

УДК 535-14

ПРИМЕНЕНИЕ ЁМКОСТНЫХ МИКРОСТРУКТУР В КАЧЕСТВЕ АНТИАЛИАСНЫХ ФИЛЬТРОВ ДЛЯ ЗАДАЧ ШИРОКОПОЛОСНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© А. А. Рыбак^{1,2}, Н. А. Николаев¹, С. А. Кузнецов^{2,3},
Shang-Hua Yang⁴

¹Институт автоматизации и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1

²Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН
«Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники»,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 2/1

⁴Department of Electrical Engineering National Tsing Hua University,
30013, Delta R909, 101, Sec 2, Guangfu Rd, Hsinchu City, Taiwan
E-mail: a.rybak1@g.nsu.ru

Впервые рассмотрен подход, основанный на применении высокоэффективных ёмкостных микроструктур в качестве антиалиасных (anti-aliasing) фильтров в широкополосной импульсной терагерцовой спектроскопии в случае низкочастотных (субтерагерцовых) измерений. Подход апробирован при измерении спектров эталонных образцов — полосовых пропускающих фильтров с центральными частотами 156 и 376 ГГц и шириной полосы ~12 %. Показано уменьшение времени измерения спектрометра до 12 раз при повышении точности измерений за счёт нивелирования долговременного дрейфа нормировочного сигнала. Предполагается, что данный подход применим для увеличения динамического диапазона и отношения сигнал/шум спектрометра в субтерагерцовом диапазоне.

Ключевые слова: импульсная терагерцовая спектроскопия, метаматериалы, частотно-избирательные поверхности, микроструктуры, теорема отсчётов, фильтры низких частот, полосовые фильтры.

DOI: 10.15372/AUT20200113

Введение. Широкополосная импульсная терагерцовая спектроскопия (ИТС) является удобным и хорошо отработанным методом исследования свойств материалов и структур, в том числе кинетики и динамики релаксации фотовозбуждённых носителей. Удобство состоит в измерении амплитуды и фазы ТГц-волны в широкой полосе частот, что позволяет определять комплексную диэлектрическую проницаемость материалов с хорошей точностью. Принцип работы ИТС заключается в регистрации отклика среды на воздействие импульса электромагнитного поля. Особенностью метода является непосредственное измерение временной формы амплитуды напряжённости электрического поля. Типичным сигналом спектрометра является однопериодное колебание электромагнитного поля длительностью ~1 пс, несущее спектр частот, перекрывающих декаду [1, 2]. Его регистрация базируется на аналогово-цифровом преобразовании, а дальнейшая обработка осуществляется в цифровом виде с применением преобразования Фурье. Таким образом, для метода импульсной спектроскопии справедлива теорема отсчётов (Уиттекера — Котельникова — Шеннона) [3, 4], в соответствии с которой происходит выбор временного шага семплирования, однозначно связанного с шагом линии задержки системы регистрации спектрометра [5].

Современные коммерчески-доступные ИТС охватывают широкий диапазон частот: от 50 ГГц до 6 ТГц [6, 7], однако для определённых задач требуется выделить только низкочастотную область спектра. К таким задачам относятся, например, исследование мягких мод в сегнетоэлектриках, частоты которых стремятся к нулю при температуре фазового перехода [8, 9]; исследование свойств материалов и разработка устройств миллиметрового диапазона (100–300 ГГц) [10–13], в том числе для систем телекоммуникации будущего поколения; изучение растворов высокопоглощающих жидкостей [14]; создание и изучение частотно-селективных поверхностей или метаструктур, включая сенсоры с характерными резонансами, расположенными в ограниченной части ТГц-спектра [10, 15–18] и др. При низкочастотных измерениях целесообразным является подавление неинформативных коротковолновых компонент спектра с помощью фильтра низких частот (ФНЧ), что в соответствии с теоремой отсчётов позволяет увеличить шаг семплирования. В результате может быть сокращено общее время измерения в эксперименте или повышена его точность при сохранении общего времени за счёт увеличения временной константы интегрирования сигнала на каждом шаге. Применяемые в таком случае ФНЧ называют антиалиасными (anti-alias), поскольку они предотвращают смешение информативного спектра сигнала с компонентами (алиасами), лежащими выше частоты Найквиста. В электронике и цифровой обработке использование таких фильтров является строгой необходимостью, однако в оптических и квазиоптических измерениях зачастую игнорируется. Последнее, как правило, связано с тем, что разработка квазиоптического ФНЧ с априори заданными характеристиками и большим коэффициентом внеполосового подавления является нетривиальной задачей с технологической точки зрения.

Традиционно в ТГц-диапазоне для подавления лазерного излучения накачки в ТГц-тракте спектрометра принято использовать объёмные материалы, такие как кристаллический кремний, германий или чёрный полиэтилен, которые непрозрачны в оптической области. Однако для решения задачи фильтрации ВЧ-компонент в пределах ТГц-спектра подобный подход малоприменим, поскольку с его помощью затруднительно разработать ФНЧ с заданной частотой среза и высоким пропусканием в необходимой полосе частот. Классический метод решения данной проблемы состоит в использовании планарных металлодиэлектрических микроструктур субволновой топологии, известных в микроволновой тематике как частотно-избирательные поверхности (ЧИП) [19, 20] или в терминологии метаматериалов — метаповерхности [21, 22]. В общем случае одиночная ЧИП представляет собой тонкий в сравнении с характерной длиной волны λ экран, составленный из периодически расположенных в латеральной плоскости металлических элементов с периодом g меньше или много меньше λ . Частотно-избирательные поверхности являются резонансными электродинамическими структурами, которые в отличие от дифракционных решёток эксплуатируются в режиме, когда их резонансная частота (в случае ФНЧ это частота среза) лежит ниже точки возбуждения высших дифракционных гармоник. Существенно, что амплитудные, фазовые и поляризационные характеристики ЧИП-структур в выбранной полосе частот определяются геометрией ячеек и числом слоёв ЧИП, что делает возможным реализацию устройств с функциональными свойствами, трудно достижимыми или недостижимыми в классической оптике.

В дальнем ИК-диапазоне использование ЧИП для спектральной фильтрации излучения было впервые предложено в работах [23–25], которые преследовали цель создания эффективных фильтров для подавления засветки болометрических детекторов от коротковолнового ИК-излучения при прецизионном измерении низкоинтенсивных компонент дальнего и миллиметрового ИК-диапазонов. При построении ФНЧ было предложено использовать так называемые «ёмкостные» сетки, которые имеют инверсную (комплементарную) к обычной металлической сетке из ортогональных проводников геометрию и представляют собой $2D$ -массивы металлических элементов (патчей) квадратной формы, разделённых уз-

кими зазорами. Подобные ЧИП изготавливаются путём литографической перфорации тонкого слоя алюминия или меди на поверхности несущих полимерных подложек, при этом на частотах ниже точки дифракции $\nu_{diff} = c/g$, где g — латеральный период расположения патчей, c — скорость света, в импедансе ЧИП доминирует ёмкостная компонента (в отличие от классических «индуктивных» сеток), что обуславливает закрепление за подобными структурами определения «ёмкостные».

Рассмотрение спектрального отклика одиночной патчевой ЧИП показывает, что по мере роста частоты излучения от 0 до близкого к точке ν_{diff} значения коэффициента пропускания T структуры плавно спадает от единицы до нуля, после чего величина T выходит на уровень некоторого квазиplateau, величина которого тем ниже, чем больше площадь непрозрачного (т. е. занятого металлом) участка элементарной ячейки ЧИП [26]. Использование многослойной интерференционной конфигурации с числом слоёв $N > 1$ (типично $N = 4-12$), в которой отдельные ёмкостные ЧИП разделены четвертьволновыми промежутками, отнесёнными к частоте среза ν_c ($\nu_c < \nu_{diff}$), позволяет значительно увеличить крутизну фронта вблизи ν_c , а также усилить внеполосовое подавление ФНЧ в сравнении с одиночной ЧИП. Вследствие возможности выбора оптимальных значений латеральных констант g применяемых ЧИП при их литографическом производстве, а также зазоров между ними указанный подход демонстрирует большую гибкость при производстве ФНЧ с априори заданными характеристиками. Успешные варианты реализации эффективных квазиоптических интерференционных фильтров на базе ёмкостных патчевых ЧИП, разработанных в первую очередь под задачи субмиллиметровой астрономии, описаны в [24, 25, 27–36].

Отметим, что в литературе по разработке ТГц ФНЧ не было найдено ни одной работы, предлагающей их применение в качестве антиалиасных фильтров в ИТС. При возможности изготовления ТГц ФНЧ с подавлением не хуже 30–40 дБ была проведена их апробация в качестве антиалиасных фильтров и получен ответ на вопрос о влиянии на точность измерения характеристик модельных образцов методом широкополосной ИТС.

Методы и образцы. В данном исследовании использовались ФНЧ с частотами среза в окрестностях 250, 500, 1000 и 1600 ГГц, отнесёнными по уровню –20 дБ. Фильтры низких частот представляют собой интерференционные структуры, состоящие из шести слоёв ёмкостных патчевых ЧИП, склеенных вместе на полипропиленовых подложках с помощью технологии горячего прессования, что обеспечивает среднюю величину ослабления не менее 30 дБ выше частоты среза фильтра. Микрорисунок ЧИП изготавливался методом контактной фотолитографии [16, 37]. Первоначально данные ФНЧ были разработаны для применения на входных окнах спектрально-селективных пироэлектрических детекторов субтерагерцового излучения [10, 38], предназначенных для спектрорадиометрических измерений субтерагерцовой эмиссии из горячей плазмы на установке ГОЛ-ПЭТ (в Институте ядерной физики СО РАН) при её турбулентном нагреве мощным релятивистским электронным пучком [39–41]. Детальное описание структуры фильтров и их геометрические параметры будут представлены далее.

В качестве эталонных образцов взяты пропускающие полосовые фильтры (ППФ) с центральными частотами пропускания 156 и 376 ГГц и шириной полосы $\sim 12\%$, собранные из трёх и четырёх структур из медной фольги с микрорисунком в виде трипольных целевых элементов [15, 42, 43]. Данные фильтры имеют мультиплексную конфигурацию и обеспечивают внеполосовое ослабление на уровне 40–50 дБ. Их характеристики дополнительно исследованы с помощью спектрометра на базе ламп обратной волны (ЛОВ).

Апробация предложенного подхода осуществлена на импульсном терагерцовом спектрометре, диапазон которого составляет 0,1–2,7 ТГц с пиком спектрального динамического диапазона >70 дБ на частоте 0,3 ТГц. Подробное описание установки приведено в [11, 13]. Оптическая схема эксперимента показана на рис. 1.

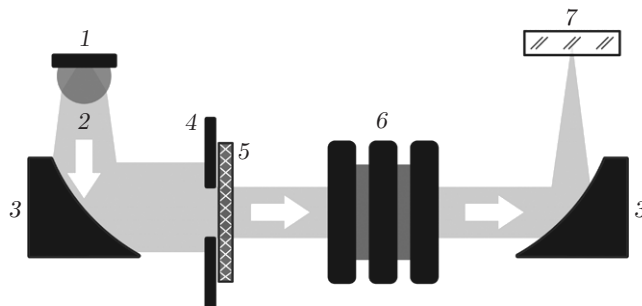


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента (1 — ТГц-генератор, 2 — ТГц-излучение, 3 — внеосевые параболические зеркала, 4 — диафрагма 16 мм, 5 — ФНЧ, 6 — ППФ, 7 — кристалл-детектор ТГц-излучения). Стрелки указывают направление распространения излучения

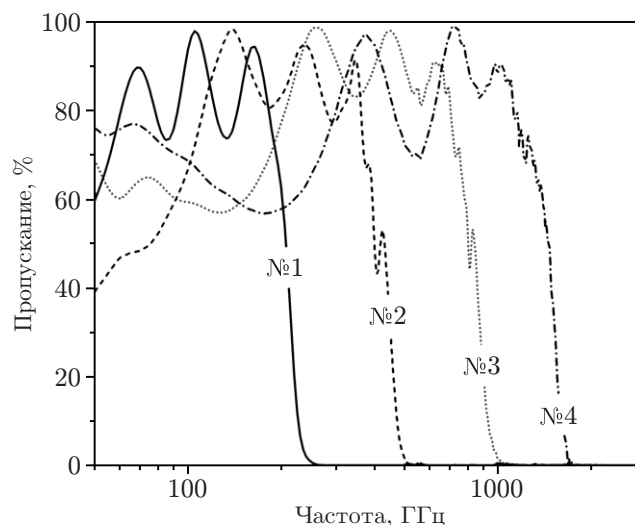


Рис. 2. Измеренные спектры пропускания четырёх ФНЧ

Фильтры помещались в коллимированный пучок, ограниченный круглой диафрагмой диаметром 16 мм, который соответствует апертуре закреплённого ФНЧ. Апертура ППФ составляет 75 мм. Диапазон сканирования спектрометра выбран 120 пс, что отвечает спектральному разрешению ~ 10 ГГц. Время усреднения в каждой точке равнялось 0,7 с при временной константе фильтра синхронного усилителя, равной 100 мс. Типичное одиночное время сканирования без ФНЧ занимает около 11 мин 12 с. Поскольку метод ИТС является дифференциальным, для определения характеристик исследуемого образца требуются два сканирования: запись формы ТГц-импульса с образцом и без него. Проводилось по четыре таких сканирования, чтобы определить случайную погрешность измерения.

Характеристики ФНЧ были предварительно исследованы на том же спектрометре (рис. 2). В табл. 1 показаны измеренные значения частот среза на уровне: 0,5 ($f_{0,5}$) и 0,01 ($f_{0,01}$); шаг выборки Δt — расчётная величина, определённая с небольшим запасом в соответствии с теоремой отсчётов и планируемая к использованию при измерениях с данными ФНЧ; частота Найквиста f_N для данных Δt и их отношение к шагу выборки $\Delta t_0 = 125$ фс для случая типичного измерения без ФНЧ, что также соответствует коэффициенту сокращения времени измерения.

Результаты. Характеристики ППФ, измеренные различными ФНЧ, представлены на рис. 3. По своей природе контур единичной сетки ППФ является несимметричным, так как он имеет провал пропускания в окрестности точки дифракции, которая располагает-

Таблица 1

Характеристики ФНЧ

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

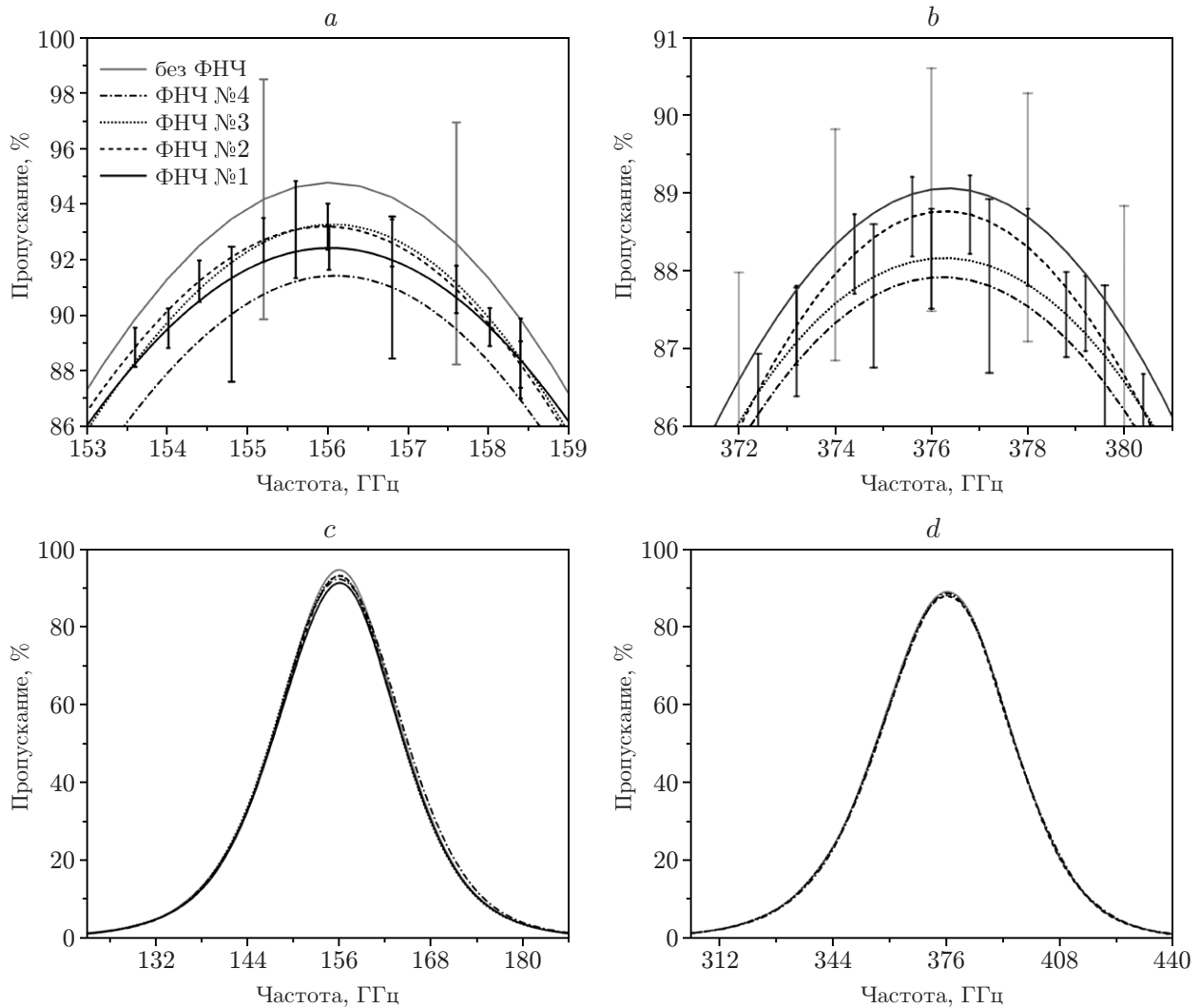


Рис. 3. Измеренные спектры ППФ: 156 ГГц (*a*, *c*) и 376 ГГц (*b*, *d*) (*a*, *b* — максимум пропускания в увеличенном масштабе, *c*, *d* — обзорный вид). Отображённые погрешности соответствуют доверительному интервалу 95 %. Погрешности отражены для избранных точек

Таблица 2

Характеристики ППФ, измеренные методами ИТС с ФНЧ и ЛОВ-спектроскопии без ФНЧ

Режим измерения	f_{\max} , ГГц	T_{\max} , %	Полуширина	
			ГГц	%
ППФ 156 ГГц				
Без ФНЧ	$156,01 \pm 0,01$	$94,49 \pm 0,04$	$18,59 \pm 0,02$	$11,92 \pm 0,03$
1	$155,96 \pm 0,02$	$92,57 \pm 0,15$	$19,23 \pm 0,02$	$12,33 \pm 0,03$
2	$155,95 \pm 0,01$	$93,08 \pm 0,03$	$18,67 \pm 0,01$	$11,97 \pm 0,02$
3	$156,05 \pm 0,01$	$92,89 \pm 0,04$	$18,63 \pm 0,02$	$11,94 \pm 0,03$
4	$156,07 \pm 0,01$	$91,10 \pm 0,04$	$18,80 \pm 0,02$	$12,05 \pm 0,03$
ЛОВ	$156 \pm 0,04$	$95,2 \pm 0,4$	$17,5 \pm 0,1$	$11,2 \pm 0,02$
ППФ 376 ГГц				
Без ФНЧ	$376,29 \pm 0,02$	$89,13 \pm 0,02$	$43,41 \pm 0,03$	$11,54 \pm 0,01$
1	—	—	—	—
2	$376,37 \pm 0,02$	$88,47 \pm 0,03$	$43,23 \pm 0,04$	$11,50 \pm 0,01$
3	$376,36 \pm 0,03$	$88,51 \pm 0,03$	$43,54 \pm 0,05$	$11,57 \pm 0,01$
4	$376,28 \pm 0,02$	$88,17 \pm 0,03$	$43,39 \pm 0,04$	$11,53 \pm 0,01$
ЛОВ	$376 \pm 0,04$	$87,1 \pm 0,4$	$44,2 \pm 0,1$	$11,7 \pm 0,03$

ся на краю высокочастотного крыла контура. Различные сетки ППФ разработаны таким образом, чтобы минимизировать этот эффект, но тем не менее даже в пропускании готового фильтра (нескольких сеток) наблюдается небольшая асимметрия. В данной работе определено, что асимметричная функция Пирсона типа VII (split Pearson VII), которая независимо работает с правым и левым крылом контура, наилучшим образом аппроксимирует экспериментальные данные. В результате такой аппроксимации, проведённой с помощью свободно распространяемого программного обеспечения «Fityk», определены значения точек максимума пропускания ППФ, их частот (f_{\max}), амплитуд (T_{\max}) и полной ширины на уровне половинной амплитуды (полуширин) характеристик пропускания, которые представлены в табл. 2. Здесь же приведены аналогичные характеристики, полученные в результате измерения ППФ на ЛОВ-спектрометре. Символом «±» отмечена погрешность аппроксимации (доверительный интервал 95 %). Отметим, что в случае ФНЧ № 1 для ППФ 376 ГГц данные отсутствуют, поскольку частота среза ФНЧ лежит ниже полосы пропускания ППФ.

На рис. 3, а, б отчётливо видно, что доверительный интервал сокращается с уменьшением номера фильтра, т. е. с уменьшением времени сканирования. Он составил от ± 4 % для измерения без ФНЧ до значения ± 1 %, что коррелирует с изменением амплитуды нормировочного сигнала от первого к четвёртому в серии измерений, а значит, основной вклад в наши измерения даёт именно долговременной дрейф сигнала.

По нашему мнению, полученные результаты соответствуют ожиданиям. Но на некоторых деталях мы остановимся подробнее. Значения центральной частоты f_{\max} , определённые с помощью аппроксимации, с хорошей точностью совпадают. Разброс этих значений для ППФ 156 ГГц лежит в диапазоне $\sim 0,1$ ГГц для ИТС и ЛОВ-спектроскопии. Для случая ППФ 376 ГГц среди измерений на ИТС разброс составляет приблизительно то же значение, однако измерения, полученные на ЛОВ-спектрометре, отклоняются на $\sim 0,3$ ГГц. Разброс измеренных на ИТС значений T_{\max} , составивший 1 % для ППФ 376 ГГц и около 4 % для ППФ 156 ГГц, можно связать с отношением сигнал/шум ТГц-генератора, которое приблизительно в 2,5 раза больше для частоты 376 ГГц, чем для 156 ГГц. Для обоих случаев при измерении без ФНЧ T_{\max} превышает значения, полученные с ФНЧ. Это может быть связано также с влиянием долговременного дрейфа ТГц-сигнала системы, по-

сколькx время сканирования без ФНЧ превышает время с ФНЧ в 2 раза (для ФНЧ № 4) и более. Предположительно по этой же причине не удалось показать снижение шума измерений при кратном $\Delta t/\Delta t_0$ увеличении константы интегрирования в каждой точке выборки. Вероятно, для этого требуется более тщательный контроль температуры и влажности в помещении, реализация которого в данной работе не представлялась возможной. В сравнении с результатами, полученными на ЛОВ-спектрометре, параметры полуширины и T_{\max} немного отклоняются. Последнее связывается с эффектом стоячих волн, которые могут присутствовать в оптическом тракте ЛОВ-спектрометра и являются источником погрешности измерений.

Заключение. В данной работе впервые предложен подход, основанный на применении интерференционных микроструктур на базе частотно-избирательных поверхностей ёмкостного типа в качестве антиалиасных фильтров (ФНЧ) для исследования характеристик образцов в низкочастотной области спектра техникой широкополосной импульсной терагерцевой спектроскопии. Апробация подхода проведена при измерении характеристик пропускающих полосовых фильтров с центральными частотами 156 и 376 ГГц и шириной полосы $\sim 12\%$. В соответствии с теоремой отсчётов пропорционально уменьшению полосы спектрометра был увеличен интервал дискретизации, что позволило сократить время измерения до 12 раз в предельном случае. Полученные результаты свидетельствуют о значительном влиянии долговременного дрейфа ТГц-сигнала на точность измерений. Это подтверждается сокращением доверительного интервала экспериментальных данных до 4 раз при измерениях с ФНЧ по сравнению с широкополосными измерениями. Мы предполагаем, что в условиях стабилизации температуры и влажности в помещении применение ФНЧ может дать выигрыш не только в сокращении времени сканирования, но и в большем увеличении отношения сигнал/шум системы, её динамического диапазона и соответственно точности измерения характеристик образцов за счёт накопления сигнала и усреднения случайных шумов. Предложенный подход может быть особенно полезен для современных систем ИТС, в которых спектральный диапазон распространяется выше 5 ТГц и/или отсутствуют механические подвижные элементы типа механического линейного транслятора линии задержки, которые вносят неслучайный шум в регистрируемый сигнал. Примером ИТС без механических частей являются системы ASOPS [44] и ECOPS [45], которые реализованы на двух фемтосекундных лазерах с расстроенной частотой следования импульсов, независимо используемых для генерации и детектирования терагерцевого излучения.

Благодарности. Авторы выражают благодарность Центрам коллективного пользования Новосибирского государственного университета (АТИЦ ФФ НГУ) и Института автоматизации и электротехники СО РАН (Спектроскопия и оптика) за предоставленное оборудование.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственная регистрация АААА-А17-117052410033-9) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-29-20066).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анцыгин В. Д., Мамрашев А. А., Николаев Н. А., Потатуркин О. И. Малогабаритный терагерцевый спектрометр с использованием второй гармоники фемтосекундного волоконного лазера // *Автоматрия*. 2010. **46**, № 3. С. 110–117.
2. Sartorius B., Roehle H., Künzel H. et al. All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5 μm telecom wavelengths // *Opt. Express*. 2008. **16**, N 13. P. 9565–9570.
3. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М: Радио и связь, 1986. 512 с.
4. Shannon C. Communication in the presence of noise // *Proc. IRE*. 1949. **37**, N 1. P. 10–21.

5. Мамрашев А. А., Потатуркин О. И. Исследование характеристик системы поляризационно-оптической регистрации импульсного терагерцового спектрометра // Автометрия. 2011. **47**, № 4. С. 16–22.
6. Vieweg N., Rettich F., Deninger A. et al. Terahertz-time domain spectrometer with 90 dB peak dynamic range // Journ. Infrared, Millimeter Terahertz Waves. 2014. **35**, N 10. P. 823–832.
7. Stehr D., Morris C. M., Schmidt C., Sherwin M. S. High-performance fiber-laser-based terahertz spectrometer // Opt. Lett. 2010. **35**, N 22. P. 3799–3801.
8. Vlasov M. Y., Losev V. F., Nikolaev N. A., Mamrashev A. A. Optical properties of lead germanate $Pb_5Ge_3O_{11}$ in terahertz range // Journ. Phys.: Conf. Ser. 2016. **737**. 012022.
9. Анцыгин В. Д., Мамрашев А. А. Диэлектрические и оптические свойства плёнок ниобата бария-стронция в области 0,2–1,3 ТГц // Автометрия. 2017. **53**, № 6. С. 92–96.
10. Kuznetsov S. A., Arzhannikov A. V., Fedorinin V. N., Nikolaev N. Ultra-thin metasurface absorbers for subterahertz band: Theoretical aspects and detector applications // Proc. of the 48th Europ. Microwave Conf. (EuMC 2018). Madrid, Spain, 23–27 Sept., 2018. P. 416–419.
11. Mamrashev A. A., Nikolaev N. A., Antsygin V. D. et al. β -BBO: Optical properties and phase-matching for THz wave generation // Proc. of the 43rd Intern. Conf. on Infrared Millimeter Terahertz Waves (IRMMW-THz 2018). Nagoya, Japan, 9–14 Sept., 2018. ID 8510284.
12. Wang Ch.-R., Pan Q.-K., Chen F. et al. Phase-matching in KTP crystal for THz wave generation at room temperature and 81 K // Infrared Phys. Technol. 2019. **97**. P. 1–5.
13. Паулиш А. Г., Новгородов Б. Н., Хрящев С. В., Кузнецов С. А. Терагерцовый визуализатор на основе ТГц-ИК-конвертора // Автометрия. 2019. **55**, № 1. С. 56–63.
14. Nazarov M. M., Cherkasova O. P., Shkurinov A. P. A comprehensive study of albumin solutions in the extended terahertz frequency range // Journ. Infrared, Millimeter Terahertz Waves. 2018. **39**, Iss. 9. P. 840–853.
15. Kuznetsov S. A., Astafyev M. A., Gelfand A. V., Arzhannikov A. V. Microstructured frequency selective quasi-optical components for submillimeter-wave applications // Proc. of the 44th Europ. Microwave Conf. (EuMC 2014). Rome, Italy, 6–9 Oct., 2014. P. 881–884.
16. Kuznetsov S. A., Arzhannikov A. V., Kubarev V. V. et al. Development and characterization of quasi-optical mesh filters and metastructures for subterahertz and terahertz applications // Key Eng. Mater. 2010. **437**. P. 276–80.
17. Nikolaev N., Kuznetsov S., Beruete M. Angle-susceptible narrowband terahertz metasurface for thin-film sensing // Proc. of the 48th European Microwave Conf. (EuMC 2018). Madrid, Spain, 23–27 Sept., 2018. P. 420–423.
18. Jáuregui-López I., Rodriguez-Ulibarri P., Kuznetsov S. A. et al. THz sensing with anomalous extraordinary optical transmission hole arrays // Sensors. 2018. **18**, N 11. 3848.
19. Munk B. Frequency Selective Surfaces: Theory and Design. New York: J. Wiley & Sons, 2000. 410 p.
20. Касьянов А. О., Обуховец В. А. Частотно-избирательные поверхности. Основные области применения // Антенны. 2005. № 9. С. 4–12.
21. Holloway C. L., Kuester E. F., Gordon J. A. et al. An overview of the theory and applications of metasurfaces: The two-dimensional equivalents of metamaterials // IEEE Antennas Propag. Mag. 2012. **54**, N 2. P. 10–35.
22. Glybovski S. B., Tretyakov S. A., Belov P. A. et al. Metasurfaces: From microwaves to visible // Phys. Rep. 2016. **634**. P. 1–72.
23. Ulrich R. Far-infrared properties of metallic mesh and its complementary structure // Infrared Phys. 1967. **7**, N 1. P. 37–55.
24. Ulrich R. Effective low-pass filters for far infrared frequencies // Infrared Phys. 1967. **7**, N 2. P. 65–74.
25. Ulrich R. Interference filters for the far infrared // Appl. Opt. 1968. **7**, N 10. P. 1987–1996.

26. Dawes D. H., McPhedran R. C., Whitbourn L. B. Thin capacitive meshes on a dielectric boundary: Theory and experiment // Appl. Opt. 1989. **28**, N 15. P. 3498–3510.
27. Holah G. D., Smith S. D. Multi-element mesh interference filters for the infrared // Journ. Phys. D: Appl. Phys. 1972. **5**. P. 496–509.
28. Holah G. D., Auton J. P. Interference filters for the far infrared // Infrared Phys. 1974. **14**, N 3. P. 217–229.
29. Holah G. D., Smith S. D. Far infrared interference filters // Journ. Phys. E: Sci. Instrum. 1977. **10**, N 2. P. 101–111.
30. Holah G. D. Very longwavelength lowpass interference filters // Intern. Journ. Infrared Millimeter Waves. 1980. **1**, N 2. P. 225–234.
31. Whitcomb S. E., Keene J. Low-pass interference filters for submillimeter astronomy // Appl. Opt. 1980. **19**, N 2. P. 197–198.
32. Davis B. W., Miller R. Low Pass metallic mesh interference filters for operation in the 165 GHz to 880 GHz region // Intern. Journ. Infrared Millimeter Waves. 1985. **6**, N 1. P. 3–11.
33. Чернявская Н. А., Согласнова В. А., Ершова Н. В. и др. Отрезающие фильтры для длинноволновых спектральных приборов // Оптический журнал. 1992. № 1. С. 63–66.
34. Ade P. A. R., Pisano G., Tucker C., Weaver S. Review of metal mesh filters // Proc. SPIE. 2006. **6275**, 62750U.
35. Ade P. A. R., Tucker C. E. Thermal filtering for large aperture cryogenic detector arrays // Proc. SPIE. 2006. **6275**, 62750T.
36. Ade P. A. R., Tucker C. E. Metal mesh filters for THz applications // Proc. IRMMW-THz Conf. Cardiff, UK, 3–7 Sept., 2007. P. 973–975.
37. Navarro-Cia M., Kuznetsov S. A., Aznabet M. et al. Route for bulk millimeter wave and terahertz metamaterial design // IEEE Journ. Quantum Electron. 2011. **47**, N 3. P. 375–385.
38. Kuznetsov S. A., Paulish A. G., Navarro-Cia M., Arzhannikov A. V. Selective pyroelectric detection of millimetre waves using ultra-thin metasurface absorbers // Sci. Rep. 2016. **6**. 21079.
39. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S. et al. Observation of spectral composition and polarization of sub-terahertz emission from dense plasma during relativistic electron beam-plasma interaction // Phys. Plasmas. 2014. **21**, N 8. 082106.
40. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S. et al. Dynamics and spectral composition of subterahertz emission from plasma column due to two-stream instability of strong relativistic electron beam // IEEE Trans. THz Sci. Tech. 2016. **6**, N 2. P. 245–252.
41. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S. et al. Microwave generation during 100 keV electron beam relaxation in GOL-3 // Fus. Sci. Tech. 2013. **63**, N 1T. P. 286–288.
42. Кузнецов С. А., Гельфанд А. В. Исследование спектральных характеристик микроструктурных квазиоптических полосовых фильтров субтерагерцового диапазона // Изв. вузов. Физика. 2015. **58**, № 11. С. 113–120.
43. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Vyacheslavov L. N. et al. Diagnostic system for studying generation of subterahertz radiation during beam-plasma interaction in the GOL-3 facility // Plasma Phys. Rep. 2012. **38**, N 6. P. 450–459.
44. Janke C., Först M., Nagel M. et al. Asynchronous optical sampling for high-speed characterization of integrated resonant terahertz sensors // Opt. Lett. 2005. **30**, N 11. P. 1405–1407.
45. Kim Y., Yee D. S. High-speed terahertz time-domain spectroscopy based on electronically controlled optical sampling // Opt. Lett. 2010. **35**, N 22. P. 3715–3717.

Поступила в редакцию 09.04.2019

После доработки 27.09.2019

Принята к публикации 03.10.2019