. **42**. — P. 175503.
- [49] Law C.K., Eberly J.H. Analysis and Interpretation of High Transverse Entanglement in Optical Parametric Down Conversion // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. **92**, No. 12. — P. 127903.
- [50] Straupe S.S., Ivanov D.P., Kalinkin A.A., Bobrov I.B., Kulik S.P. Angular Schmidt modes in spontaneous parametric down-conversion // *Physical Review A*. — 2011. — Vol. **83**. — P. 060302(R).
- [51] Шен И.Р. *Принципы нелинейной оптики*. М.: Наука, 1989. — 557 с.
- [52] Boyd R.W. *Nonlinear Optics* (3-rd Ed.). New York: Academic Press, 2008. — 640 pp.
- [53] Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. *Прикладная нелинейная оптика*. М.: Физматлит, (2004). — 512 с.
- [54] Цернике Ф., Мидвинтер Дж. *Прикладная нелинейная оптика*. М.: Мир, 1976. — 261 с.
- [55] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. *Теория волн*. М.: Наука, 1979. — 384 с.
- [56] Китаева Г.Х., Пенин А.Н. Параметрическое преобразование света в слоистых нелинейных средах // *ЖЭТФ*. — 2004. — Т. **125**, № 2. — С. 307–323.
- [57] Kitaeva G.Kh., Kovalev S.P., Penin A.N., Tuchak A.N., Yakunin P.V. A Method of Calibration of Terahertz Wave Brightness Under Nonlinear-Optical Detection // *J Infrared Milli Terahz Waves*. — 2011. — Vol. **32**. — P. 1144–1156.
- [58] Huttner B., Barnett S.M. Quantization of the electromagnetic field in dielectrics // *Physical Review A*. — 1992. — Vol. **46**, No. 7. — P. 4306–4322.
- [59] Hollandt J., Seidel J., Roman K., Ulm G., Migdall A., Ware M. Primary sources for use in radiometry // *Experimental Methods in the Physical Sciences*. — 2005. — Vol. **41**. — P. 213–290.

- [60] Китаева Г.Х., Пенин А.Н., Тучак А.Н., Шепелев А.В., Якунин П.В. Измерение спектральной яркости терагерцового излучения в процессе нелинейно-оптического детектирования // *Письма в ЖЭТФ*. — 2010. — Т. **92**, № 5. — С. 327–330.
- [61] Клышко Д.Н. Об использовании вакуумных флуктуаций в качестве репера яркости света // *Квантовая электроника*. — 1977. — Т. **4**, № 5. — С. 1056–1062.
- [62] Китаева Г.Х., Пенин А.Н., Фадеев В.В., Янайт Ю.А. Измерение яркости световых потоков с использованием вакуумных флуктуаций в качестве репера // *Доклады Академии наук*. — 1979. — Т. **247**. — С. 586–590.
- [63] Abroskina O.N., Kitaeva G.Kh., Penin A.N. Absolute measurement of the spectral density for electromagnetic radiation // *Measurement Techniques*. — 1986. — Vol. **29**, No. 3. — P. 198–200.
- [64] Власенко М.Ф., Китаева Г.Х., Пенин А.Н. Измерение яркости излучения теплового источника с помощью параметрического преобразования света // *Квантовая электроника*. — 1980. — Т. **7**, № 2. — С. 441–444.
- [65] Migdall A., Datla R., Sergienko A., Orszak J.S., Shih Y.H. Measuring absolute infrared spectral radiance with correlated visible photons: technique verification and measurement uncertainty // *Applied optics*. — 1998. — Vol. **37**, No. 16. — P. 3455–3463.
- [66] Kuznetsov K.A., Guo H.C., Kitaeva G.Kh., Ezhov A.A., Muzychenko D.A., Penin A.N., Tang S.H. Characterization of periodically poled LiTaO₃ crystals by means of spontaneous parametric down-conversion // *Applied Physics B*. — 2006. — Vol. **83**. — P. 273–278.
- [67] Coffinet J.P., De Martini F. Coherent Excitation of Polaritons in Gallium Phosphide // *Physical Review Letters*. — 1969. — Vol. **22**, No. 2. — P. 60–64.
- [68] Chekhova M.V., Kitaeva G.Kh., Kulik S.P., Penin A.N. Polariton spectroscopy: a method of investigating spectral and spatial properties of nonlinear optical materials // *SPIE Proceedings*. — 1993. — Vol. **1863**. — P. 192–203.
- [69] Henry C.H., Hopfield J.J. Raman scattering by polaritons // *Physical Review Letters*. — 1965. — Vol. **15**, No. 25. — P. 964–966.
- [70] Porto S.P.S., Tell B., Damen T.C. Near-forward Raman scattering in zinc oxide // *Physical Review Letters*. — 1966. — Vol. **16**. — P. 450–452.
- [71] Hajj Hussein R., Pagès O., Firszt F., Paszkowicz W., Maillard A. Near-forward Raman scattering by bulk and surface phonon-polaritons in the model percolation-type ZnBeSe alloy // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. **103**. — P. 071912.
- [72] Kitaeva G.Kh. Frequency conversion in aperiodic quasi-phase-matched structures // *Physical Review A*. — 2007. — Vol. **76**. — P. 043841.
- [73] Schoen P.E., Jackson D.A. The iodine filter in Raman and Brillouin spectroscopy // *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. — 1972. — Vol. **5**, No. 6. — P. 519–521.
- [74] Haase B., Kutas M., Riexinger F., Bickert P., Keil A., Molter D., Bortz M., von Freymann G. Spontaneous parametric down-conversion of photons at 660 nm to the terahertz and sub-terahertz frequency range // *Optics Express*. — 2019. — Vol. **27**, No. 5. — P. 7458–7468.
- [75] Китаева Г.Х., Пенин А.Н. Спонтанное параметрическое рассеяние света // *Письма в ЖЭТФ*. — 2005. — Т. **82**, № 6. — С. 388–394.
- [76] Devlin G.E., Davis J.L., Chase L., Geschwind S. Absorption of Unshifted Scattered Light by a Molecular I₂ Filter in Brillouin and Raman Scattering // *Applied Physics Letters*. — 1971. — Vol. **19**, No. 5. — P. 138.
- [77] Okajima H., Hamaguchi H. Fast Low Frequency (Down to 10 cm⁻¹) Multichannel Raman Spectroscopy Using an Iodine Vapor Filter // *Applied Spectroscopy*. — 2009. — Vol. **63**, No. 8. — P. 958–960.
- [78] Gerstenkorn S., Luc P. *Atlas du spectre d'absorption de la molécule d'iode : 14800-20000 cm⁻¹ : complément : identification des transitions du système (B-X), assignments of the [B(I)-X] iodines lines*. Paris: CNRS, 1986. — 571 pp.

- [79] Kalashnikov D.A., Paterova A.V., Kulik S.P., Krivitsky L.A. Infrared spectroscopy with visible light // *Nature Photonics*. — 2016. — Vol. **10**, No. 2. — P. 98–101.
- [80] Кузьминов Ю.С. *Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением*. М.: Наука, 1982. — 400 с.
- [81] Lengyel K., Péter Á., Kovács L., Corradi G., Pálfalvi L., Hebling J., Unferdorben M., Dravecz G., Hajdara I., Szaller Zs., Polgár K. Growth, defect structure, and THz application of stoichiometric lithium niobate // *Applied Physics Reviews*. — 2015. — Vol. **2**. — P. 040601.
- [82] Дорожкин Л.М., Кизель В.А., Шигорин В.Д., Шипуло Г.П. Дисперсия квадратичной оптической восприимчивости кристаллов ниобата лития и ниобата бария натрия // *Письма в ЖЭТФ*. — 1976. — Т. **24**, № 6. — С. 363–366.
- [83] Boyd G.D., Miller R.C., Nassau K., Bond W.L., Savage A. LiNbO₃: an efficient phase matchable nonlinear optical material // *Applied Physics Letters*. — 1964. — Vol. **5**, No. 11. — P. 234–236.
- [84] Shoji I., Kondo T., Kitamoto A., Shirane M., Ito R. Absolute scale of second-order nonlinear-optical coefficients // *Journal of the Optical Society of America B*. — 1997. — Vol. **14**, No. 9. — P. 2268–2294.
- [85] Vodopyanov K.L. Optical THz-wave generation with periodically-inverted GaAs // *Laser & Photonics Reviews*. — 2008. — Vol. **2**, Nos. 1–2. — P. 11–25.
- [86] Huang W.R., Huang S.-W., Granados E., Ravi K., Hong K.-H., Zapata L.E., Kärtner F.X. Highly efficient terahertz pulse generation by optical rectification in stoichiometric and cryo-cooled congruent lithium niobate // *Journal of Modern Optics*. — 2015. — Vol. **62**, No. 18. — P. 1486–1493.
- [87] Kitaeva G.Kh. Terahertz generation by means of optical lasers // *Laser Physics Letters*. — 2008. — Vol. **5**, No. 8. — P. 559–576.
- [88] Vodopyanov K.L., Fejer M.M., Yu X., Harris J.S., Lee Y.-S., Hurlbut W.C., Kozlov V.G., Bliss D., Lynch C., Terahertz-wave generation in quasi-phase-matched GaAs // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. **89**. — P. 141119.
- [89] Ma G.H., Tang S.H., Kitaeva G.Kh., Naumova I.I. Terahertz generation in Czochralski-grown periodically poled Mg:Y:LiNbO₃ by optical rectification // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2006. — Vol. **23**, No. 1. — P. 81–89.
- [90] Wang T.D., Lin S.T., Lin Y.Y., Chiang A.C., Huang Y.C. Forward and backward Terahertz-wave difference-frequency generations from periodically poled lithium niobate // *Optics Express*. — 2008. — Vol. **16**, No. 9. — P. 6471–6478.
- [91] Walsh D.A., Browne P.G., Dunn M.H., Rae C.F. Intracavity parametric generation of nanosecond terahertz radiation using quasi-phase-matching // *Optics Express*. — 2010. — Vol. **18**, No. 3. — P. 13951–13963.
- [92] Kuznetsov K.A., Kitaeva G.Kh., Kovalev S.P., Germansky S.A., Buryakov A.M., Tuchak A.N., Penin A.N. Complex extraordinary dielectric function of Mg doped lithium niobate crystals at terahertz frequencies // *Applied Physics B*. — 2016. — Vol. **122**. — P. 223.
- [93] Naumova I.I. The growth of Y-doped, Dy-doped, Nd-doped, and Mg-doped single lithium niobate crystals with a regular domain-structure // *Crystallography Reports*. — 1994. — Vol. **39**, No. 6. — P. 1029.
- [94] Evlanova N.F., Naumova I.I., Chaplina T.O., Blokhin S.A., Lavrishchev S.V. Periodically poled Y:LiNbO₃ single crystal: Impurity distribution and domain wall location // *Journal of Crystal Growth*. — 2001. — Vol. **223**, Nos. 1–2. — P. 156–160.
- [95] Китаева Г.Х., Кузнецов К.А., Наумова И.И., Пенин А.Н. Влияние дефектов структуры на оптические свойства монокристаллов LiNbO₃:Mg // *Квантовая электроника*. — 2000. — Т. **30**, № 8. — С. 726–732.
- [96] Ahr F. et al. “Narrowband terahertz generation with chirped-and-delayed laser pulses in periodically poled lithium niobate” // *Optics Letters*. — 2017. — Vol. **42**, No. 11. — P. 2118–2121.

- [97] Ortega T.A., Pask H.M., Spence D.J., Lee A.J. THz polariton laser using an intracavity Mg:LiNbO₃ crystal with protective Teflon coating // *Optics Express*. — 2017. — Vol. 25, No. 4. — P. 3991–3999.
- [98] Ахманов С.А., Хохлов Р.В. *Проблемы нелинейной оптики*. М., 1964. — 296 с.
- [99] Гречин С.Г., Дмитриев В.Г., Чиркин А.С. Прикладная нелинейная оптика в журнале «Квантовая электроника» // *Квантовая электроника*. — 2011. — Т. 41, № 12. — С. 1061–1068.
- [100] Byer R.L. Quasi-Phasematched nonlinear interactions and devices // *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*. — 1997. — Vol. 6, No. 4. — P. 549–592.
- [101] Крюков П.Г. *Лазеры ультракоротких импульсов и их применение*. Долгопрудный: Интеллект, 2012. — 248 с.
- [102] Yin X., Ng B.W.-H., Abbott D. *Terahertz Imaging for Biomedical Applications. Pattern Recognition and Tomographic Reconstruction*. (Chapter 2. *Terahertz Sources and Detectors*). ISBN 978-1-4614-1820-7. New York: Springer Science+Business Media, LLC, 2012. — 316 pp.
- [103] Park K.H. et al. Compact fiber-pigtailed InGaAs photoconductive antenna module for terahertzwave generation and detection // *Optics Express*. — 2012. — Vol. 20, No. 16. — P. 18432–18439.
- [104] Auston D.H., Cheung K.P., Smith P.R. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles // *Applied Physics Letters*. — 1984. — Vol. 45, No. 3. — P. 284.
- [105] Smith P.R., Auston D.H., Nuss M.C. Subpicosecond Photoconducting Dipole Antennas // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 1988. — Vol. 24, No. 2. — P. 255–260.
- [106] Fattinger Ch., Grischkowsky D. Terahertz beams // *Applied Physics Letters*. — 1989. — Vol. 54, No. 6. — P. 490.
- [107] Ketchen M.B., Grischkowsky D., Chen T.C., Chi C.-C., Duling I.N., Halas N.J., Halbout J.-M., Kash J.A., Li G.P., “Generation of subpicosecond electrical pulses on coplanar transmission lines” // *Applied Physics Letters*. — 1986. — Vol. 48, No. 12. — P. 751.
- [108] Fattinger Ch., Grischkowsky D. Point source terahertz optics // *Applied Physics Letters*. — 1988. — Vol. 53, No. 16. — P. 1480.
- [109] Preu S., Döhler G.H., Malzer S., Wang L.J., Gossard A.C. Tunable, continuous-wave Terahertz photomixer sources and applications // *Journal of Applied Physics*. — 2011. — Vol. 109. — P. 061301.
- [110] Cai Y., Brener I., Lopata J., Wynn J., Pfeiffer L., Stark J.B., Wu Q., Zhang X.C., Federici J.F. Coherent terahertz radiation detection: Direct comparison between free-space electrooptic sampling and antenna detection // *Applied Physics Letters*. — 1998. — Vol. 73, No. 4. — P. 444–446.
- [111] Ma C., Yang L., Dong C., Wang S., Shi W., Cao J. An Experimental Study on LT-GaAs photoconductive antenna breakdown mechanism // *IEEE Transactions on Electron Devices*. — 2018. — Vol. 65, No. 3. — P. 1043–1047.
- [112] Verghese S., McIntosh K.A., Calawa S., Dinatale W.F., Duerr E.K., Molvar K.A., Generation and detection of coherent terahertz waves using two photomixers // *Applied Physics Letters*. — 1998. — Vol. 73, No. 26. — P. 3824.
- [113] McIntosh K.A., Brown E.R., Nichols K.B., McMahon O.B., DiNatale W.F., Lyszczarz T.M. Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown GaAs // *Applied Physics Letters*. — 1995. — Vol. 67. — P. 3844.
- [114] Brown E.R., Smith F.W., McIntosh K.A. Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors // *Journal of Applied Physics*. — 1993. — Vol. 73, No. 3. — P. 1480–1484.
- [115] Chen Y., Williamson S., Brock T., Smith F.W., Calawa A.R. 375-GHz-bandwidth photoconductive detector // *Applied Physics Letters*. — 1991. — Vol. 59. — P. 1984.
- [116] Kostakis I., Saeedkia D., Missous M. Terahertz generation and detection using low temperature grown InGaAs-InAlAs photoconductive antennas at 1.55 μm pulse excitation //

- IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. — 2012. — Vol. 2, No. 6. — P. 617–622.
- [117] Dietz R.J.B., Globisch B., Roehle H., Stanze D., Göbel T., Schell M. Influence and adjustment of carrier lifetimes in InGaAs/InAlAs photoconductive pulsed terahertz detectors: 6 THz bandwidth and 90dB dynamic range // *Optics Express*. — 2014. — Vol. 22, No. 16. — P. 19411–19422.
- [118] Peng K. *et al.* Single Nanowire Photoconductive Terahertz Detectors // *Nano Letters*. — 2015. — Vol. 15. — P. 206–210.
- [119] Mitrofanov O., Brener I., Luk T.S., Reno J.L. Photoconductive Terahertz Near-Field Detector with a Hybrid Nanoantenna Array Cavity // *ACS Photonics*. — 2015. — Vol. 2, No. 12. — P. 1763–1768.
- [120] Berry C.W., Wang N., Hashemi M.R., Unlu M., Jarrahi M. Significant performance enhancement in photoconductive terahertz optoelectronics by incorporating plasmonic contact electrodes // *Nature Communications*. — 2013. — Vol. 4. — P. 1622.
- [121] Maier S.A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. ISBN: 978-0-387-33150-8. Berlin: Springer, 2007. — 224 pp.
- [122] Loeffler T., Hahn T., Thomson M., Jacob F., Roskos H.G. Large-area electro-optic ZnTe terahertz emitters // *Optics Express*. — 2005. — Vol. 13, No. 14. — P. 5353.
- [123] Thomson M.D., Kress M., Loeffler T., Roskos H.G. Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications // *Laser & Photonics Reviews*. — 2007. — Vol. 1, No. 4. — P. 349–368.
- [124] Dai J., Xie X., Zhang X.-C. Detection of Broadband Terahertz Waves with a Laser-Induced Plasma in Gases // *Physical Review Letters*. — 2006. — Vol. 97, No. 10. — P. 103903.
- [125] Kim K.Y., Taylor A.J., Glowina J.H., Rodriguez G. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser–gas interactions // *Nature Photonics*. — 2008. — Vol. 2. — P. 605–609.
- [126] Ковалев С.П., Китаева Г.Х. Два альтернативных подхода при электрооптическом детектировании импульсов терагерцового излучения // *Письма в ЖЭТФ*. — 2011. — Т. 94, № 2. — С. 95–100.
- [127] Suizu K., Shibuya T., Kawase K. *Cherenkov Phase Matched Monochromatic Tunable Terahertz Wave Generation*. In *Recent Optical and Photonic Technologies* (Ki Young Kim (Ed.)). ISBN: 978-953-7619-71-8. Norderstedt: BoD – Books on Demand, 2010. — 468 pp.
- [128] Zhang J., Rao B., Yu L., Chen Zh. High-dynamic-range quantitative phase imaging with spectral domain phase microscopy // *Optics Letters*. — 2009. — Vol. 34, No. 21. — P. 3442–3444.
- [129] Ibrahim A., Férachou D., Sharma G., Singh K., Kirouac-Turmel M., Ozaki T. Ultra-high dynamic range electrooptic sampling for detecting millimeter and sub-millimeter radiation // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6. — P. 23107.
- [130] Sharma G., Singh K., Al-Naib I., Morandotti R., Ozaki T. “Terahertz detection using spectral domain interferometry” // *Optics Letters*. — 2012. — Vol. 37, No. 20. — P. 4338–4340.
- [131] Oguchi K., Iwasaki H., Okano M., Watanabe S. Polarization-sensitive electro-optic detection of terahertz wave using three different types of crystal symmetry: Toward broadband polarization spectroscopy // *Applied Physics Letters*. — 2016. — Vol. 108. — P. 011105.
- [132] Teo S.M., Ofori-Okai B.K., Werley C.A., Nelson K.A. Invited Article: Single-shot THz detection techniques optimized for multidimensional THz spectroscopy // *Review of Scientific Instruments*. — 2015. — Vol. 86. — P. 051301.
- [133] Galvanauskas A., Tellefsen (Jr.) J.A., Krotkus A., Oeberg M., Broberg B. Real-time picosecond electro-optic oscilloscope technique using a tunable semiconductor laser // *Applied Physics Letters*. — 1992. — Vol. 60, No. 2. — P. 145–147.
- [134] Matlis N.H., Plateau G.R., van Tilborg J., Leemans W.P. Single-shot spatiotemporal measurements of ultrashort THz waveforms using temporal electric-field cross correlation” // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2011. — Vol. 28, No. 1. — P. 23–27.

- [135] Shan J., Weling A.S., Knoesel E., Bartels L., Bonn M., Nahata A., Reider G.A., Heinz T.F. Single-shot measurement of terahertz electromagnetic pulses by use of electro-optic sampling // *Optics Letters*. — 2000. — Vol. **25**, No. 6. — P. 426–428.
- [136] Wakeham G.P., Nelson K.A. Dual-echelon single-shot femtosecond spectroscopy // *Optics Letters*. — 2000. — Vol. **25**, No. 7. — P. 507.
- [137] Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. *Введение в статистическую радиофизику и оптику*. М.: Наука, 1981. — 640 с.
- [138] Kawada Y., Yasuda T., Nakanishi A., Akiyama K., Takahashi H. Single-shot terahertz spectroscopy using pulse-front tilting of an ultra-short probe pulse // *Optics Express*. — 2011. — Vol. **19**, No. 12. — P. 11235.
- [139] Kawada Y., Yasuda T., Takahashi H., Aoshima S.-I. Real-time measurement of temporal waveforms of a terahertz pulse using a probe pulse with a tilted pulse front // *Optics Letters*. — 2008. — Vol. **33**, No. 2. — P. 180–182.
- [140] Jamison S.P., Shen J., MacLeod A.M., Gillespie W.A., Jaroszynski D.A. High-temporal-resolution, single-shot characterization of terahertz pulses // *Optics Letters*. — 2003. — Vol. **28**, No. 18. — P. 1710–1712.
- [141] Deninger, A. *State-of-the-art in terahertz continuous-wave photomixer systems*. pp. 327–373. In *Handbook of Terahertz Technology for Imaging, Sensing and Communications* (Ed. by Saeedkia, D.). ISBN: 9780857092359. Cambridge: Woodhead Publishing, 2013. — 688 pp.
- [142] Roggenbuck A., Schmitz H., Deninger A., Mayorga I.C., Hemberger J., Güsten R., Grüninger M. Coherent broadband continuous-wave terahertz spectroscopy on solid-state samples // *New Journal of Physics*. — 2010. — Vol. **12**. — P. 043017.
- [143] Loata G.C., Thomson M.D., Löffler T., Roskos H.G. Radiation field screening in photoconductive antennae studied via pulsed terahertz emission spectroscopy // *Applied Physics Letters*. — 2007. — Vol. **91**, No. 23. — P. 232506.
- [144] Kim D.S., Citrin D.S. Coulomb and radiation screening in photoconductive terahertz sources // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. **88**. — P. 161117.
- [145] Tanoto H., Teng J.H., Wu Q.Y., Sun M., Chen Z.N., Maier S.A., Wang B., Chum C.C., Si G.Y., Danner A.J., Chua S.J. Nano-antenna in a photoconductive photomixer for highly efficient continuous wave terahertz emission // *Scientific Reports*. — 2013. — Vol. **3**. — P. 2824.
- [146] Yeh K.-L., Hoffmann M.C., Hebling J., Nelson K.A. Generation of 10 μJ ultrashort terahertz pulses by optical rectification // *Applied Physics Letters*. — 2007. — Vol. **90**. — P. 171121.
- [147] Abduulin S.P., Lyakhov G.A., Rudenko O.V., Chirkin A.S. Difference-frequency excitation in nonlinear optics and the conditions for Cerenkov radiation emission” // *Sov. Phys. JETP*. — 1974. — Vol. **39**, No. 4. — P. 633–637.
- [148] Bagdasaryan D.A., Makaryan A.O., Poxgosyan P.S. Cerenkov radiation from a propagating nonlinear polarization wave // *JETP Letters*. — 1983. — Vol. **37**, No. 10. — P. 594–596.
- [149] Auston D.H., Cheung K.P., Valdmanis J.A., Kleinman D.A. Cherenkov Radiation from Femtosecond Optical Pulses in Electro-Optic Media // *Physical Review Letters*. — 1984. — Vol. **53**, No. 16. — P. 1555–1558.
- [150] Jiang C.Y., Liu J.S., Sun B., Wang K.J., Li S.X., Yao J.Q. Time-dependent theoretical model for terahertz wave detector using a parametric process // *Optics Express*. — 2010. — Vol. **18**, No. 17. — P. 18180.
- [151] Kitaeva G.Kh., Tishkova V.V., Naumova I.I., Penin A.N., Kang C.H., Tang S.H. Mapping of periodically poled crystals via spontaneous parametric down-conversion // *Applied Physics B*. — 2005. — Vol. **81**. — P. 645–650.
- [152] Кузьминов Ю.С. *Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития*. М.: Наука, 1987. — 264 с.

- [153] Nassau K., Levinstein H.J., Loiacono G.M. Ferroelectric lithium niobate. 1. Growth, domain structure, dislocations and etching // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. — 1966. — Vol. **27**, Nos. 6–7. — P. 983–988.
- [154] Nassau K., Levinstein H.J., Loiacono G.M. Ferroelectric lithium niobate. 2. Preparation of single domain crystals // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. — 1966. — Vol. **27**, Nos. 6–7. — P. 989–996.
- [155] Byer R.L., Young J.F., Feigelson R.S. Growth of High Quality LiNbO₃ Crystals from the Congruent Melt // *Journal of Applied Physics*. — 1970. — Vol. **41**, No. 6. — P. 2320.
- [156] Bryan D.A., Gerson R., Tomaschke H.E. Increased optical damage resistance in lithium niobate // *Applied Physics Letters*. — 1984. — Vol. **44**. — P. 847.
- [157] L’huillier J.A., Torosyan G., Theuer M., Avetisyan Y., Beigang R. Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate – Part 1: Theory // *Applied Physics B*. — 2007. — Vol. **86**, No. 2. — P. 185–196.
- [158] L’huillier J.A., Torosyan G., Theuer M., Avetisyan Y., Beigang R. Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate – Part 2: Experiments // *Applied Physics B*. — 2007. — Vol. **86**, No. 2. — P. 197–208.
- [159] He J., Tang S.H., Qin Y.Q., Dong P., Zhang H.Z., Kang C.H., Sun W.X., Shen Z.X. “Two-dimensional structures of ferroelectric domain inversion in LiNbO₃ by direct electron beam lithography” // *Journal of Applied Physics*. — 2003. — Vol. **93**, No. 12. — P. 9943–9946.
- [160] Le Bihan R., Averty D., Pain D., Aleksandrovski A.L., Naumova I.I. Study of lithium niobate with periodically reversed domains // *Ferroelectrics*. — 1995. — Vol. **172**, No. 1. — P. 181–186.
- [161] Naumova I.I., Evlanova N.F., Gliko O.A., Lavrichev S.V. Czochralski-grown lithium niobate with regular domain structure // *Ferroelectrics*. — 1997. — Vol. **190**, No. 1. — P. 107–112.
- [162] Naumova I.I., Evlanova N.F., Blokhin S.A., Chaplina T.O., Novikov A.A. Regular domain structure in a lithium niobate crystal—Period stabilization // *Crystallography Reports*. — 2003. — Vol. **48**, No. 4. — P. 705–706.
- [163] Zelmon D.E., Small D.L., Jundt D. Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol. % magnesium oxide-doped lithium niobate // *Journal of the Optical Society of America B*. — 1997. — Vol. **14**, No. 12. — P. 3319–3322.
- [164] Born M., Wolf E. *Principles of Optics*, 6th ed. Oxford: Pergamon, 1980. — 836 pp.
- [165] Schlarb U., Betzler K. Influence of the defect structure on the refractive indices of undoped and Mg-doped lithium niobate // *Physical Review B*. — 1994. — Vol. **50**, No. 2. — P. 751.
- [166] Kitaeva G.K., Naumova I.I., Mikhailovsky A.A., Losevsky P.S., Penin A.N. Visible and infrared dispersion of the refractive indices in periodically poled and single domain Nd:Mg:LiNbO₃ crystals // *Applied Physics B*. — 1998. — Vol. **66**, No. 2. — P. 201–205.
- [167] Schall M., Helm H., Keiding S.R. Far infrared properties of electro-optic crystals measured by THz time-domain spectroscopy // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. — 1999. — Vol. **20**, No. 4. — P. 595–604.
- [168] Qiu T., Maier M. Long-distance propagation and damping of low-frequency phonon polaritons in LiNbO₃ // *Physical Review B*. — 1997. — Vol. **56**, No. 10. — P. R5717.
- [169] Nelson D.F., Mikulyak R.M. Refractive indices of congruently melting lithium niobate // *Journal of Applied Physics*. — 1974. — Vol. **45**. — P. 3688.
- [170] Kiessling J., Buse K., Breunig I. Temperature-dependent Sellmeier equation for the extraordinary refractive index of 5 mol. % MgO-doped LiNbO₃ in the terahertz range // *Journal of the Optical Society of America*. — 2013. — Vol. **30**, No. 4. — P. 950–952.
- [171] Pálfalvi L., Hebling J., Kuhl J., Péter Á., Polgár K. Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ in the THz range // *Journal of Applied Physics*. — 2005. — Vol. **97**. — P. 123505.

- [172] Ridah A., Bourson P., Fontana M.D., Malovichko G. The composition dependence of the Raman spectrum and new assignment of the phonons in LiNbO₃ // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 1997. — Vol. 9, No. 44. — P. 9687–9693.
- [173] Kurtz S.K., Giordmaine J.A. Stimulated Raman Scattering by Polaritons // *Physical Review Letters*. — 1969. — Vol. 22. — P. 192.
- [174] Schwarz U.T., Maier M. Frequency dependence of phonon-polariton damping in lithium niobate // *Physical Review B*. — 1996. — Vol. 53. — P. 5074.
- [175] Chiu Y.-C., Wang T.-D., Zhao G., Huang Y.-C. Discovery of high-gain stimulated polariton scattering near 4 THz from lithium niobate // *Optics Letters*. — 2017. — Vol. 42, No. 23. — P. 4897–4900.
- [176] Dianov E.M., Karasik A.Ya., Mamyshev P.V., Prokhorov A.M., Serkin V.N., Stel'makh M.F., Fomichev A.A. Stimulated-Raman conversion of multisoliton pulses in quartz optical fibers // *JETP Letters*. — 1985. — Vol. 41, No. 6. — P. 294–297.
- [177] Сазонов С.В., Соболевский А.Ф. Непрерывное стоксово саморасcеяние оптического импульса в одноосном кристалле при условиях резонанса Захарова-Бенни // *Квантовая электроника*. — 2005. — Т. 35, № 11. — С. 1019–1026.
- [178] Бугай А.Н., Сазонов С.В. Генерация терагерцового суперконтинуума при саморасcеянии фемтосекундного импульса в режиме оптического выпрямления // *Письма в ЖЭТФ*. — 2008. — Т. 87, № 8. — С. 470–476.
- [179] Akhmanov S.A., Sukhorukov A.P., Khokhlov R.V. Theory of generation of optical harmonics in converging beams // *Soviet physics JETP*. — 1966. — Vol. 23, No. 2. — P. 316–323.
- [180] Дмитриев В.Г., Еремеева Р.А., Ершов А.Г., Ицхоки И.Я., Карпова Е.П. Инженерный расчет и оптимизация параметров удвоителей частоты оптического диапазона // *Квантовая электроника*. — 1972. — Т. 5, № 11. — С. 72–79.
- [181] Дмитриев В.Г., Ицхоки И.Я. К теории внутрирезонаторной генерации второй гармоники // *Квантовая электроника*. — 1975. — Т. 2, № 7. — С. 1367–1373.
- [182] Takeya K., Minami T., Okano H., Tripathi S.R., Kawase K. Enhanced Cherenkov phase matching terahertz wave generation via a magnesium oxide doped lithium niobate ridged waveguide crystal // *APL Photonics*. — 2017. — Vol. 2. — P. 016102.
- [183] Китаева Г.Х., Клышко Д.Н., Таубин И.В. К теории параметрического рассеяния и метода абсолютного измерения яркости света // *Квантовая электроника*. — 1982. — Т. 9, № 3. — С. 561–568.
- [184] Сена Л.А. *Единицы физических величин и их размерности*. М.: Наука, 1969. — 304 с.
- [185] Pérez A.M., Spasibko K.Yu., Sharapova P.R., Tikhonova O.V., Leuchs G., Chekhova M.V. Giant narrowband twin-beam generation along the pump-energy propagation direction // *Nature Communications*. — 2015. — Vol. 6. — P. 7707.
- [186] Perez A.M., Sharapova P.R., Straupe S.S., Miatto F.M., Tikhonova O.V., Leuchs G., Chekhova M.V. Projective filtering of the fundamental eigenmode from spatially multimode radiation // *Physical Review A*. — 2015. — Vol. 92. — P. 053861.
- [187] Brida G., Chekhova M.V., Degiovanni I.P., Genovese M., Kitaeva G.Kh., Meda A., Shumilkina O.A. Biphoton compression in a standard optical fiber: Exact numerical calculation // *Phys. Rev. A*. — 2010. — Vol. 81. — P. 053828.
- [188] Belinsky A.V., Klyshko D.N. Two-photon wave packets // *Laser Physics*. — 1994. — Vol. 4, No. 4. — P. 663–689.
- [189] Sharapova P., Perez A.M., Tikhonova O.V., Chekhova M.V. Schmidt modes in the angular spectrum of bright squeezed vacuum // *Physical Review A*. — 2015. — Vol. 91. — P. 043816.
- [190] Иванова О.А., Исхаков Т.Ш., Пенин А.Н., Чехова М.В. Многофотонные корреляции при параметрическом рассеянии света и их измерение в импульсном режиме // *Квантовая электроника*. — 2006. — Т. 36, № 10. — С. 951–956.

- [191] Hanbury Brown R., Twiss R.Q. Interferometry of the intensity fluctuations in light. II. An experimental test of the theory for partially coherent light // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*. — 1958. — Vol. **243**, No. 1234. — P. 291–319.
- [192] Ландсберг Г.С. *Оптика*. 6-е изд. М.: Физматлит, 2003. — 848с.
- [193] Стриганов А.Р., Свентицкий Н.С. *Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов* // М.: Атомиздат, 1966. — 899 с.
- [194] Maestrini A., Ward J., Gill J., Javadi H., Schlecht E., Chattopadhyay G., Maiwald F., Erickson N.R., Mehdi I. A 1.7-1.9 THz local oscillator source // *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*. — 2004. — Vol. **14**, No. 6. — P. 253–255.
- [195] Acharyya A., Banerjee J.P. Prospects of IMPATT devices based on wide bandgap semiconductors as potential terahertz sources // *Applied Nanoscience*. — 2014. — Vol. **4**. — P. 1–14.
- [196] Dai J., Zhang J., Zhang W., Grischkowsky D. Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2004. — Vol. **21**, No. 7. — P. 1379–1386.
- [197] Dobroiu A., Yamashita M., Ohshima Y.N., Morita Y., Otani C., Kawase K. Terahertz imaging system based on a backward-wave oscillator // *Applied Optics*. — 2004. — Vol. **43**, No. 30. — P. 5637–5646.
- [198] Gorshunov B.P., Volkov A.A., Prokhorov A.S., Spektor I.E. Methods of terahertz-subterahertz BWO spectroscopy of conducting materials // *Physics of the Solid State*. — 2008. — Vol. **50**. — P. 2001.
- [199] Cheshev E.A., Shkurinov A.P., Tunkin V.G. *et al.* Compact 1.64 THz source based on a dual-wavelength diode end-pumped Nd:YLF laser with a nearly semiconfocal cavity // *Laser Physics Letters*. — 2014. — Vol. **11**. — P. 015004.
- [200] Nahum M., Richards P.L., Mears C.A. Design analysis of a novel hot-electron microbolometer // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. — 1993. — Vol. **3**, No. 1. — P. 2124–2127.
- [201] Nahum M., Martinis J.M. Ultrasensitive-hot-electron microbolometer // *Applied Physics Letters*. — 1993. — Vol. **63**. — P. 3075.
- [202] Выставкин А.Н., Шуваев Д.В., Кузьмин Л.С., Тарасов М.А., Адерстед Э., Вилландер М., Клаесон Т. Болومتر на горячих электронах в нормальном металле с андреевским отражением в сверхпроводящих берегах // *ЖЭТФ*. — 1999. — Т. **115**, № 3. — С. 1085–1092.
- [203] Vorobyov V.V., Kazakov A.Yu., Goltsman G.N. *et al.* Superconducting detector for visible and near-infrared quantum emitters // *Optical Materials Express*. — 2017. — Vol. **7**, No. 2. — P. 513–526.
- [204] Cherednichenko S., Drakinskiy V., Baubert J., Krieg J.-M., Voronov B., Gol'tsman G., Desmaris V. Gain bandwidth of NbN hot-electron bolometer terahertz mixers on 1.5 μm $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ membranes // *Journal of Applied Physics*. — 2007. — Vol. **101**. — P. 124508.
- [205] Korneeva Yu., Florya I., Vdovichev S., Moshkova M., Simonov N., Kaurova N., Korneev A., Goltsman G. Comparison of Hot Spot Formation in NbN and MoN Thin Superconducting Films After Photon Absorption // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. — 2017. — Vol. **27**, No. 4. — P. 1–5.
- [206] Benford D.J., Gaidis M.C., Kooi J.W. Optical Properties of Zitex in the Infrared to Submillimeter // *Applied Optics*. — 2003. — Vol. **42**, No. 25. — P. 5118–5122.