

СПЕКТРОСКОПИЯ
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

УДК 535.32+535.343.2

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ОПТИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ С ПОМОЩЬЮ
ТЕРАГЕРЦОВОЙ ИМПУЛЬСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2015 г. К. И. Зайцев*, А. А. Гавдуш*, С. П. Лебедев**,
В. Е. Карасик*, С. О. Юрченко*

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
105005 Москва, Россия

**Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия

E-mail: kirzay@gmail.com

Поступила в редакцию 23.08.2013 г.

Окончательный вариант получен 23.09.2014 г.

Разработан алгоритм решения обратной задачи, связанной с восстановлением спектральной зависимости терагерцовых (ТГц) оптических характеристик однородной среды, имеющей вид плоскопараллельной пластинки, на основе обработки сигналов ТГц импульсного спектрометра. В отличие от существующих методов разработанный алгоритм позволяет исследовать оптические свойства диэлектрических образцов с малой толщиной (до 0.1 мм) и низким показателем преломления. ТГц спектральные оптические характеристики определяются путем минимизации функционала ошибки, построенного на основе экспериментального и теоретического комплексных коэффициентов пропускания образца, причем теоретический коэффициент пропускания построен на основе модели квази-резонатора Фабри-Перо. Проведена апробация предложенного метода, включавшая экспериментальное исследование тестовых образцов. Восстановленные ТГц оптические характеристики сравнивались с характеристиками тестовых сред, зарегистрированными с помощью ТГц спектроскопии на лампах обратной волны, что позволило оценить точность предложенного метода.

DOI: 10.7868/S0030403415040236

ВВЕДЕНИЕ

Диапазон частот терагерцового (ТГц) излучения расположен между инфракрасной (ИК) и микроволновой областями электромагнитного спектра (между 0.1 и 10.0 ТГц) [1, 2]. ТГц излучение обладает рядом уникальных особенностей. Энергия ТГц кванта невелика, а следовательно, излучение является неионизирующим. Глубина проникновения ТГц излучения в диэлектрические среды составляет десятки миллиметров. Взаимодействуя с веществом, кванты ТГц излучения возбуждают либрационные и колебательные низкоэнергетические уровни молекулы, ввиду чего ТГц спектральные характеристики высокомолекулярных соединений имеют массу характерных особенностей. Перечисленные свойства делают ТГц оптотехнику уникальным инструментом для решения широкого спектра фундаментальных и прикладных задач.

Особый интерес представляют исследования диэлектрических свойств воды, водных растворов электролитов, биологических тканей в ТГц области спектра [3–5]. Вода, будучи жидкостью с

высоким дипольным моментом молекул, имеет чрезвычайно богатый спектр вращательных и колебательных степеней свободы молекулы, а соответственно, и массу особенностей ТГц спектральных характеристик, существенно меняющихся при изменениях условий окружающей среды [5–7]. На микроволновую и ТГц области шкалы электромагнитных волн приходится большая часть реликтового излучения космоса, имеющего спектральный состав, характерный для абсолютно черного тела с температурой ~ 3 К [8, 9]. ТГц изображающие системы и ТГц спектроскопия могут использоваться для решения задач обеспечения безопасности жизнедеятельности человека [10], для неразрушающего технологического и эксплуатационного контроля конструкционных материалов [11–14], для неинвазивной диагностики заболеваний организма человека (диагностики онкологических заболеваний кожи [15–17], груди [18, 19] и кишечника [20], диагностики ожогов человеческой кожи [21], диагностики деминерализации зубной эмали [22, 23], исследования рога-

вицы глаза [24]), а также для неразрушающих исследований объектов искусства [25, 26].

С момента первых упоминаний о ТГц электромагнитном излучении Генрихом Рубенсом, изучавшим тепловое ТГц излучение абсолютно черного тела в 1897 г. [27], а также Глаголевой-Аркадьевой, разработавшей сравнительно мощный источник ТГц волн в 1924 г. [28], главной проблемой ТГц оплотехники является отсутствие эффективных методов генерации и детектирования ТГц волн. Несмотря на наличие успешных разработок в области ТГц элементной базы, связанных с использованием новейших материалов для создания ТГц источников, детекторов и модуляторов [29–31], данная проблема до сих пор является актуальной. Эффективность методов генерации и детектирования электромагнитного излучения, используемых в ИК и радиочастотной областях электромагнитного спектра, существенно снижается при попытке их применения в ТГц диапазоне, однако во второй половине XX века появились несколько сравнительно эффективных методов генерации и детектирования ТГц излучения, основанных на принципах радиотехники. Именно они легли в основу появления двух видов ТГц спектроскопии: ТГц спектроскопии на лампах обратной волны и ТГц импульсной спектроскопии.

ТГц спектроскопия на лампах обратной волны использует перестраиваемые одночастотные источники ТГц излучения – лампы обратной волны (ЛОВ) – для исследования спектральных коэффициентов пропускания различных сред [32, 33]. Для регистрации ТГц излучения используются пироэлектрические приемники или опто-акустические ячейки Голея, а при необходимости проведения высокоточных измерений – болометры, охлаждаемые до гелиевых температур [34, 35]. К числу достоинств данного вида спектроскопии можно отнести высокую чувствительность, высокое разрешения по частоте и амплитуде спектральных характеристик, а также тот факт, что методология данного вида спектроскопии хорошо отработана. Методы высокоточного восстановления спектральных зависимостей комплексной диэлектрической проницаемости твердых и жидких веществ с помощью ЛОВ-спектроскопии разрабатывались в конце XX века [36]. К недостаткам ЛОВ-спектроскопии можно отнести громоздкость спектроскопического оборудования и трудоемкость процесса измерения спектральных характеристик в широком диапазоне частот. Каждая ЛОВ оптимизирована под определенный узкий спектральный диапазон с шириной ~ 100.0 ГГц, и для того чтобы охватить область частот от радиоволн до предельных для данного метода исследований частот 1.2–1.4 ТГц, необходимо использовать порядка десяти сменных ЛОВ.

Второй вид спектроскопии – ТГц импульсная спектроскопия – появился в 1975 г. в результате исследований, проведенных Дэвидом Аустоном и связанных с исследованием эффекта фотопереключения в полупроводнике под действием ультракоротких лазерных импульсов оптического диапазона [37]. Бурное развитие данный вид спектроскопии получил в 90-е годы XX века, что обусловлено развитием методов генерации высокостабильных фемтосекундных лазерных импульсов. Принцип действия ТГц импульсной спектроскопии предполагает зондирование исследуемого объекта коротким импульсом ТГц излучения длительностью всего 1.0–2.0 пс и регистрацию отраженного или прошедшего через объект сигнала – напряженности электрического поля ТГц электромагнитной волны – с высоким временным разрешением (~ 50.0 фс). Столь высокое временное разрешение удастся реализовать именно благодаря использованию ультракоротких лазерных оптических импульсов при генерации и детектировании ТГц излучения. Импульс ТГц излучения имеет широкий частотный спектр, простирающийся от 0.1 до 3.0 ТГц, а иногда и до 25.0 ТГц (в зависимости от используемых методов генерации и детектирования), что позволяет анализировать спектральные характеристики исследуемого образца, используя аппарат фурье-анализа сигналов [38, 39], а также изучать внутреннюю структуру образца (ТГц томография) [40–42].

К преимуществам ТГц импульсной спектроскопии можно отнести тот факт, что спектральные характеристики среды могут быть зарегистрированы в широком диапазоне частот в результате одного измерения (не требуется перестройка длины волны излучения источника или замена источников). В результате одного измерения регистрируется не только информация о спектре амплитуды ТГц волны, но и информация о спектральной зависимости фазы ТГц сигнала. Недостатком данного вида спектроскопии является сравнительно низкая точность регистрируемых спектральных характеристик (как по частотной координате, так и по амплитуде), что связано в первую очередь с недостаточно развитой методологией спектроскопических исследований.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Несмотря на перечисленные преимущества ТГц импульсной спектроскопии перед ЛОВ-спектроскопией (быстродействие, портативность, возможность одновременной регистрации амплитуды и фазы сигнала), задача разработки методов восстановления диэлектрических свойств среды с помощью ТГц импульсной спектроскопии является чрезвычайно актуальной и требует решения для

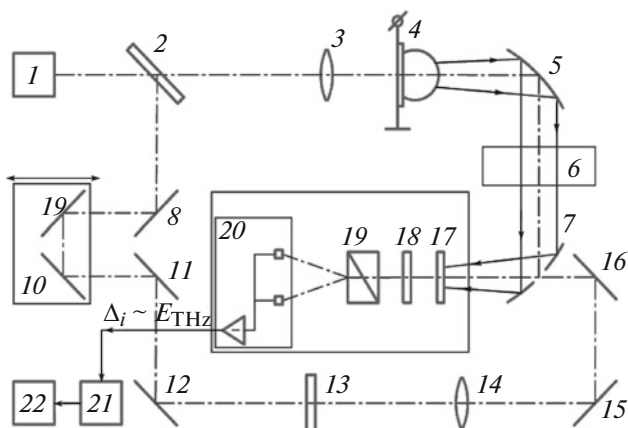


Рис. 1. Принципиальная схема ТГц импульсного спектрометра: 1 – фемтосекундный волоконный лазер на Yb, 2 – светоделитель, 3, 14 – линзы, 4 – фотопроводящая антенна, 5, 7 – внеосевые параболические зеркала, 6 – образец, 8–12, 15, 16 – плоские зеркала, 13 – поляризатор, 17–20 – электрооптический детектор ТГц поля (17 – кристалл ZnTe, 18 – четвертьволновая пластинка, 19 – призма Волластона, 20 – балансный фотодетектор), 21 – синхронный усилитель, 22 – персональный компьютер.

развития многочисленных приложений данного метода исследований.

Существующие методы решения обратной задачи, связанной с восстановлением спектральных зависимостей оптических свойств среды с помощью ТГц импульсной спектроскопии [43–46], основаны на математической обработке двух сигналов, один из которых проходит через пустую кювету спектрометра, а другой – через кювету с образцом, имеющим вид однородной плоско-параллельной пластинки. Существенные трудности при решении данной задачи возникают в случаях, когда исследуемый образец имеет малую толщину (менее 1.0 мм) или/и низкий показатель преломления. В данном случае в сигнале спектрометра возникают импульсы-спутники, обусловленные многократными переотражениями излучения внутри образца и препятствующие точному восстановлению его спектральных оптических характеристик. Трудности определения спектральных оптических характеристик возникают также при недостаточно точном априорном определении толщины исследуемого образца, а также в случае, если априорные оценки показателя преломления и удельного коэффициента поглощения образца известны с низкой точностью.

Целью настоящей работы является создание и апробация нового метода решения обратной задачи, связанной с восстановлением ТГц спектральных оптических характеристик образца (однородной плоско-параллельной пластины) на основе обработки сигналов ТГц импульсного спектрометра, позволяющего значительно сократить требования к

точности априорного определения толщины и оптических свойств образца, а также позволяющего изучать образцы с малой толщиной или/и низким показателем преломления. Настоящая работа объединяет существующие подходы к решению перечисленных проблем и предлагает ряд методов существенного улучшения методологии исследования диэлектрических свойств среды с ТГц импульсной спектроскопией.

ПРИНЦИПАЛЬНАЯ СХЕМА ТГЦ ИМПУЛЬСНОГО СПЕКТРОМЕТРА

На рис. 1 приведена принципиальная схема ТГц импульсного спектрометра, использовавшегося в настоящей работе для апробации метода. Генерация импульсов ТГц излучения в данной схеме осуществляется в фотопроводящей антенне, возбуждаемой ультракороткими лазерными импульсами оптического диапазона. Детектирование производится в электрооптическом детекторе ТГц поля, построенном на основе кристалла ZnTe. Источником ультракоротких лазерных импульсов оптического диапазона, длительность которых составляет 80.0 фс, а частота следования – 50.0 МГц, является волоконный Yb-лазер, работающий на второй гармонике ($\lambda_{\text{ср}} = 800$ нм). Схожая схема ТГц импульсного спектрометра использовалась в работах [1, 47, 48].

Пучок излучения фемтосекундного волоконного Yb-лазера падает на светоделитель, разделяется на две части – пучок накачки и пробный пучок, причем пучок накачки имеет большую интенсивность. Ультракороткие импульсы пучка накачки фокусируются оптической системой на диэлектрической подложке LT-GaAs фотопроводящей антенны. Каждый оптический импульс участвует в генерации соответствующего импульса ТГц излучения. Очевидно, что частота следования ТГц импульсов совпадает с частотой фемтосекундных импульсов, а длительность оптического лазерного импульса много меньше длительности ТГц импульса. ТГц импульсное излучение модулируется огибающей с частотой 102.4 кГц за счет приложения переменного напряжения питания к обкладкам фотопроводящей антенны. Пучок ТГц излучения проходит через измерительную кювету спектрометра с образцом при измерении его спектральных характеристик или через пустую измерительную кювету при измерении опорного сигнала. Пройдя измерительную кювету, импульсы ТГц излучения попадают в ячейку Погкельса электрооптического детектора, изготовленную на основе кристалла ZnTe. Импульсы оптического излучения пробного пучка, пройдя механическую ветвь задержки и поляризатор, одновременно с импульсами ТГц излучения попадают в кристалл ZnTe. При распространении линейно поляризованного оптического излучения через электрооптический

кристалл одновременно с ТГц излучением наведенное ТГц полем двулучепреломление приводит к преобразованию линейной поляризации оптического излучения в слабо эллиптическую.

Пластика $\lambda/4$, стоящая за кристаллом, позволяет преобразовать слабоэллиптическую или линейную (в случае, когда ТГц поле отсутствует) поляризацию в эллиптическую или циркулярную соответственно. Призма Волластона служит для пространственного разделения двух ортогонально поляризованных компонент оптического излучения. Излучение с различными поляризациями детектируется балансной схемой фотодетекторов. Разность между интенсивностями двух ортогонально поляризованных компонент оптического излучения пропорциональна напряженности электрического поля ТГц излучения в момент времени, соответствующий текущей задержке пробного фемтосекундного импульса относительно фемтосекундного импульса накачки. Так как частота следования фемтосекундных лазерных импульсов высока по сравнению с постоянной времени фотодетекторов, то оптическое излучение можно считать квазинепрерывным. За счет задержки пробного оптического импульса относительно оптического импульса накачки в механической ветви задержки, а следовательно, и относительно детектируемого ТГц импульса можно осуществлять детектирование ТГц поля в различные моменты времени, т.е. регистрировать временной профиль напряженности ТГц поля $E_{\text{THz}}(t)$.

Необходимо отметить, что разработанный в настоящей работе алгоритм восстановления ТГц оптических характеристик может использоваться без существенных доработок для анализа сигналов других типов ТГц импульсных спектрометров, построенных на основе методов генерации и детектирования ТГц излучения в нелинейных кристаллах [1, 49] или в газоразрядном филаменте [50, 51].

Основные допущения

Перечислим допущения, принятые при выводе основных математических соотношений работы.

- Исследуемая среда имеет вид плоско-параллельной пластинки с толщиной l , полностью перекрывающей пучок ТГц излучения при измерении сигнала образца. Образец имеет отличный от нуля коэффициент пропускания в спектральном диапазоне $[v_{\text{min}}, v_{\text{max}}]$.

- Оптические свойства образца неизменны по объему, а шероховатости поверхностей и флуктуации толщины пластинки не превышают $\delta l = \lambda_{\text{min}}/50 = c/(50v_{\text{max}})$. Данное допущение исключает возможное влияние рассеяния ТГц излуче-

ния на неоднородностях образца на результаты измерений.

- Если образец прозрачен в рабочем спектральном диапазоне $[0.1, 3.0 \text{ ТГц}]$, то погрешность изготовления образца должна быть не ниже 2.0 мкм.

- Минимальная толщина образца ограничивается величиной

$$l \gg l_{\text{min}} = \frac{c_0}{2v_{\text{max}} n_{\text{min}}}, \tag{1}$$

где $c_0 = 3 \times 10^8 \text{ м/с}$ – скорость света в вакууме, v_{max} – максимальная частота в спектре сигнала ТГц импульсного спектрометра, прошедшего через исследуемый образец, n_{min} – минимальный показатель преломления среды в диапазоне $[v_{\text{min}}, v_{\text{max}}]$. Выражение (1) получено из условия отсутствия наложений отдельных импульсов сигнала образца друг на друга. Длительность одного импульса можно оценить как $\tau_{\text{pulse}} = 1/v_{\text{max}}$, а период следования гребенки переотраженных импульсов – $\tau_{\text{rep}} = 2ln_{\text{min}}/c_0$. Для получения условия (1) необходимо потребовать, чтобы значение τ_{rep} значительно превышало τ_{pulse} . Полагая, что исследуемая среда прозрачна во всем спектральном рабочем диапазоне спектрометра $[0.1, 3.0 \text{ ТГц}]$, а минимальный показатель преломления исследуемой среды составляет $n_{\text{min}} = 1.5\text{--}2.5$, можно показать, что минимальная толщина исследуемой среды $l \gg 20\text{--}30 \text{ мкм}$. Экспериментально показана возможность исследования образцов с $l = 100\text{--}200 \text{ мкм}$.

- Для вывода основных математических соотношений используются формулы Френеля для коэффициентов отражения и пропускания излучения границей раздела сред 1 и 2 в случае нормального падения пучка на границу раздела:

$$\begin{cases} \tilde{R}_{12}(v_t) = \frac{\tilde{n}_2(v_t) - \tilde{n}_1(v_t)}{\tilde{n}_1(v_t) + \tilde{n}_2(v_t)}, \\ \tilde{T}_{12}(v_t) = \frac{2\tilde{n}_1(v_t)}{\tilde{n}_1(v_t) + \tilde{n}_2(v_t)}, \end{cases} \tag{2}$$

где $\tilde{n}_1(v_t)$ и $\tilde{n}_2(v_t)$ – спектральные комплексные показатели преломления 1-й и 2-й сред. Используется также закон Бугера–Ламберта, описывающий ослабление амплитуды электромагнитной волны по мере ее распространения через диссипативную среду:

$$\begin{cases} \tilde{E}(z, v_t) = \tilde{E}(0, v_t)\tilde{P}_1(v_t), \\ \tilde{P}_1(v_t) = \exp\left(-j \frac{2\pi v_t \tilde{n}_1(v_t)}{c_0} z\right), \end{cases} \tag{3}$$

где z – пространственная координата, совпадающая с направлением распространения волны, $\tilde{E}(0, v_t)$ – комплексная амплитуда электромагнитной волны в точке начала координатной оси, $\tilde{E}(z, v_t)$ – комплексная амплитуда поля в точке z ;

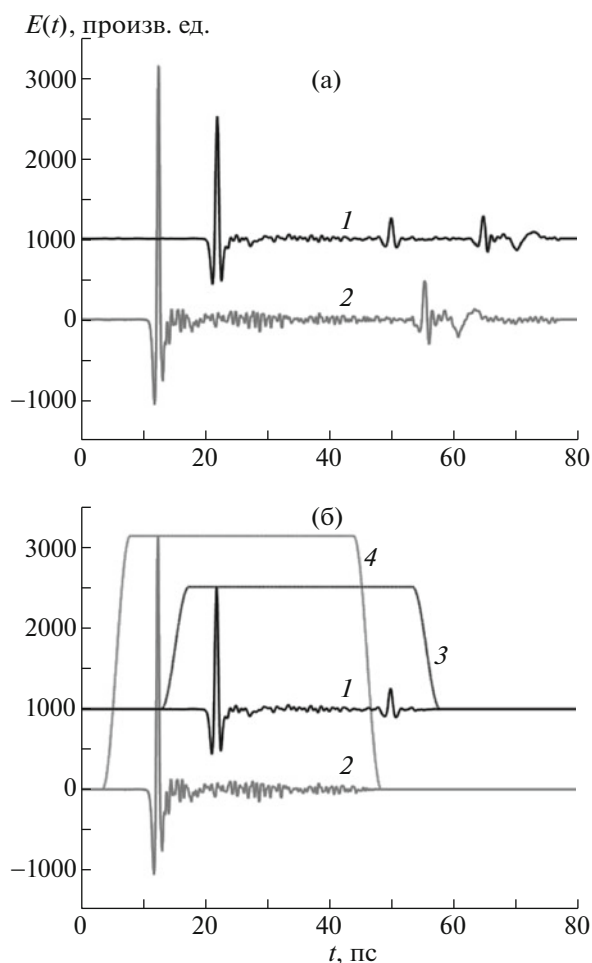


Рис. 2. Сигналы ТГц импульсного спектрометра до (а) и после (б) оконной фильтрации: 1 – E_s , 2 – E_r , 3 – H_s , 4 – H_r .

$\tilde{P}_1(\nu_i)$ – оператор преобразования амплитуды. Использование формул Френеля для случая нормального падения накладывает ограничение на погрешность ориентации исследуемого образца в кювете спектрометра. Если угловое отклонение нормали, построенной к поверхности образца, от оптической оси ТГц пучка не превышает 3° – 5° , то погрешность регистрации спектральных характеристик не превысит допустимую величину в 1%.

Полагая, что исследуемый образец и условия проведения эксперимента удовлетворяют перечисленным требованиям, перейдем к описанию алгоритма восстановления ТГц спектральных оптических характеристик.

ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА

Фильтрация сигналов. Для решения задачи восстановления ТГц спектральных характеристик среды необходимо зарегистрировать два сигнала,

один из которых опорный, $E_r(t)$, соответствует ТГц импульсу, прошедшему сквозь пустую кювету, а другой – сигнал образца, $E_s(t)$, соответствует ТГц импульсу, прошедшему через образец. Обозначим через $\tilde{E}_r(\nu_i)$ и $\tilde{E}_s(\nu_i)$ фурье-спектры базового сигнала и сигнала образца.

Сигналы спектрометра, помимо основного ТГц импульса и импульсов-спутников, обусловленных резонансами в образце, содержат паразитные флуктуации поля, обусловленные систематическими погрешностями прибора. Данные погрешности могут вносить существенные искажения в вычисляемые спектральные характеристики. Ввиду того, что паразитные флуктуации и информативный ТГц отклик образца обычно сосредоточены в различных областях временной координаты t , данная систематическая ошибка может быть удалена за счет оконной фильтрации:

$$E'(t) = E(t)H(t - t'), \quad (4)$$

где $E(t)$ и $E'(t)$ – сигналы до и после фильтрации, $H(t - t')$ – оконный фильтр, центрированный в точке t' оси времени. Оконный фильтр должен иметь сглаженные края для исключения возможности появления шумов Гиббса в фурье-спектре сигнала $E'(t)$. Для построения оконного фильтра $H(t - t')$ могут быть применены фильтры, используемые для предобработки интерферограмм в ИК фурье-спектроскопии [52]. В настоящей работе используется адаптивный фильтр Джона Тьюки [53]:

$$H(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{Ta} (t - aT/2) \right) \right], & 0 < t \leq \frac{a}{2}, \\ 1, & \frac{a}{2} < t \leq 1 - \frac{a}{2}, \\ \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{Ta} (t - T + aT/2) \right) \right], & 1 - \frac{a}{2} < t \leq 1, \end{cases} \quad (5)$$

где T – размер окна, a – параметр крутизны краев фильтра (при $a = 0$ окно принимает вид фильтра с единичными весовыми коэффициентами (прямоугольное окно), а при $a = 1$ – вид окна Ханна [54]). Экспериментально установлено, что для анализа сигналов рассматриваемого ТГц импульсного спектрометра подходят значения параметров $a = 0.2$ и $T = 45.0$ пс. Фильтр автоматически позиционируется относительно сигнала таким образом, что до главного максимума сигнала спектрометра располагалось $0.2T$, а за ним – $0.8T$. Асимметричное расположение фильтра связано с тем, что информативная часть сигнала сосредоточена преимущественно за его глобальным максимумом. На рис. 2 приведены опорный сигнал и сигнал образца до (а) и после (б) применения к ним процедуры фильтрации паразитных шумовых всплесков.

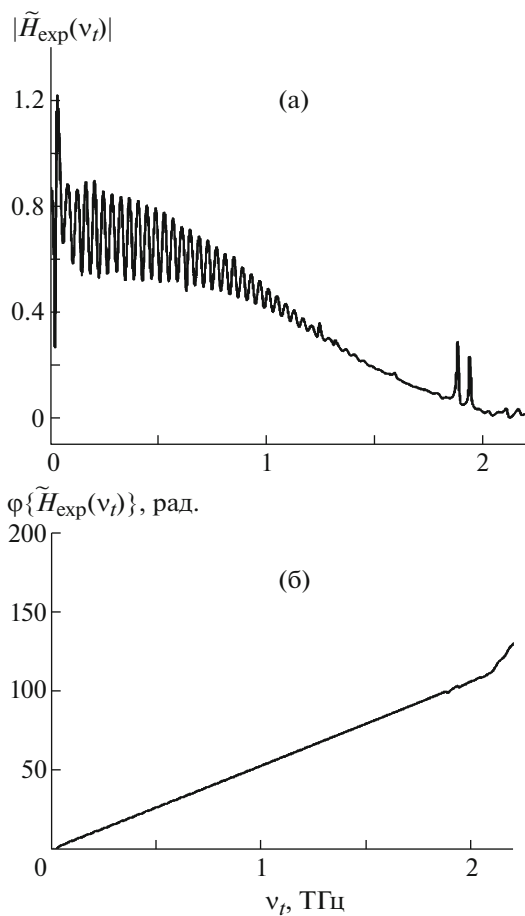


Рис. 3. Графики модуля (а) и фазы (б) комплексного амплитудного коэффициента пропускания тестового керамического образца.

Сигнал образца, приведенный на рис. 2, получен при изучении тестовой керамической плоско-параллельной пластинки толщиной 1.37 мм и содержит основной ТГц импульс и один импульс-спутник. Видно, что после оконной фильтрации в сигнале образца по-прежнему присутствуют оба информативных импульса. Для исключения искажения восстанавливаемых спектральных характеристик необходимо, чтобы параметры оконных фильтров T и a опорного сигнала и сигнала образца совпадали.

Вычисления экспериментального коэффициента пропускания. Зная комплексные амплитудные фурье-спектры опорного сигнала, $\tilde{E}_r(v_t)$, и сигнала образца, $\tilde{E}_s(v_t)$, можно вычислить комплексный амплитудный коэффициент пропускания образца в соответствии с выражением

$$\tilde{H}_{\text{exp}}(v_t) = \frac{\tilde{E}_s(v_t)}{\tilde{E}_r(v_t)}. \quad (6)$$

Результат вычисления экспериментального коэффициента пропускания для тестового образца керамики на основе сигналов, представленных на рис. 2б, приведен на рис. 3 в виде графиков функций модуля $|\tilde{H}_{\text{exp}}(v_t)|$ (а) и фазы $\varphi\{\tilde{H}_{\text{exp}}(v_t)\}$ (б) коэффициента пропускания. Очевидно наличие модуляций в амплитудном коэффициенте пропускания, обусловленных интерференцией двух волн – основной волны и первой волны-спутника.

Графики модуля и фазы передаточной функции содержат шумовые всплески в области низких (<0.1 ТГц) и высоких (>1.7 ТГц) частот, превышающие физически допустимое значение 1.0 (рис. 3а). Данные искажения обусловлены, с одной стороны, низкой мощностью сигнала спектрометра в указанных частотных областях, с другой стороны, влиянием флуктуаций концентрации водяных паров в атмосфере на пути ТГц пучка. Исключить влияние второго фактора можно либо вакуумируя кювету ТГц спектрометра, либо заполняя ее азотом, практически не поглощающим ТГц излучения и не вносящим искажения в регистрируемые спектральные характеристики. Для апробации разрабатываемого метода в настоящей работе ограничимся рассмотрением области частот от 0.1 до 1.7 ТГц, исключив тем самым влияние указанных факторов.

Задачу вычисления ТГц спектральных оптических характеристик образца можно свести к поиску таких оптических характеристик плоско-параллельной пластинки $\tilde{n}(v_t)$, при которых теоретическая передаточная функция образца $\tilde{H}_{\text{th}}(v_t, \tilde{n}, l)$ наиболее близка к экспериментальной передаточной функции $\tilde{H}_{\text{exp}}(v_t)$. Процесс поиска $\tilde{n}(v_t)$ может быть описан в виде минимизации функционала ошибки Err относительно функции $\tilde{n}(v_t)$. Данный подход предполагает решение двух задач, одна из которых связана с заданием модели спектрального коэффициента пропускания образца $\tilde{H}_{\text{th}}(v_t, \tilde{n}, l)$, а другая – с определением метода построения функционала ошибки Err .

Модель образца в виде квази-резонатора Фабри-Перо. Теоретическая передаточная функция плоско-параллельной пластинки задается на основе модели квази-резонатора Фабри-Перо (рис. 4). Полагая, что излучение падает на границы раздела сред воздух/образец и образец/воздух нормально, воспользуемся формулами Френеля (2) и законом Бугера-Ламберта (3) для описания процессов распространения излучения в образце.

Пусть $\tilde{E}_0(v_t)$ – комплексная амплитуда электромагнитной волны на выходе ТГц источника. Обозначим $\tilde{n}_0(v_t)$ и $\tilde{n}_1(v_t)$ – комплексные показатели преломления воздуха и образца. Комплексная амплитуда основной электромагнитной вол-

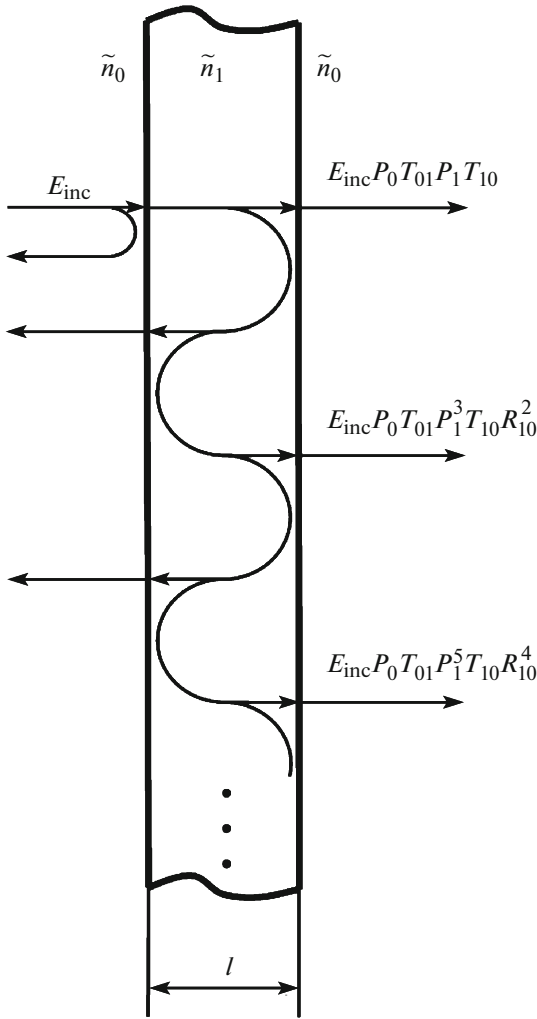


Рис. 4. Модель образца в виде квази-резонатора Фабри-Перо.

ны, прошедшей сквозь образец и достигшей детектора, имеет вид

$$\tilde{E}_0(\nu_t) \tilde{P}_0(L - l, \nu_t) \tilde{T}_{01}(\nu_t) \tilde{P}_1(l, \nu_t) \tilde{T}_{10}(\nu_t),$$

амплитуда первого спутника –

$$\tilde{E}_0(\nu_t) \tilde{P}_0(L - l, \nu_t) \tilde{T}_{01}(\nu_t) \tilde{P}_1^3(l, \nu_t) \tilde{T}_{10}(\nu_t) \tilde{R}_{10}^2(\nu_t),$$

второго спутника –

$$\tilde{E}_0(\nu_t) \tilde{P}_0(L - l, \nu_t) \tilde{T}_{01}(\nu_t) \tilde{P}_1^5(l, \nu_t) \tilde{T}_{10}(\nu_t) \tilde{R}_{10}^4(\nu_t)$$

и так далее, где l – толщина образца, L – длина оптического пути ТГц пучка через пустую кювету спектрометра, а \tilde{P}_0 , \tilde{P}_1 , \tilde{T}_{01} , \tilde{T}_{10} и \tilde{R}_{10} – операторы, определяемые в соответствии с (2) и (3). Суммарная комплексная амплитуда

$$\tilde{E}_s^{th}(\nu_t) = \tilde{E}_0(\nu_t) \tilde{P}_0(L - l, \nu_t) \tilde{T}_{01}(\nu_t) \tilde{P}_1(\nu_t) \tilde{T}_{10}(\nu_t) \times \left\{ 1 + \sum_{i=1}^k (\tilde{P}_1^2(l, \nu_t) \tilde{R}_{10}^2(\nu_t))^i \right\}, \quad (7)$$

где i – порядковый номер волны-спутника проходящей через среду, k – число волн-спутников, учитываемых при расчетах. Число суммируемых волн физически не ограничено, и в общем случае

выражение $\sum_{i=1}^k (\tilde{P}_1^2(l, \nu_t) \tilde{R}_{10}^2(\nu_t))^i$ может быть представлено в виде суммы геометрической прогрессии, $\tilde{P}_1^2(l, \nu_t) \tilde{R}_{10}^2(\nu_t) / (1 + \tilde{P}_1^2(l, \nu_t) \tilde{R}_{10}^2(\nu_t))$. Однако при изучении амплитуды электромагнитной волны ТГц импульсным спектрометром невозможно зарегистрировать бесконечное число импульсов-спутников ввиду ограниченности сканируемого временного интервала. Именно поэтому при выводе теоретической передаточной функции используется конечное число k .

Если волна $\tilde{E}_0(\nu_t)$ проходит сквозь пустую кювету спектрометра, выражение для комплексной амплитуды электромагнитного поля на детекторе принимает вид

$$\tilde{E}_r^{th}(\nu_t) = \tilde{E}_0(\nu_t) \tilde{P}_0(L, \nu_t). \quad (8)$$

Теоретический комплексный амплитудный коэффициент пропускания может быть записан в следующем виде:

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{th}(\nu_t, \tilde{n}_0, \tilde{n}_1, l, k) &= \frac{\tilde{E}_s^{th}(\nu_t)}{\tilde{E}_r^{th}(\nu_t)} = \\ &= \tilde{P}_0(-l, \nu_t) \tilde{T}_{01}(\nu_t) \tilde{P}_1(\nu_t) \tilde{T}_{10}(\nu_t) \times \\ &\times \left\{ 1 + \sum_{i=1}^k (\tilde{P}_1^2(l, \nu_t) \tilde{R}_{10}^2(\nu_t))^i \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Подставляя выражения для операторов \tilde{P}_0 , \tilde{P}_1 , \tilde{T}_{01} , \tilde{T}_{10} и \tilde{R}_{10} в выражение (9), получаем

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{th}(\nu_t, \tilde{n}_0, \tilde{n}_1, l, k) &= \frac{4\tilde{n}_0(\nu_t)\tilde{n}_1(\nu_t)}{(\tilde{n}_0(\nu_t) + \tilde{n}_1(\nu_t))^2} \times \\ &\times \exp\left(-j \frac{2\pi\nu_t}{c_0} (\tilde{n}_1(\nu_t) - \tilde{n}_0(\nu_t))l\right) \times \\ &\times \left\{ 1 + \sum_{i=1}^k \left(\exp\left(-j \frac{2\pi\nu_t}{c_0} \tilde{n}_1(\nu_t)l\right) \frac{(\tilde{n}_0(\nu_t) - \tilde{n}_1(\nu_t))^2}{(\tilde{n}_0(\nu_t) + \tilde{n}_1(\nu_t))^2} \right)^i \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Процедура поиска оптических характеристик. Предположим, что нам известны комплексный показатель преломления воздуха $\tilde{n}_0(\nu_t) = 1.0 + j \cdot 0.0$, число импульсов-спутников $k = k'$ в сигнале образца и априорная оценка толщины образца l , определенная со сравнительно низкой точностью $\pm 100\text{--}200$ мкм. Опишем процедуру минимизации функционала ошибки в следующем виде:

$$\tilde{n}_1(\nu_t) = \arg \min_{\tilde{n}_1(\nu_t)} \{Err(\nu_t, \tilde{n}_1(\nu_t))\}, \quad (11)$$

где функционал ошибок $Err(v_t, \tilde{n}_1(v_t))$ будем задавать выражением

$$Err(v_t, \tilde{n}_1(v_t)) = \xi M(v_t, \tilde{n}_1(v_t)) + \eta A(v_t, \tilde{n}_1(v_t)), \quad (12)$$

а слагаемые $M(v_t, \tilde{n}_1(v_t))$ и $A(v_t, \tilde{n}_1(v_t))$, учитывающие влияние рассогласования модулей и фаз экспериментальной и теоретической передаточных функций, имеют вид

$$\begin{cases} M(v_t, \tilde{n}_1(v_t)) = \|\tilde{H}_{th}(v_t, \tilde{n}_1(v_t)) - \tilde{H}_{exp}(v_t)\|, \\ A(v_t, \tilde{n}_1(v_t)) = |\varphi\{\tilde{H}_{th}(v_t, \tilde{n}_1(v_t))\} - \varphi\{\tilde{H}_{exp}(v_t)\}|, \end{cases} \quad (13)$$

а ξ и η – коэффициенты, позволяющие управлять вкладом $M(v_t, \tilde{n}_1(v_t))$ и $A(v_t, \tilde{n}_1(v_t))$ в функцию ошибки (экспериментально установлено, что лучшие результаты восстановления оптических характеристик удается получить при соотношении коэффициентов $\xi = 0.1\eta$).

Для удобства перейдем к описанию оптических свойств среды через некомплексный спектральный показатель преломления $n_1(v_t)$ и спектральный удельный коэффициент амплитудного поглощения $\alpha_1(v_t)$:

$$\tilde{n}_1(v_t) = n_1(v_t) - j \frac{\alpha_1(v_t)c}{2\pi v_t}. \quad (14)$$

Очевидно, что процесс минимизации функционала ошибки связан с вычислением функционала ошибки $Err(v_t, n_1(v_t), \alpha_1(v_t))$ для всего множества значений функций $n_1(v_t)$ и $\alpha_1(v_t)$ и с последующим поиском глобального минимума этого функционала. Необходимо ограничить диапазон рассматриваемых значений функций $n_1(v_t)$ и $\alpha_1(v_t)$ для сокращения требуемого машинного времени, а также для исключения ошибок оценки спектральных оптических характеристик, связанных с нахождением ошибочного минимума функционала. Диапазон возможных вариаций значений функции $n_1(v_t)$ ограничим интервалом $[n_{1_{mid}} - \Delta n_1, n_{1_{mid}} + \Delta n_1]$, где $n_{1_{mid}}$ и Δn_1 определяются в соответствии с выражением

$$\begin{cases} n_{1_{mid}} = 1 + \frac{c_0}{2\pi l} \left(\frac{d}{dv_t} \varphi\{\tilde{H}_{exp}(v_t)\} \right)_{v_t=0.5\text{ТГц}}, \\ \Delta n_1 = Q_1 n_{1_{mid}}. \end{cases} \quad (15)$$

Выражение (15) позволяет получить начальное приближение для показателя преломления $n_{1_{mid}}$ на основе оценки фазового набега наиболее мощной спектральной компоненты ТГц поля с частотой $v_t = 0.5$ ТГц. Данная оценка является приближенной, так как не учитывает дополнительные фазовые сдвиги, обусловленные отражением и прохождением излучения через границы раздела сред (формулы (2) и (3)). Вариации показателя преломления Δn_1 задаются в виде доли от начального приближения $n_{1_{mid}}$, определяемой коэффициентом Q_1 . Выбор коэффициента Q_1 существенно за-

висит от исследуемого образца; в настоящей работе мы использовали $Q_1 = 0.2$.

Диапазон возможных изменений $\alpha_1(v_t)$ ограничим интервалом $[0, Q_2 \alpha_{1_{mid}}]$, причем $\alpha_{1_{mid}}$ определяется выражением

$$\alpha_{1_{mid}} = -\frac{1}{l} \ln \frac{\max_t \{E_s(t)\}}{\max_t \{E_r(t)\}}. \quad (16)$$

Выражение (16) позволяет определить начальное приближение для амплитудного коэффициента поглощения $\alpha_{1_{mid}}$ за счет простого сравнения максимумов двух ТГц сигналов $E_r(t)$ и $E_s(t)$. Снижение амплитуды ТГц импульса при его распространении сквозь образец обусловлено рядом факторов: потерями, связанными с отражением, рассеянием излучения на неоднородностях среды, дисперсией импульса ввиду различия скоростей распространения его отдельных спектральных компонент, а также поглощением излучения в среде. Полагая, что наибольший вклад в потери вносит именно поглощение света средой, оценку (16) можно получить на основе выражения (3). Коэффициент Q_2 задает диапазон возможных вариаций коэффициента поглощения; в настоящей работе использовался $Q_2 = 2.0$.

Пример функционала ошибки, рассчитанного для тестового образца керамики, приведен на рис. 5 в виде сечений функционала по частотной оси в диапазоне частот от 0.16 до 1.82 ТГц, причем высоким яркостям изображений, иллюстрирующих сечения функционала, соответствует большие величины ошибки. Очевидно, что функционал имеет один глобальный минимум в области низких частот в пределах заданной области перебора значений функций $n_1(v_t)$ и $\alpha_1(v_t)$. При переходе к высоким частотам число минимумов функционала возрастает, что приводит к необходимости выбора того минимума функционала, который соответствует искомым оптическим характеристикам.

Для исключения возможных ошибок при поиске глобального минимума $Err(v_t, n_1(v_t), \alpha_1(v_t))$ минимизация функционала осуществляется следующим образом.

- На начальном этапе выполняется поиск глобального минимума в сечении функции ошибки на низкой частоте v_{t_0} за счет перебора всех возможных значений оптических характеристик в пределах заданных интервалов (15) и (16).

- Найденные оптические характеристики $n_1(v_{t_0})$ и $\alpha_1(v_{t_0})$, соответствующие единственному глобальному минимуму в сечении v_{t_0} , используются в качестве начального приближения для поиска оптических характеристик в сечении функ-

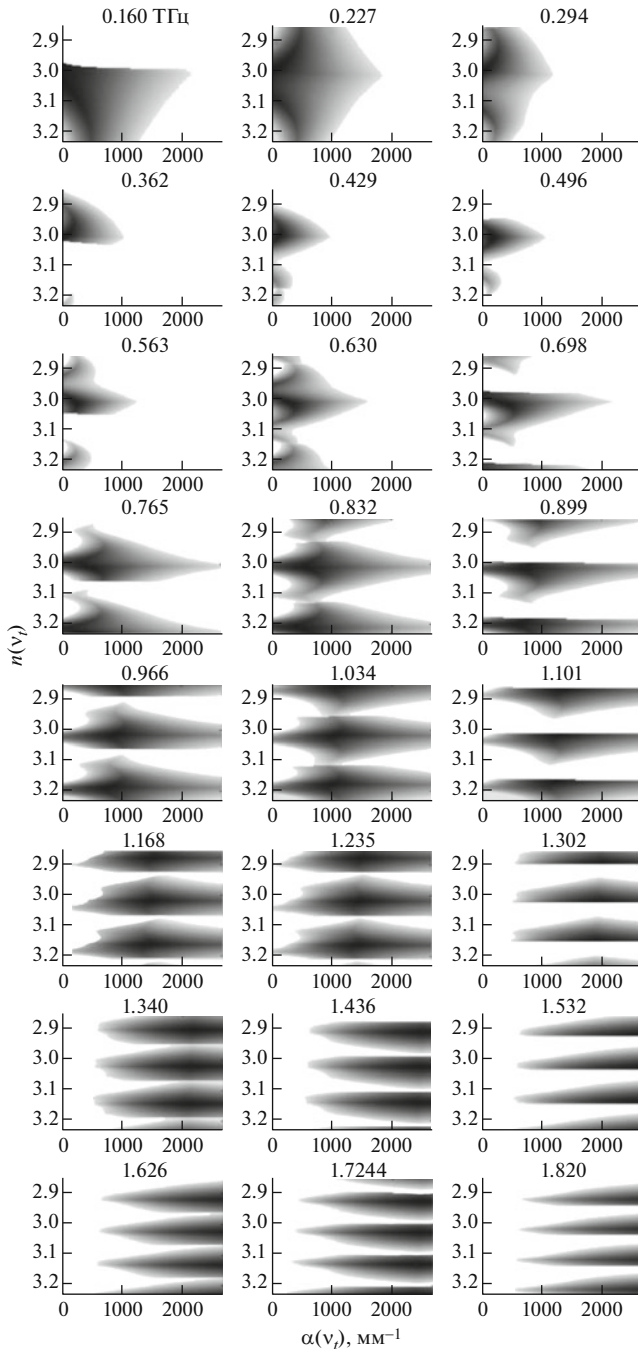


Рис. 5. Функционал ошибки для тестового керамического образца. Цифры у рисунков сверху — частота в ТГц.

ционала на более высокой частоте $v_{t_1} = v_{t_0} + \Delta v_t$, где Δv_t — шаг дискретизации по частотной координате дискретного фурье-пространства.

• Переходя на все более высокие частоты $v_{t_{i+1}} = v_{t_i} + \Delta v_t$, минимизация функционала выполняется вплоть до верхней границы рабочего спектрального диапазона $v_{t_{\max}}$, причем значения

функций $n_1(v_{t_i})$ и $\alpha_1(v_{t_i})$ принимаются в качестве начальных приближений для поиска $n_1(v_{t_i} + \Delta v_t)$ и $\alpha_1(v_{t_i} + \Delta v_t)$.

• Для области низких частот сигнала ($v_t < v_{t_0}$) выполняется та же процедура минимизации функционала ошибки, но с декрементом частоты $v_{t_{i+1}} = v_{t_i} - \Delta v_t$, причем минимизацию необходимо выполнять до нижней границы рабочего спектрального диапазона $v_{t_{\min}}$, принимая значения функций $n_1(v_{t_i})$ и $\alpha_1(v_{t_i})$ в качестве начального приближения для поиска $n_1(v_{t_i} - \Delta v_t)$ и $\alpha_1(v_{t_i} - \Delta v_t)$.

Таким образом, минимизацию по всему заданному множеству значений (15) и (16) необходимо выполнять лишь для первого сечения функционала v_{t_0} , тогда как для остальных сечений окно поиска может быть сокращено, что позволяет снизить продолжительность вычислений и исключить нахождение ошибочных минимумов в области высоких частот.

Уточнение толщины образца в ходе вычисления оптических характеристик. Одним из существенных преимуществ разработанного метода является отсутствие необходимости точного априорного знания толщины образца l . Точность априорного определения толщины может составлять всего ± 0.1 – 0.2 мм (подобная точность может быть обеспечена при измерении толщины с помощью штангенциркуля или в случае ее визуальной оценки).

Реализовать программное уточнение толщины образца позволяет тот факт, что в случае неверной оценки l описанная выше процедура (11)–(16) будет рассчитывать кривые спектральных оптических характеристик, искаженные сильными периодическими модуляциями. Величина этих искажений зависит от ошибки определения толщины и является минимальной в случае, если оценка толщины пластинки близка к ее истинной толщине. Поэтому предложено использовать следующую процедуру уточнения толщины образца.

• Толщина образца l измеряется со сравнительно низкой точностью $\pm \Delta l$ до спектроскопических исследований, после чего задается интервал возможных толщин образца $[l - \Delta l, l + \Delta l]$ и шаг перебора $\delta l = 2.0$ мкм.

• Выполняется процедура восстановления спектральных оптических характеристик $n_1(v, l)$ и $\alpha_1(v, l)$ для всего массива толщин образца из указанного интервала.

• На основе $n_1(v, l)$ и $\alpha_1(v, l)$ вычисляется критерий гладкости спектральных оптических характеристик:

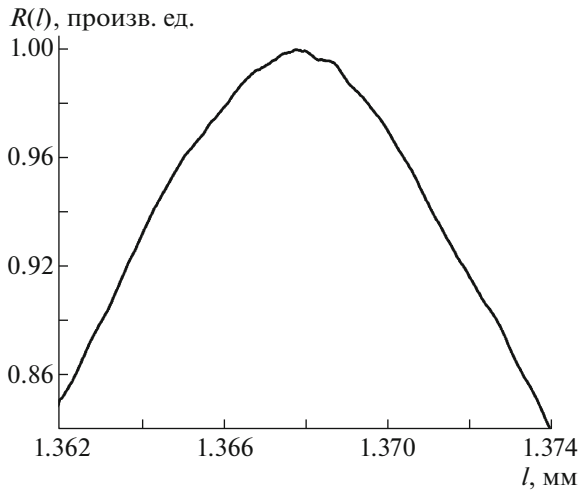


Рис. 6. Пример расчета критерия гладкости оптических характеристик для тестового керамического образца.

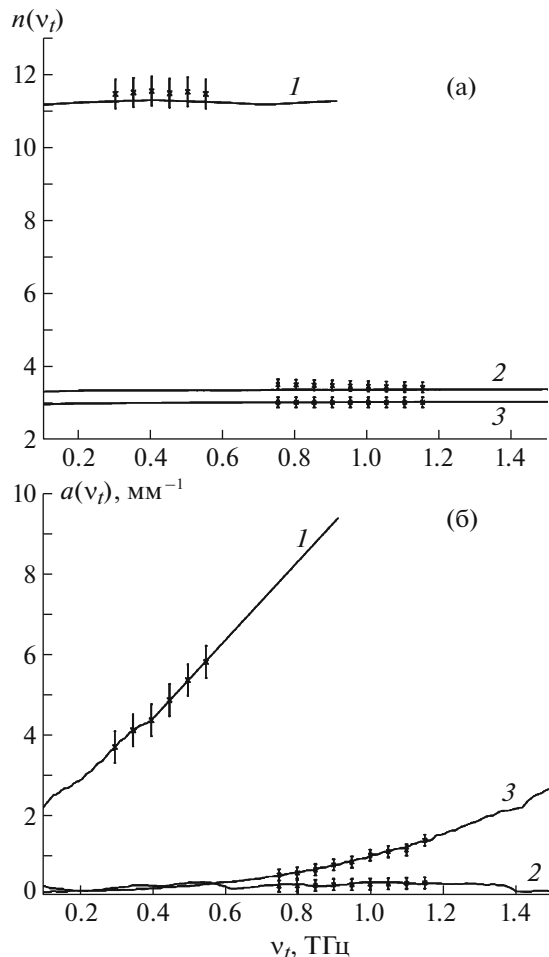


Рис. 7. Спектральные ТГц оптические характеристики (а – показатель преломления, б – удельный коэффициент поглощения) тестовых образцов: 1 – образец керамики № 1 толщиной 0.46 мм, 2 – образец GaAs толщиной 1.19 мм, 3 – образец керамики № 2 толщиной 1.37 мм.

$$R(l) =$$

$$= \left[\int_{\nu_{t\min}}^{\nu_{t\max}} \left[\zeta \left(\frac{\partial n_1(\nu_t, l)}{\partial \nu_t} \right)^2 + \zeta \left(\frac{\partial \alpha_1(\nu_t, l)}{\partial \nu_t} \right)^2 \right] d\nu_t \right]^{-1}, \quad (17)$$

где ζ и ς – коэффициенты, регулирующие вклад $n_1(\nu_t, l)$ и $\alpha_1(\nu_t, l)$ в критерий гладкости (экспериментально установлено, что наилучших результатов оценки толщины можно достичь при значениях коэффициентов, связанных выражением $\zeta = 10\varsigma$).

• В качестве оценки толщины образца принимаем ту толщину, для которой критерий (17) максимален:

$$l = \arg \max_l \{R(l)\}. \quad (18)$$

Пример вычисления функции $R(l)$ для тестового керамического образца приведен на рис. 6. На представленном графике функции наблюдается глобальный максимум, а точность определения толщины достигает десятых долей микрометра.

Апробация алгоритма

Проведена апробация алгоритма, включавшая экспериментальные исследования тестовых образцов керамики № 1 толщиной 0.46 мм, GaAs толщиной 1.19 мм и керамики № 2 толщиной 1.37 мм. Все рассмотренные образцы и условия проведения эксперимента удовлетворяли перечисленным выше требованиям, что позволило корректно использовать разработанный в настоящей работе алгоритм для обработки зарегистрированных спектрометром сигналов. Восстановленные спектральные зависимости ТГц оптических характеристик образцов приведены на рис. 7 в виде спектра показателя преломления (а) и спектра амплитудного коэффициента поглощения (б) для образца керамики № 1 (1), образца GaAs (2) и образца керамики № 2 (3). На графики оптических характеристик нанесены результаты исследований тестовых образцов с помощью ТГц спектроскопии на ЛОВ.

Анализируя полученные кривые спектральных оптических характеристик, отметим что спектральные области частот, в которых удалось зарегистрировать оптические характеристики, различны для трех образцов. Так, образцы керамики № 2 и GaAs прозрачны во всем выбранном спектральном диапазоне от 0.1 до 1.7 ТГц, а образец керамики № 1 – в узком спектральном диапазоне от 0.1 до 0.6 ТГц. Для исследования оптических характеристик непрозрачных образцов необходимо анализировать отраженное от поверхности образца излучение, используя при этом модифицированные методы обработки сигналов. Опти-

ческие характеристики тестовых образцов, зарегистрированные с помощью ТГц импульсной спектроскопии и ТГц ЛОВ-спектроскопии совпадают с точностью до погрешности ЛОВ-спектроскопии в $\pm 3\%$. Вид зарегистрированных спектральных оптических характеристик различен: показатели преломления сред практически не зависят от частоты, тогда как спектральные коэффициенты удельного поглощения излучения растут с частотой. В то же время величина спектрального коэффициента поглощения излучения образцом GaAs оказалась ожидаемо мала. Относительная погрешность определения ТГц спектральных оптических характеристик зависит от ряда факторов, в том числе от остаточной погрешности определения толщины, и составляет не более 3%, что превосходит точность классических алгоритмов решения данной обратной задачи.

Направления дальнейших исследований в рамках совершенствования методологии ТГц импульсной спектроскопии будут связаны с разработкой комплекса методов исследования ТГц спектральных оптических свойств твердых и жидких сред как на основе анализа их спектральных коэффициентов пропускания, так и на основе обработки отраженных образцами сигналов. Актуальной является задача развития методов ТГц томографии. Отметим также важность исследований единственности и устойчивости методов решения некорректно поставленных обратных задач ТГц спектроскопии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрен новый метод решения обратной задачи, связанный с высокоточным восстановлением ТГц спектральных оптических характеристик однородного образца, имеющего вид плоско-параллельной пластинки, на основе обработки сигнала ТГц импульсного спектрометра. Разработанный алгоритм снижает требования к точности априорного измерения толщины образца, а также позволяет исследовать образцы с низким показателем преломления и/или малой толщиной. Рассмотрены основные ограничения, накладываемые на объект исследования принятой в настоящей работе физико-математической моделью образца, имеющей вид квази-резонатора Фабри-Перо. Предложена процедура поиска оптических характеристик, основанная на минимизации функционала ошибки, а также процедура программного уточнения толщины образца. Проведена экспериментальная апробация разработанного алгоритма, включавшая исследование тестовых образцов. Зарегистрированные ТГц оптические характеристики тестовых образцов сравнивались с результатами исследования тех же образцов с помощью ТГц

спектроскопии на ЛОВ, что позволило оценить точность предложенного алгоритма.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 14-08-31102, № 14-08-31124 и № 14-02-00781), а также грантом Российского научного фонда (грант № 14-15-00758).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lee Y.-S. Principles of Terahertz Science and Technology / Ed. by Lee Y.-S. N.Y.: Springer, 2009. 340 p.
2. Terahertz Techniques / Ed. by Brundermann E. N.Y.: Springer, 2009. 383 p.
3. Mittleman D.M., Nuss M.C., Colvin V.L. // Chem. Phys. Lett. 1997. V. 275. № 3-4. P. 332–338.
4. Nazarov M.M., Shkurinov A.P., Kuleshov E.A., Tuchin V.V. // Quant. Electron. 2008. V. 38. № 7. P. 647–654.
5. Zaytsev K.I., Fokina I.N., Fedorov A.K., Yurchenko S.O. // J. Phys.: Conference Series. 2014. V. 486. P. 012024.
6. Bunkin N.F., Suyazov N.V., Shkirin A.V., Yurchenko S.O. // J. Biological Physics. 2012. V. 38. № 1. P. 121–152.
7. Aliev I.N., Yurchenko S.O. // Fluid Dynamics. 2010. V. 45. № 5. P. 817–826.
8. Finkel M.I., Maslennikov S.N., Goltsman G.N. // Radiophys. Quant. Electron. 2007. V. 50. № 10. P. 837–846.
9. Semenov A.D., Goltsman G.N., Sobolewski R. // Superconduct. Sci. Technology. 2002. V. 15. № 4. P. R1–R16.
10. Perov A.N., Zaytsev K.I., Fokina I.N., Karasik V.E., Yakovlev E.V., Yurchenko S.O. // J. Phys.: Conference Series. 2014. V. 486. P. 012027.
11. Stoik C.D. Ph.D. Thesis. Air Force Institute of Technology, 2008. 161 p.
12. Stoik C.D., Bohn M.J., Blackshire J.L. // Opt. Express. 2008. V. 16. № 21. P. 17039–17051.
13. Karpowicz N., Dawes D., Perry M.J., Zhang X.-C. // Proc. SPIE. 2006. V. 6212. P. 62120G.
14. Yakovlev E.V., Zaytsev K.I., Fokina I.N., Karasik V.E., Yurchenko S.O. // J. Physics: Conference Series. 2014. V. 486. P. 012008.
15. Wallace V.P., Woodward R.M., Fitzgerald A.J., Pickwell E., Pye R.J., Arnone D.D. // Proc. SPIE. 2003. V. 4949. P. 353–359.
16. Joseph C.S., Yaroslavsky A.N., Lagraves J.L., Goyette Y.M., Giles R.H. // Proc. SPIE. 2010. V. 7601. P. 760104.
17. Zaytsev K.I., Karasik V.E., Koroleva S.A., Fokina I.N. // Herald of Bauman Moscow State Technical University. Series: Instrumentation. 2012. V. 4. P. 114–127.
18. Fitzgerald A.J., Wallace V.P., Jimenez-Linan M., Bobrow L., Pye R.J., Purushotham A.D., Arnone D.D. // Radiology. 2006. V. 239. № 2. P. 533–540.
19. Ashworth P.C., Pickwell-MacPherson E., Provenzano E., Pinder S.E., Purushotham A.D., Pepper M., Wallace V.P. // Optics Express. 2009. V. 17. № 15. P. 12444–12454.
20. Ph.D. Thesis. University College London, 2009. 194 p.

21. *Arbab M.H., Dickey T.C., Winebrenner D.P., Chen A., Klein M.B., Mourad P.D.* // *Biomed. Opt. Express*. 2011. V. 2. № 8. P. 2339–2347.
22. *Pickwell E., Wallace V.P., Cole B.E., Ali S., Longbottom C., Lynch M.R.J., Pepper M.* // *Caries Research*. 2007. V. 41. № 1. P. 49–55.
23. *Zaytsev K.I., Kudrin K.G., Reshetov I.V., Koroleva S.A., Fokina I.N., Volodarskaya S.I., Novitskaya E.V., Perov A.N., Karasik V.E., Yurchenko S.O.* // *J. Phys.: Conference Series*. 2014. V. 486. P. 012014.
24. *Bennett D.B., Taylor Z.D., Tewari P., Singh R.S., Culjat M.O., Grundfest W.S., Sassoon D.J., Johnson R.D., Hubschman J.P., Brown E.R.* // *J. Biomed. Optics*. 2011. V. 16. № 5. P. 057003.
25. *Younus A., Caumes J.-P., Salort S., Chassagne B., Pradère C., Dautant A., Ziégélé A., Abraham E.* // *Adv. Opt. Technologies*. 2011. V. 2011. P. 275682.
26. *Abraham E., Younus A., Delagnes J.C., Mounaix P.* // *Appl. Phys. A: Materials Science and Processing*. 2010. V. 100. № 3. P. 585–590.
27. *Rubens H., Nichols E.F.* // *Phys. Rev. (Series I)*. 1897. V. 4. № 4. P. 314–323.
28. *Glagolyeva-Arkadyeva A.A.* // *Nature*. 1924. V. 2844. № 113. P. 640.
29. *Ryzhii V., Otsuji T., Ryzhii V., Leiman V.G., Yurchenko S.O.* // *J. Appl. Phys.* 2012. V. 112. № 10. P. 104507.
30. *Ryzhii V., Otsuji T., Ryzhii M., Ryabova N., Yurchenko S.O., Mitin V., Shur M.S.* // *J. Phys. D*. 2013. V. 46. № 6. P. 065102.
31. *Ryzhii V., Otsuji T., Ryzhii M., Leiman V.G., Yurchenko S.O.* // *J. Appl. Phys.* 2012. V. 111. № 8. P. 083715.
32. *Kozlov G.V., Volkov A.A.* // *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids. Topics in Applied Physics*. 1998. V. 74. P. 51–109.
33. *Gorshunov B., Volkov A., Spektor I., Prokhorov A., Mukhin A., Dressel M., Uchida S., Loidl A.* // *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*. 2005. V. 26. № 9. P. 1217–1240.
34. *Korneev A., Kouminov P., Matvienko V., Chulkova G., Smirnov K., Voronov B., Goltsman G.N., Currie M., Lo W., Wilsher K., Zhang J., Słlysz W., Pearlman A., Verevkin A., Sobolewski R.* // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. № 26. P. 5338–5340.
35. *Kroug M., Merkel H., Kollberg E., Cherednichenko S., Voronov B., Goltsman G., Huebers H.W., Richter H.* // *IEEE Transactions on Appl. Superconduct.* 2001. V. 11. № 1. P. 962–965.
36. *Volkov A.A.* // *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*. 1987. V. 8. № 1. P. 55–61.
37. *Auston D.H.* // *Appl. Phys. Lett.* 1975. V. 26. № 3. P. 101–103.
38. *Zaytsev K.I., Gavdush A.A., Lebedev S.P., Yurchenko S.O.* // *J. Phys.: Conference Series*. 2014. V. 486. P. 012018.
39. *Zaytsev K.I., Gavdush A.A., Karasik V.E., Alekhnovich V.I., Nosov P.A., Lazarev V.A., Reshetov I.V., Yurchenko S.O.* // *J. Appl. Phys.* 2014. V. 115. № 19. P. 193105.
40. *Zaytsev K.I., Karasik V.E., Fokina I.N., Alekhnovich V.I.* // *Opt. Engineering*. 2013. V. 52. № 6. P. 068203.
41. *Alekhnovich V.I., Zaytsev K.I., Karasik V.E.* // *Herald of Bauman Moscow State Technical University. Series: Natural Sciences*. 2013. V. 2. P. 50–66.
42. *Zaytsev K.I., Chernomyrdin N.V., Alekhnovich V.I.* // *J. Phys.: Conference Series*. 2014. V. 486. P. 012010.
43. *Grischkowsky D., Keiding S., Vanexter M.* // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1990. V. 7. № 10. P. 2006–2015.
44. *Duvillaret L., Garet F., Coutaz J.-L.* // *Appl. Opt.* 1999. V. 38. № 2. P. 409–415.
45. *Dorney T., Baraniuk R., Mittleman D.* // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2001. V. 18. № 7. P. 1562–1571.
46. *Pupeza I., Wilk R., Koch M.* // *Opt. Express*. 2007. V. 15. № 7. P. 4335–4350.
47. *Wilmink J., Ibey B., Tongue T., Schulkin B., Laman N., Peralta X., Roth C., Cerna C., Rivest B., Grundt J., Roach W.* // *J. Biomed. Optics*. 2011. V. 16. № 4. P. 047006.
48. *Redo-Sanchez A., Salvatella G., Galceran R., Roldos E., Garcia-Reguero J.-A., Castellari M., Tejada J.* // *Analyst*. 2011. V. 136. № 8. P. 1733–1738.
49. *Xu L., Zhang X.-C., Auston D.H.* // *Appl. Phys. Lett.* 1992. V. 61. № 15. P. 1784–1786.
50. *Hamster H., Sullivan A., Gordon S., White W., Falcone R.W.* // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 71. № 17. P. 2725–2728.
51. *Uryupin S.A., Frolov A.A.* // *J. Exp. Theor. Physics*. 2012. V. 114. № 5. P. 878–891.
52. *I.V. Kochikov* // *Computer Optics*. 2012. V. 36. № 4. P. 554–561.
53. *Morozov A.N., Fufurin I.L.* // *Computer Optics*. 2012. V. 36. № 4. P. 554–561.
54. *Harris F.J.* // *Proc. IEEE*. 1978. V. 66. № 1. P. 51–83.