

Научная статья

УДК 535-14

DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-1-78-92

**Разработка узкополосного фильтра
для реализации метода андерсемплинга
в импульсных терагерцевых спектрометрах**

Алина Анатольевна Рыбак¹
Сергей Александрович Кузнецов²
Андрей Васильевич Аржанников³
Назар Александрович Николаев⁴

¹⁻⁴ Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия

^{1, 4} Институт автоматики и электрометрии
Сибирского отделения Российской академии наук
Новосибирск, Россия

² Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук «КТИПМ»
Новосибирск, Россия

³ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук
Новосибирск, Россия

¹ a.rybak1@g.nsu.ru, <https://orcid.org/0000-0003-3586-9526>

² serge_smith@ngs.ru, <https://orcid.org/0000-0002-1627-8125>

³ arzhan1@ngs.ru, <https://orcid.org/0000-0002-8074-9737>

⁴ nazar@iae.nsk.su, <https://orcid.org/0000-0002-7106-3100>

Аннотация

Рассмотрен подход к созданию узкополосного квазиоптического фильтра с центральной частотой $\nu = 806$ ГГц ($\lambda = 372$ мкм), предназначенного для реализации метода андерсемплинга в импульсной терагерцевой спектроскопии. Частота выбрана с целью мониторинга линии поглощения молекулярного газа СО в локальном окне прозрачности атмосферы. Фильтр основан на эталоне Фабри – Перо и представляет собой полипропиленовую пленку с нанесенными с обеих сторон частотно-избирательными поверхностями (ЧИП) в форме квадратных прорезей в напыленном алюминиевом слое. Посредством численного моделирования пропускания предложенной структуры определено, что оптимум отношения ширины металлической перемычки a к латеральному периоду g ЧИП лежит в окрестности $a/g = 0,5$. При выборе g менее половины рабочей длины волны λ показано, что полная ширина на полувысоте пропускания получаемого квазиоптического фильтра составляет менее 4 %, что достаточно для реализации метода андерсемплинга в импульсных терагерцевых спектрометрах.

Ключевые слова

импульсная терагерцевая спектроскопия, частотно-избирательные поверхности, квазиоптические фильтры, андерсемплинг

Источник финансирования

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90137.

Авторы выражают благодарность ЦКП «ВТАН НГУ» за предоставленное для выполнения проекта оборудование.

Для цитирования

Рыбак А. А., Кузнецов С. А., Аржанников А. В., Николаев Н. А. Разработка узкополосного фильтра для реализации метода андерсемплинга в импульсных терагерцевых спектрометрах // Сибирский физический журнал. 2022. Т. 17, № 1. С. 78–92. DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-1-78-92

© Рыбак А. А., Кузнецов С. А., Аржанников А. В., Николаев Н. А., 2022

ISSN 2541-9447

Сибирский физический журнал. 2022. Том 17, № 1. С. 78–92

Siberian Journal of Physics, 2022, vol. 17, no. 1, pp. 78–92

Design of a Narrowband Filter for Implementing the Undersampling Method in Terahertz Time-Domain Spectrometers

Alina A. Rybak¹, Sergei A. Kuznetsov²
Andrey V. Arzhannikov³, Nazar A. Nikolaev⁴

¹⁻⁴ Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation

^{1,4} Institute of Automation and Electrometry
of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences
Novosibirsk, Russian Federation

² Rzhannov Institute of Semiconductor Physics
of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk Branch TDIAM
Novosibirsk, Russian Federation

³ Budker Institute of Nuclear Physics
of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences
Novosibirsk, Russian Federation

¹ a.rybak1@g.nsu.ru, <https://orcid.org/0000-0003-3586-9526>

² serge_smith@ngs.ru, <https://orcid.org/0000-0002-1627-8125>

³ arzhann1@ngs.ru, <https://orcid.org/0000-0002-8074-9737>

⁴ nazar@iae.nsk.su, <https://orcid.org/0000-0002-7106-3100>

Abstract

In this paper, we propose a design of a narrow-band quasi-optical filter with a central frequency $\nu = 806$ GHz ($\lambda = 372$ μm) suitable for the implementation of the undersampling technique in terahertz time-domain spectroscopy. The frequency was chosen to monitor the absorption line of the molecular gas CO in the local transparency window of the atmosphere. The filter is designed as the Fabry-Perot etalon based on a polypropylene film with frequency-selective surfaces (FFS) on both sides consisting of square slots in a sprayed aluminum layer. Through numerical simulation of the transmission of the proposed structure, we defined that the optimum ratio of the width of the metal bridge a to the pitch g of the FFS lies in the vicinity of $a/g = 0.5$. For g less than half of the operating wavelength λ , the FWHM of the filter is less than 4%, which is sufficient for the implementation of the undersampling method in terahertz time-domain spectroscopy.

Keywords

terahertz time-domain spectroscopy, frequency-selective surfaces, quasi-optical filters, undersampling

Funding

The reported study was funded by RFBR according to the research project № 20-32-90137.

The authors acknowledge the NSU Shared Equipment Center "VTAN" for the equipment provided for the project

For citation

Rybak A. A., Kuznetsov S. A., Arzhannikov A. V., Nikolaev N. A. Design of a Narrowband Filter for Implementing the Undersampling Method in Terahertz Time-Domain Spectrometers. *Siberian Journal of Physics*, 2022, vol. 17, no. 1, pp. 78–92. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2022-17-1-78-92

Введение

Терагерцовый (ТГц) диапазон частот электромагнитного спектра обычно определяют в пределах от 0,1 (иногда от 0,3) до 10 ТГц, что соответствует длинам волн от 3 (1) мм до 30 мкм. Для исследования диэлектрических свойств сред и материалов в данном диапазоне популярным является метод импульсной терагерцовой спектроскопии (ИТС, в англоязычной литературе Terahertz time-domain spectroscopy, или сокращенно THz-TDS). Метод основан на когерентном детектировании временной формы терагерцового (оптического) поля, что позволяет непосредственно определить его амплитуду и фазу, причем в широкой полосе частот. Это, в свою очередь, дает возможность измерить комплексную диэлектрическую проницаемость или комплексный показатель преломления материалов с высокой точностью. Типич-

ным сигналом спектрометра является одно- или двухпериодное колебание электромагнитного поля, длительностью ~ 1 пс (10^{-12} с), несущее широкий спектр частот [1; 2]. При детектировании сигнала осуществляется дискретизация непрерывной волновой формы поля с заданным временным интервалом и сохранение полученных значений в цифровом виде на компьютере. Таким образом, для ИТС справедлива теорема отсчетов (Уиттекера – Котельникова – Шенона) [3; 4]. Она выдвигает требования к временному интервалу выборки в соответствии с максимальной частотой, содержащейся в спектре сигнала. Так, например, при граничной частоте (на которой динамический диапазон спектрометра становится менее 1), равной $f_{\max} = 5$ ТГц временной интервал выборки должен составлять 100 пс, что соответствует частоте семплирования $f_{\text{sam}} = 2f_{\max} = 10$ ТГц.

Современные коммерчески доступные ИТС охватывают широкий спектральный диапазон от 50 ТГц до 6 ТГц [5; 6] и обладают динамическим диапазоном более 90 дБ в низкочастотной области спектра. Однако не для всех задач требуется измерение в широком спектре. Например, нами ранее была показана возможность сокращения времени измерения и повышения отношения сигнал / шум при измерениях на ИТС с использованием низкочастотных квазиоптических фильтров на основе частотно-избирательных поверхностей [7]. Они также называются антиалиасными (anti-alias) фильтрами, поскольку предотвращают смешение информативного спектра сигнала с компонентами (алиасами), лежащими выше частоты Найквиста, равной $f_{\text{sam}}/2$. Такие фильтры имеют повышенные требования к внеполосовому подавлению спектральных компонент сигнала и позволяют увеличить временной интервал дискретизации в системе детектирования ИТС, что в итоге значительно уменьшает время измерения или при его сохранении позволяет снизить шум за счет большего накопления сигнала. Аналогичным образом в ИТС может быть применен метод андерсемплинга (в зарубежной литературе undersampling или bandpass sampling) [8], который уменьшает время измерения посредством ограничения спектра сигнала полосовым фильтром. Иначе говоря, данный метод подобен предыдущему, но в противовес может работать со средними и высокими частотами сигнала.

Мы предполагаем два актуальных сценария применения метода андерсемплинга. Первый – это выделение в высокочастотной спектральной области сигнала узкой полосы, соответствующей окну прозрачности атмосферы [9]. Линии поглощения атмосферы в основном обусловлены вращательными и колебательно-вращательными модами молекулярного водяного пара. Их интенсивность значительно растет выше частоты 1 ТГц, что в совокупности с падением динамического диапазона спектрометров затрудняет проведение исследований методом ИТС на частотах выше 1,6 ТГц (рис. 1). Безусловно, герметичный бокс, закрывающий ТГц путь в спектрометре и продуваемый азотом, сухим воздухом или откачиваемый до вакуума, решает проблему влияния атмосферной влаги на измерения. Однако такой подход требует дополнительного времени на продувку / откачку, повышая влияние долговременного дрейф-сигнала, и в некоторых случаях не совместим с температурными измерениями, например, в случае установки в систему смещаемого криостата [10].

Второй сценарий – это исследование узкополосных резонансов. Такими резонансами могут обладать метаматериалы, например используемые в качестве сенсоров, в том числе биомолекул [11]. Типичным примером является металлическая наноантенна, обладающая резонансной частотой, близкой к колебательной частоте интересующей молекулы. При попадании молекулы в область локального усиления поля наноантенной на спектральном контуре плазмонного резонанса последней появляется узкополосный пик пропускания, индуцированный молекулой. Этот эффект называют Фано-резонансом, и его обычно описывают через систему связанных осцилляторов наноантенна-молекула.

Также не исключен сценарий, объединяющий оба предыдущих. Например, одной из задач, для которой предполагается применение метода андерсемплинга, является спектроскопия молекулярных газов. В нашем случае в качестве модельного газа выбран монооксид углерода. Поскольку молекула СО является симметричным волчком, ее ТГц спектр погло-

щения состоит из ряда эквидистантных линий (рис. 2). Благодаря этому свойству и доступности газа он часто применяется для калибровки терагерцовых спектрометров [12].

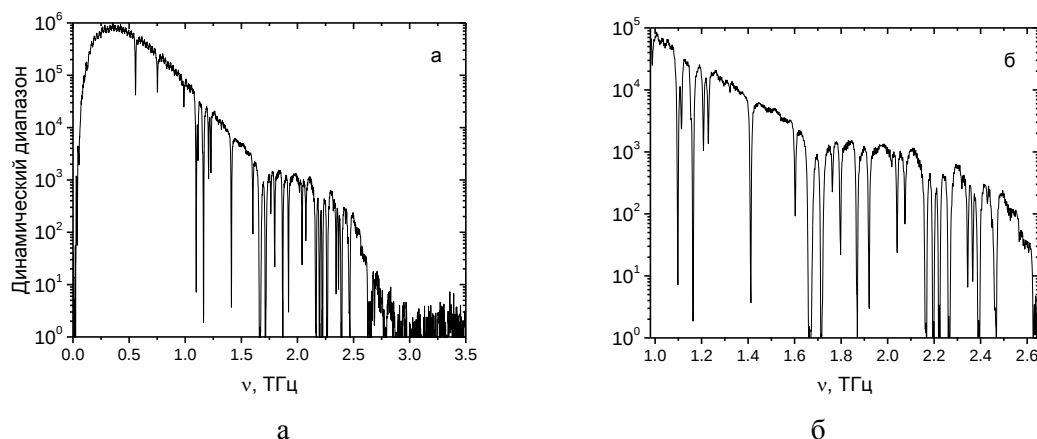


Рис. 1. Динамический диапазон ИТС, разработанного в ИАиЭ СО РАН: обзорный вид (а) и высокочастотная часть (б). Узкие линии подавления сигнала соответствуют линиям поглощения атмосферной влаги (H_2O)

Fig. 1. Dynamic range of the TDS developed at the IA&E SB RAS: overview (a) and high-frequency part (b). The narrow lines of signal suppression correspond to the absorption lines of atmospheric moisture (H_2O)

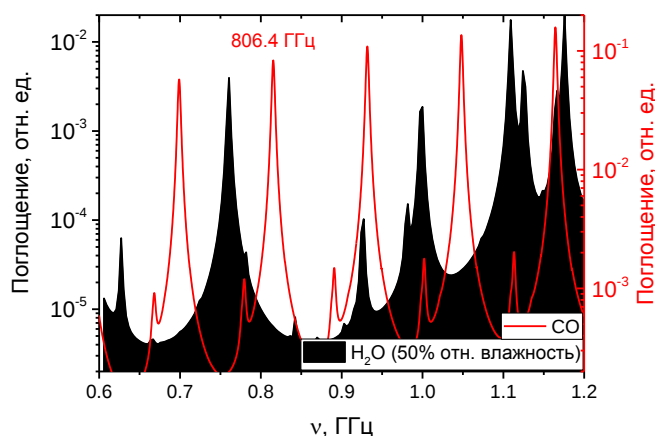


Рис. 2. Терагерцовый спектр поглощения атмосферной влаги при относительной влажности 50 % (черный) и спектр монооксида углерода (красный) из базы HITRAN (<https://hitran.iao.ru/>). Поглощение приведено в относительных единицах и нормировано для наглядности

Fig. 2. Terahertz absorption spectrum of atmospheric moisture at 50% relative humidity (black) and spectrum of carbon monoxide (red) from the HITRAN database (<https://hitran.iao.ru/>). Absorption is given in relative units and normalized for clarity

Для апробации метода андерсемплинга нами выбрана линия СО с частотой в окрестности 806 ГГц. Это обусловлено следующими факторами. Во-первых, выигрыш при применении метода андерсемплинга тем больше, чем выше частота полосы, поскольку именно в более высоких частотах наблюдается повышенный шум ИТС. С другой стороны, в окрестности 0,8 ТГц динамический диапазон спектрометра остается достаточным (на 2 порядка выше, чем на частотах выше 1,6 ТГц) для измерения сильных газовых линий. В свою очередь, про-

пускание окон прозрачности атмосферы начинает значительно падать на более высоких частотах (свыше десяти раз на частоте в окрестности 1,15 ТГц относительно 0,85 ТГц).

Целью данной работы является разработка узкополосного квазиоптического фильтра на основе частотно-избирательных поверхностей, предназначенного для реализации метода андерсемплинга в импульсной терагерцовой спектроскопии. Отметим, что, несмотря на существующий объем литературы по ИТС, нами не было найдено ни одной статьи, посвященной применению метода андерсемплинга совместно с данным видом спектроскопии.

Подход к разработке узкополосного квазиоптического ТГц фильтра

В данной работе рассмотрен подход к созданию узкополосного квазиоптического фильтра, основанный на использовании эталона Фабри – Перо с сеточными рефлекторами. Такой фильтр обеспечивает узкую полосу пропускания и последовательно совмещается с более широкополосным полосовым пропускающим фильтром (ППФ), выполненным на саморезонансных сетках и предназначенным для подавления высших резонансов эталона Фабри – Перо для обеспечения его монохроматичности.

Технология моделирования и изготовления широкополосных ППФ с шириной на полувысоте 10–20 % была представлена нами ранее в работах [13–16]. Такие фильтры были разработаны нами под задачи спектральной диагностики ТГц излучения в экспериментах по его генерации в плазме при инъекции мощного релятивистского электронного пучка [13; 14; 17; 18]. ППФ состоит из нескольких гальванических сеток, обычно в количестве 4–6 шт. в зависимости от необходимых характеристик результирующей полосы пропускания, и обеспечивает высокое внеполосовое подавление (3–6 порядков по мощности) вплоть до ближнего ИК диапазона. Каждая сетка представляет собой тонкую фольгу с регулярно расположенными субволновыми резонансными щелевыми элементами дипольного типа (как правило, в форме поляризационно-нечувствительных крестов или трилистников), изготовленными фотолитографически. Такие сетки также называются саморезонансными, поскольку работают на локализованном плазмонном резонансе, обусловленном возбуждением локальных стоячих волн на щелях сетки [19]. Последнее приводит к многократному усилению локального поля в области щелей и, как следствие, к близкому к единице пропусканию сетки на ее резонансной частоте. В микроволновой литературе подобные структуры известны под термином «частотно-избирательные поверхности» (ЧИП) [20; 21]. Существенно, что резонансная длина волны ЧИП λ_{res} лежит выше точки возбуждения высших дифракционных гармоник, что обеспечивается условием:

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

где g – эффективный латеральный период ячеек ЧИП, θ – угол падения. В случае $g \ll \lambda_{\text{res}}$ для ЧИП принято использовать термин «метаповерхность» [22; 23].

Как будет показано ниже, для реализации метода андерсемплинга ширина полосы пропускания фильтра должна составлять менее 4 %. Отметим, что ширина полосы фильтрации одиночной ЧИП, входящей в состав ППФ, убывает с уменьшением ширины щелей по квазилинейному закону [24; 25], что на первый взгляд позволяет соответствующим образом изменить дизайн ЧИП для необходимого сужения ширины полосы многосеточного фильтра. Наши исследования, однако, показали, что пиковое пропускание ППФ быстро деградирует при сужении щелей ЧИП, что обусловлено двумя факторами: 1) быстрым возрастанием омических потерь в сетках на частоте резонанса; 2) рассогласованием импеданса сетки и свободного пространства, приводящего в случае узких щелей к резкому возрастанию коэффициента отражения. Указанные факторы позволяют сделать вывод, что уменьшение ширины полосы ППФ ниже 10 % не является целесообразным при создании ППФ с высоким (> 85 %) коэффициентом пропускания в максимуме, а оптимальным решением получения свободного от

внеполосовых гармонических резонансов узкополосного фильтра с шириной полосы в несколько процентов является интеграция ППФ с узкополосным фильтром Фабри – Перо (ФФП).

Дизайн фильтра Фабри – Перо и моделирование его характеристик

1. Концепция фильтра

ФФП представляет собой открытый квазиоптический резонатор, сформированный двумя плоскопараллельными отражателями (зеркалами), имеющими высокие коэффициенты отражения ρ_1 , ρ_2 (рис. 3). ФФП является вариантом многолучевого интерферометра Фабри – Перо [26] с тем отличием, что первый работает на плоскопараллельном волновом пучке без непосредственного образования пространственной интерференционной картины. В том случае, когда расстояние между зеркалами ФФП строго фиксировано и не может механически варьироваться, для фильтра принято также использовать термин «эталон Фабри – Перо».

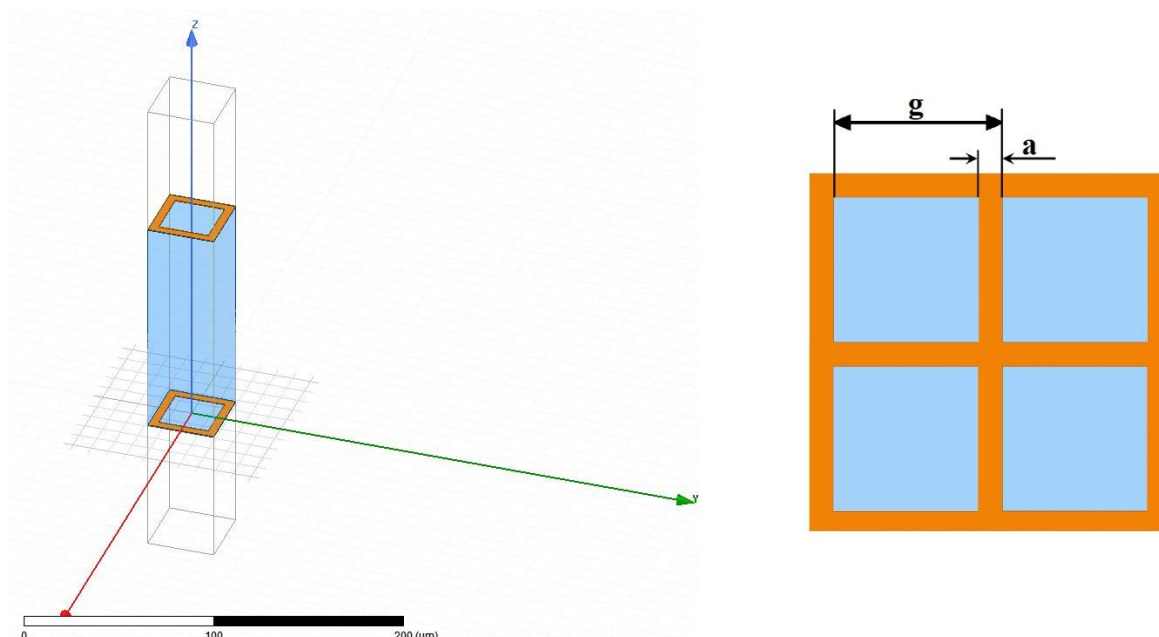


Рис. 3. Элементарная ячейка периодической структуры фильтра Фабри – Перо с металлическими сеточными отражателями (показаны оранжевым цветом), разделенными диэлектрическим слоем (показан голубым): слева – в изометрической проекции, справа – 2D вид сверху. Рисунок соответствует случаю квадратных сеток, моделировавшемуся в данной работе (g – латеральный период сетки, a – ширина металлических перемычек между ячейками)

Fig. 3. A unit cell of a periodic structure Fabry – Perot filter with metal mesh reflectors (orange) separated by a dielectric layer (blue): left – isometric plane, right – 2D top view. The figure corresponds to the case of square grids modeled in this work (g is the lateral period of the grid, a is the width of the metal bridges between the cells)

Как следует из теории ФФП [26], двухзеркальная система имеет пиковое пропускание на длинах волн $\lambda_m^{\max}$, соответствующих условию конструктивной интерференции соседних лучей (парциальных волн), образующихся в результате деления основной волны при последовательном отражении от зеркал:

$$4\pi \frac{nL}{\lambda_m^{\max}} \cos\theta - (\phi_1 + \phi_2) = 2m\pi, \quad (2)$$

где m – порядок интерференции; L и n – расстояние и показатель преломления среды между зеркалами соответственно, θ – угол падения излучения, отсчитываемый от нормали; $\phi_1 = \text{Arg}(\rho_1)$, $\phi_2 = \text{Arg}(\rho_2)$ – фазы коэффициентов отражения зеркал, которые в общем случае не равны $\pm\pi$.

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

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_m^{\max}} \cong \frac{\Re}{m\pi + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}}, \quad (3)$$

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

$$T_{\max} = \frac{|\tau_1|^2 |\tau_2|^2}{(1 - |\rho_1||\rho_2|)^2}. \quad (4)$$

Важно отметить, что в оптическом диапазоне длин волн в качестве зеркал ФФП используются отражательные металлические или многослойные диэлектрические покрытия [27], для которых коэффициент поглощения A относительно мал: $A_i = 1 - |\tau_i|^2 - |\rho_i|^2 \ll 1$. В этом случае, как нетрудно показать на основе соотношения (4), величина $T_{\max}$ может быть легко обеспечена на приемлемом для практики уровне, составляя десятки (вплоть до сотни) процентов. Напротив, при переходе в дальний ИК или ТГц диапазоны, для которых создание многослойных диэлектрических покрытий представляет непростую технологическую задачу ввиду большой рабочей длины волны (в десятки и сотни мкм), применение отражателей на основе металлических пленок сталкивается с принципиальной трудностью: ввиду высокой отражательной способности пленок в указанной области спектра, уменьшение их толщины для достижения приемлемого коэффициента пропускания зеркал ФФП приводит к резкому увеличению омических потерь в металлическом слое [28; 29] и, как следствие, резкому падению величины $T_{\max}$. Решение указанной проблемы состоит в замене сплошных отражательных пленок на перфорированные. Действительно, при использовании высокопроводящего металлического слоя с толщиной больше толщины скин-слоя его коэффициент поглощения может быть обеспечен на уровне $\sim 1\%$ и меньше, в то время как необходимый уровень прозрачности / отражения легко реализуется путем создания в металлическом слое сквозных отверстий с заданным коэффициентом заполнения металлом, т. е. в результате превращения сплошного металлического слоя в сетку. Во избежание дифракционных потерь при произвольном угле падения излучения на сетку ($\theta = 0 \div \pi/2$) латеральный период расположения ячеек квадратной сетки g должен быть вдвое меньше длины волны, как это следует из приведенного выше условия дифракционной одномодовости (1): $g/\lambda_{\text{res}} < 1/2$.

Описанная идея субволновой металлической сетки, как перфорированного отражателя ФФП с малым коэффициентом поглощения на практике оказалась очень плодотворной. Фактически данный подход был изложен еще в 50-х гг. XX в. [30] и впоследствии получил инструментальное развитие в работах различных исследовательских групп при создании квазиоптической аппаратуры для спектральных измерений от дальнего ИК диапазона до миллиметровых волн [31–36]. Отметим, что сеточные рефлекторы являются разновидностью ЧИП. Как правило, геометрия отверстий в таких рефлекторах выбирается круглой или квадратной, что обеспечивает отсутствие локализованных плазмонных резонансов вплоть до точки дифракции. АЧХ пропускания / отражения подобных сеток – плавно возрастающая / убываю-

щая (в длинноволновом пределе квадратично) функция, что является необходимым критерием для сохранения селективных характеристик ФФП в пределах его рабочей полосы.

2. Полноволновое электродинамическое моделирование

В данной работе расчет и оптимизация ФФП выполнены с использованием коммерческого пакета 3-мерного электродинамического моделирования ANSYS® Electromagnetics Suite R19. Данный пакет является хорошо известным программным продуктом класса “3D Full Wave Analysis”, использующим метод конечных элементов для численного интегрирования уравнений Максвелла в частотной области. При моделировании ФФП как регулярно-периодической структуры использован режим портов Флоке с периодическими граничными условиями (“Master-Slave” Boundary Conditions), применяемыми к элементарной ячейке ФФП (см. рис. 3). Порты Флоке располагались на расстоянии, равном удвоенному периоду ячейки структуры ($2g$) сверху и снизу от ее поверхностей по нормали к оси Z .

В качестве базового дизайна сеток нами использована «классическая» геометрия квадратно-упакованных ячеек с отверстиями квадратной формы (см. рис. 3). Сеточные рефлекторы предполагались размещенными на поверхности полипропиленовой (ПП) пленки, обеспечивающей фиксацию зазора между сетками и имеющей низкий тангенс диэлектрических потерь. Комплексная диэлектрическая проницаемость ПП задавалась равной $\epsilon = 2,28 \cdot (1 - j \cdot 10^{-3})$, проводимость и толщина металла сеток – $1,5 \cdot 10^7$ Ом/м и 0,4 мкм соответственно. Толщина ПП пленки задавалась в окрестности 120 мкм, что связано с доступными нам образцами пленок и близостью данного значения к длине волны $\lambda_0^{\max}$ фундаментального резонанса ФФП, который по условию задачи должен совпадать с длиной волны излучения 372 мкм, соответствующей частоте 806 ГГц:

$$L \approx \frac{\lambda_0^{\max}}{2n}, \quad (5)$$

где $n = \text{Re} \sqrt{\epsilon}$. Соотношение (5) получено из (2) для $m = 0$, с учетом того, что в длинноволновом приближении $\phi_1 = \phi_2 \approx \pi$.

На первом этапе были проведены предварительные поисковые расчеты для различного отношения параметров a/g в диапазоне от 0,1 до 0,8. При фиксированном отношении a/g моделировались спектры пропускания ФФП при значении $g = p \times \lambda_0^{\max}$, где параметр p принимал значения от 0,1 до 0,5 с шагом 0,05. Характерный вид полученных кривых представлен на рис. 4. Для примера приведены данные для $a/g = 0,25$.

Чтобы определить оптимальный диапазон значений геометрических параметров структуры, соответствующий поставленной задаче, нами был проведен анализ полученных кривых и построены зависимости амплитуд (максимума пропускания, $T_{\max}$) и относительных ширины резонансов ($\Delta\lambda/\lambda_m^{\max}$) от параметра p . В результате стало ясно, что оптимальные значения для нашей задачи лежат в окрестности $a/g = 0,5$, поэтому на втором этапе был дополнительно проведен более детальный расчет для диапазона значений a/g от 0,4 до 0,6 (рис. 5). Ввиду большого объема полученных данных здесь мы ограничимся только результатами, полученными на втором этапе.

Далее мы покажем, что полная ширина на полувысоте полосы пропускания фильтра должна быть менее 4 % для реализации метода андерсемплинга в импульсном терагерцовом спектрометре, а пока будем использовать это значение как отправную точку.

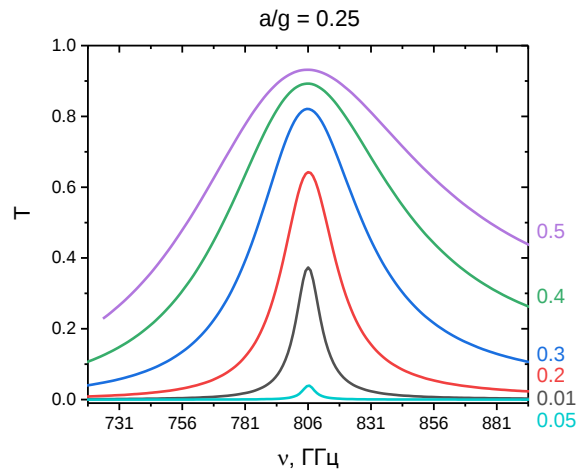


Рис. 4. Пропускание структуры, представленной на рис. 2, с различными значениями параметров $g = p \times \lambda_0^{\max}$, где $a/g = 0,25$. Значение параметра p указано для каждой кривой соответствующим цветом справа

Fig. 4. The transmission of the structure represented in fig. 2. with different values of the parameters $g = p \times \lambda_0^{\max}$, where $a/g = 0.25$. The value of the parameter p is indicated for each curve by the corresponding color on the right

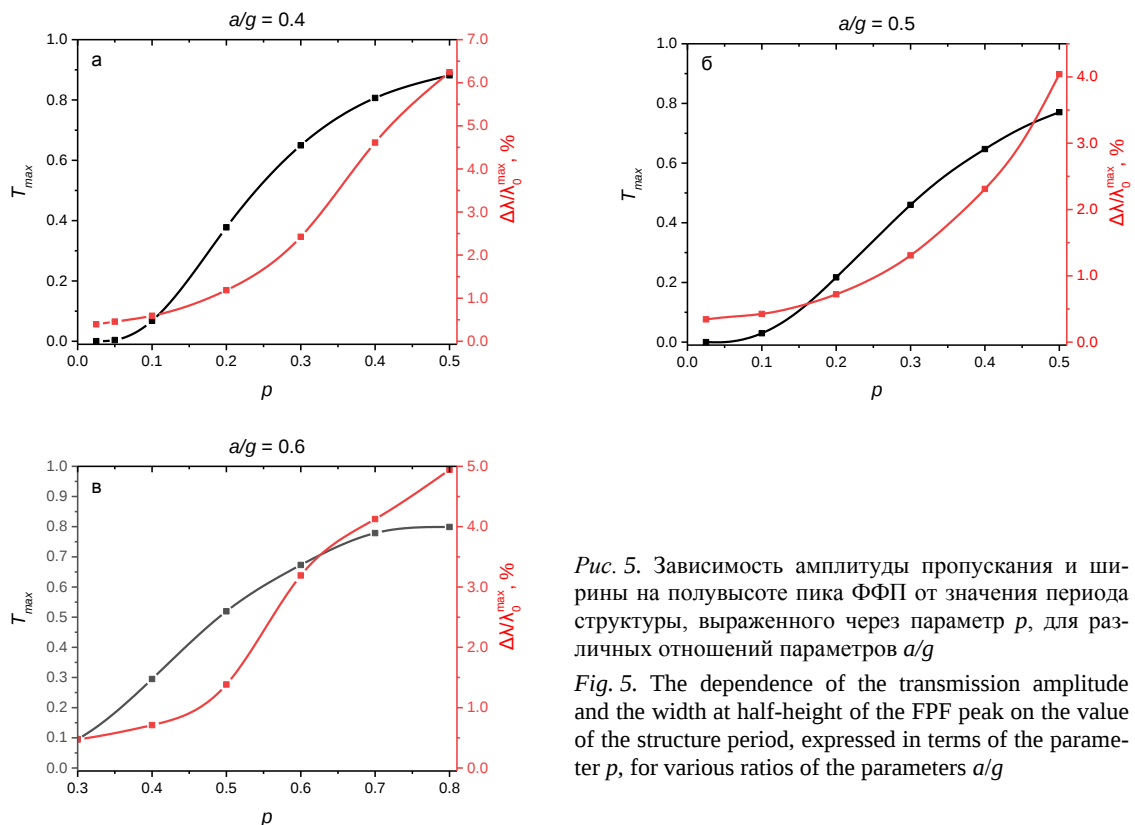


Рис. 5. Зависимость амплитуды пропускания и ширины на полувывоте пика ФФП от значения периода структуры, выраженного через параметр p , для различных отношений параметров a/g

Fig. 5. The dependence of the transmission amplitude and the width at half-height of the FPF peak on the value of the structure period, expressed in terms of the parameter p , for various ratios of the parameters a/g

Согласно рис. 5, для $\Delta\lambda/\lambda_m^{\max} = 4\%$ имеем: при $a/g = 0,4$ $T_{\max} = 88\%$; при $a/g = 0,5$ $T_{\max} = 77\%$; при $a/g = 0,6$ $T_{\max} = 76\%$. Однако при уменьшении ширины полосы фильтра до 2 %, что, возможно, потребует для повышения эффекта от применения метода андерсемплинга, пропускание изменится заметным образом, так при $a/g = 0,4$ $T_{\max} = 29\%$; при $a/g = 0,5$ $T_{\max} = 45\%$; при $a/g = 0,6$ $T_{\max} = 40\%$. Таким образом, для дальнейших оценок мы остановимся на отношении $a/g = 0,5$ как более близком к оптимальному по параметру пропускания для фильтров с шириной полосы уже 4 %. Параметр p также выбран равным 0,5.

Оценка эффекта при применении андерсемплинга

Далее проведена оценка спектра пропускания комплексного фильтра, состоящего из доступного полосового фильтра с центральной частотой 800 ГГц и шириной полосы 20 %, и промоделированного выше ФФП с шириной 4 %. Результаты представлены на рис. 6.

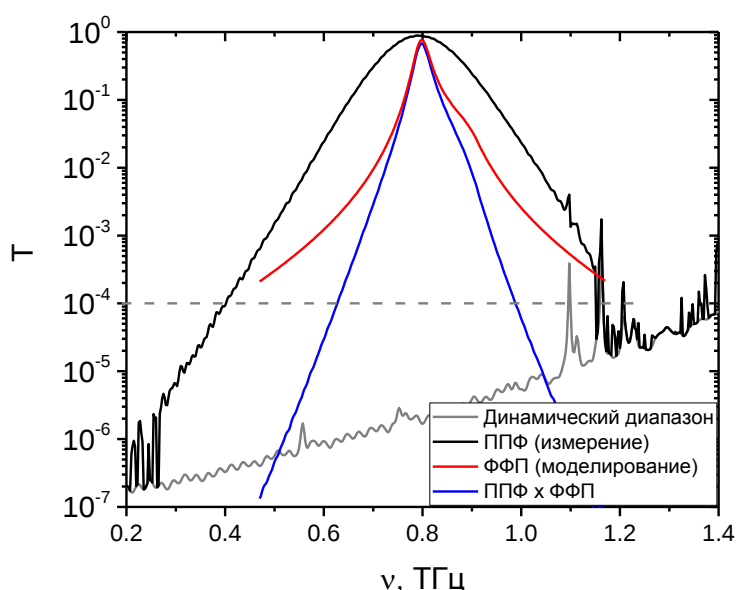


Рис. 6. Оценка пропускания комплексного фильтра (синий), состоящего из доступного полосового фильтра с центральной частотой 800 ГГц и шириной полосы 20 % (черный – экспериментальное измерение) и фильтра Фабри – Перо (красный – численный расчет). Серой сплошной линией указан динамический диапазон импульсного ТГц спектрометра. Серый пунктир для наглядности показывает уровень пропускания 10^{-4}

Fig. 6. Estimation of the transmission of a complex filter (blue) consisting of an available bandpass filter with a center frequency of 800 GHz and a bandwidth of 20 % (black – experimental measurement) and a Fabry – Perot filter (red – numerical calculation). The gray solid line indicates the dynamic range of the TDS. The gray dotted line shows a transmission level of 10^{-4} for clarity

Контур пропускания результирующего узкополосного фильтра представлен синим цветом. Для оценки предположим, что алиасинг от внеполосового сигнала будет ниже уровня 10^{-4} , так как отношение сигнал / шум (не путать с динамическим диапазоном) терагерцовых спектрометров обычно не превышает 10^3 , такой уровень искажений затеряется в шумах. По уровню 10^{-4} левая и правая границы полосы фильтра составляют $\nu_L = 627,3$ ГГц и $\nu_H = 988,3$ ГГц соответственно. Таким образом, из метода андерсемплинга можно оценить параметр s – во сколько раз возможно увеличение шага семплирования:

$$1 \leq s \leq \frac{v_H}{v_H - v_L}.$$

В нашем случае параметр s лежит в диапазоне от 1 до 2,74, и поскольку он может принимать целочисленные значения, то нам доступно $s = 2$.

В результате нами показано, что при выборе параметров $a/g = 0,5$, $p = 0,5$ возможна разработка узкополосного фильтра с максимумом пропускания $\sim 68\%$, позволяющим применение метода андерсемплинга в импульсном ТГц спектрометре при увеличении шага семплирования в 2 раза. Оценочно, выбор $a/g = 0,5$ и p в диапазоне 0,35–0,4 позволит установить параметр андерсемплинга $s = 4$, за счет большего сужения полосы пропускания результирующего фильтра и уменьшения ее максимума приблизительно до 27 %, что на самом деле не является критичным, так как динамический диапазон ИТС, как видно из рис. 6, более 10^5 в окрестности частот 800 ГГц.

Также стоит отметить, что рассматриваемая для детектирования ширина газовой линий составляет менее 4 ГГц, при этом абсолютная ширина результирующего узкополосного фильтра составит около 16 ГГц при относительной ширине 2 %. Таким образом, рассчитанный фильтр вполне пригоден для поставленной задачи.

Заключение

В данной работе рассмотрен подход к созданию узкополосного квазиоптического фильтра, основанный на использовании эталона Фабри – Перо. Фильтр представляет собой полипропиленовую пленку с нанесенными с обеих сторон частотно-избирательными поверхностями в форме квадратных прорезей в напыленном алюминиевом слое. Посредством численного моделирования пропускания предложенной структуры при выборе отношения $a/g = 0,5$, где a – ширина металлической перемычки, g – период микроструктуры, который составляет менее половины рабочей длины волны ($\lambda = 372$ мкм), показано, что полная ширина на полувысоте пропускания полученного фильтра составляет менее 4 %, что достаточно для реализации метода андерсемплинга в импульсных терагерцевых спектрометрах. Путем фильтрации широкополосного сигнала спектрометра и увеличения шага семплирования ТГц импульса предполагается возможным сокращение времени сбора данных до 4 раз.

На следующем этапе данного исследования предполагается изготовление разработанного фильтра и экспериментальная апробация предложенного подхода.

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. Т. 46, № 3. С. 110–117.
2. Sartorius B., Roehle H., Künzel H., Böttcher J., Schlak M., Stanze D., Venghaus H., Schell M. All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5 μm telecom wavelengths. *Optics Express*, 2008, vol. 16, no. 13, pp. 9565–9570.
3. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы: Учебник для вузов. М.: Радио и связь, 1986. 512 с.
4. Shannon C. Communication in the presence of noise. *Proc. IRE*, 1949, vol. 37, no. 1, pp. 10–21.
5. Vieweg N., Rettich F., Deninger A., Roehle H., Dietz R., Göbel T., Schell M. Terahertz-time domain spectrometer with 90 dB peak dynamic range. *J. Infrared, Millim. Terahertz Waves*, 2014, vol. 35, no. 10, pp. 823–832.
6. Stehr D., Morris C. M., Schmidt C., Sherwin M. S. High-performance fiber-laser-based terahertz spectrometer. *Opt. Lett.*, 2010, vol. 35, no. 22, pp. 3799–3801.

7. Рыбак А. А., Николаев Н. А., Кузнецов С. А., Yang Sh.-H. Применение ёмкостных микроструктур в качестве антиалиасных фильтров для задач широкополосной импульсной терагерцовой спектроскопии // *Автометрия*. 2020. Т. 56, № 1. С. 124–132.
8. Harada H., Prasad R. *Simulation and Software Radio for Mobile Communications*. Artech House, 2002. 395 p.
9. Slocum David M. et al. Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2013, vol. 127, pp. 49–63.
10. Wang Ch.-R. et al. Phase-matching in KTP crystal for THz wave generation at room temperature and 81 K. *Infrared Physics & Technology*, 2019, vol. 97, pp. 1–5.
11. Wendao X., Xie L., Ying Y. Mechanisms and applications of terahertz metamaterial sensing: a review. *Nanoscale*, 2017, vol. 9, no 37, pp. 13864–13878.
12. Withawat W., Naftaly M. Fundamentals of measurement in terahertz time-domain spectroscopy. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2014, vol 35, no. 8, pp. 610–637.
13. Thumm M. K. A., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., et al. Generation of High Power THz Waves in Relativistic Electron Beam Plasma and Two-Sheet-Beam FEM. *Terahertz Sci. and Tech.*, 2012, vol. 5, no. 1, pp. 18–39.
14. Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Вячеславов Л. Н. и др. Диагностический комплекс для исследований генерации субтерагерцового излучения при пучково-плазменном взаимодействии на установке ГОЛ-3 // *Физика плазмы*. 2012. Т. 38, № 6. С. 496–505.
15. Kuznetsov S. A., Astafyev M. A., Gelfand A. V., Arzhannikov A. V. Microstructured Frequency Selective Quasi-Optical Components for Submillimeter-Wave Applications. In: Proc. 44th European Microwave Conf. (*EuMC 2014*). Rome, Italy, October 6–9, 2014, Article no. 6986576, pp. 881–884.
16. Кузнецов С. А., Гельфанд А. В. Исследование спектральных характеристик микроструктурных квазиоптических полосовых фильтров субтерагерцового диапазона // *Изв. высших учебных заведений. Физика*. 2015. Т. 58, № 11. С. 113–120.
17. Thumm M. K. A., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., et al. Generation of High-Power Sub-THz Waves in Magnetized Turbulent Electron Beam Plasmas. *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, 2014, vol. 35, no. 1, pp. 81–90.
18. Arzhannikov A. V., Thumm M. K. A., Burdakov A. V., et al. Two ways for high-power generation of subterahertz radiation by usage of strong relativistic electron beams”. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2015, vol. 5, no. 3, pp. 478–485.
19. Kuznetsov S. A., Arzhannikov A. V., Gelfand A. V. et al. Microstructured Quasi-Optical Selective Components for Subterahertz and Terahertz Applications // *Вестник НГУ. Серия: Физика*. 2010. Т. 5, вып. 4, С. 79–90.
20. Munk B. *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design*. J. Wiley & Sons, 2000.
21. Касьянов А. О., Обуховец В. А. Частотно-избирательные поверхности. Основные области применения // *Антенны*. 2005. № 9. С. 4–12.
22. 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, vol. 54, no. 2, pp. 10–35.
23. Glybovski S. B., Tretyakov S. A., Belov P. A., Kivshar Y. S., Simovski C. R. Metasurfaces: From microwaves to visible. *Phys. Reports*, 2016, vol. 634, pp. 1–72.
24. Möller K. D., Warren J. B., Heaney J. B., Kotecki C. Cross-shaped bandpass filters for the near- and mid-infrared wavelength regions. *Appl. Opt.*, 1996, vol. 35, pp. 6210–6215.
25. Chase S. T., Joseph R. D. Resonant array bandpass filters for the far infrared. *Appl. Opt.*, 1983, vol. 22, pp. 1775–1779.
26. Кузнецов С. А., Астафьев М. А., Скляр В. Ф., Лазорский П. А., Аржанников А. В. Спектральные измерения диэлектрических свойств полипропиленовых пленок в субтерагерцовом диапазоне частот // *Вестник НГУ. Серия: Физика*. 2014. Т. 9, № 4. С. 15–38.

27. **Розенберг Г. В.** Оптика тонкослойных покрытий. М.: ГИФМЛ, 1958.
28. **Каплан А. Е.** Об отражательной способности металлических пленок в СВЧ- и радиодиапазоне // Радиотехника и электроника. 1964. № 10. С. 1781–1787.
29. **Carli B.** Reflectivity of metallic films in the infrared. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, vol. 67, no. 7, pp. 908–910.
30. **Casey J. P., Lewis E. A.** Interferometer Action of a Parallel Pair of Wire Gratings. *J. Opt. Soc. Am.*, 1952, vol. 42, pp. 971–977.
31. **Renk K. F., Genzel L.** Interference Filters and Fabry-Perot Interferometers for the Far Infrared. *Appl. Opt.*, 1962, vol. 1, pp. 643–648.
32. **Ulrich R., Renk K. F., Genzel L.** Tunable Submillimeter Interferometers of the Fabry-Perot Type. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1963, vol. 11, no. 5, pp. 363–371.
33. **Rawcliffe R. D., Randall C. M.** Metal Mesh Interference Filters for the Far Infrared. *Appl. Opt.*, 1967, vol. 6, pp. 1353–1358.
34. **Sakai K., Fukui T., Tsunawaki Y., Yoshinaga H.** Metallic mesh bandpass filters and Fabry-Perot interferometer for the far infrared. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1969, no. 8, pp. 1046–1055.
35. **Steup D.** A tuneable 600 GHz bandpass-filter with large free-spectral-range. *Int. J. Infrared Milli Waves*, 1992, no. 13, pp. 1767–1779.
36. **Kozlov G. V., Volkov V. V.** Coherent Source Submillimeter Wave Spectroscopy. In: Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids (Topics in Applied Physics, Vol. 74). Ed. by G. Gruener. Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1998, pp. 51–109.

References

1. **Antsygin V. D., Mamrashev A. A., Nikolaev N. A., Potaturkin O. I.** Small-size terahertz spectrometer using the second harmonic of a femtosecond fiber laser. *Optoelectron. Instrument. Proc.*, 2010, vol. 46, no. 3, pp. 294–300.
2. **Sartorius B., Roehle H., Künzel H., Böttcher J., Schlak M., Stanze D., Venghaus H., Schell M.** All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5 μm telecom wavelengths. *Optics Express*, 2008, vol. 16, no. 13, pp. 9565–9570.
3. **Gonorovsky I. S.** Radio engineering circuits and signals: Textbook for universities. Moscow, Radio and communication, 1986, 512 p.
4. **Shannon C.** Communication in the presence of noise. *Proc. IRE*, 1949, vol. 37, no. 1, pp. 10–21.
5. **Vieweg N., Rettich F., Deninger A., Roehle H., Dietz R., Göbel T., Schell M.** Terahertz-time domain spectrometer with 90 dB peak dynamic range. *J. Infrared, Millim. Terahertz Waves*, 2014, vol. 35, no. 10, pp. 823–832.
6. **Stehr D., Morris C. M., Schmidt C., Sherwin M. S.** High-performance fiber-laser-based terahertz spectrometer. *Opt. Lett.*, 2010, vol. 35, no. 22, pp. 3799–3801.
7. **Rybak A. A., Nikolaev N. A., Kuznetsov S. A., Yang Sh.-H.** Application of Capacitive Microstructures as Anti-Aliasing Filters for Terahertz Time-Domain Spectroscopy. *Optoelectron. Instrument. Proc.*, 2020, vol. 56, no. 1, pp. 101–108.
8. **Harada H., Prasad R.** Simulation and Software Radio for Mobile Communications. Artech House, 2002. 395 p.
9. **Slocum David M. et al.** Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2013, vol. 127, pp. 49–63.
10. **Wang Ch.-R. et al.** Phase-matching in KTP crystal for THz wave generation at room temperature and 81 K. *Infrared Physics & Technology*, 2019, vol. 97, pp. 1–5.
11. **Wendao X., Xie L., Ying Y.** Mechanisms and applications of terahertz metamaterial sensing: a review. *Nanoscale*, 2017, vol. 9, no 37, pp. 13864–13878.

12. **Withawat W., Naftaly M.** Fundamentals of measurement in terahertz time-domain spectroscopy. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2014, vol 35, no. 8, pp. 610–637.
13. **Thumm M. K. A., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., et al.** Generation of High Power THz Waves in Relativistic Electron Beam Plasma and Two-Sheet-Beam FEM. *Terahertz Sci. and Tech.*, 2012, vol. 5, no. 1, pp. 18–39.
14. **Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Vyacheslavov L. N. et al.** Diagnostic complex for studying the generation of subterahertz radiation during beam-plasma interaction at the GOL-3 facility. *Plasma Phys.*, 2012. vol. 38, no. 6. pp. 496–505. (in Russ.)
15. **Kuznetsov S. A., Astafyev M. A., Gelfand A. V., Arzhannikov A. V.** Microstructured Frequency Selective Quasi-Optical Components for Submillimeter-Wave Applications. In: Proc. 44th European Microwave Conf. (*EuMC 2014*). Rome, Italy, October 6–9, 2014, Article no. 6986576, pp. 881–884.
16. **Kuznetsov S. A., Gelfand A. V.** Investigation of Spectral Characteristics for Microstructured Quasi-Optical Bandpass Subterahertz Filters. *Russ. Phys. J.*, 2016, vol. 58, no. 11, pp. 1605–1612.
17. **Thumm M. K. A., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., et al.** Generation of High-Power Sub-THz Waves in Magnetized Turbulent Electron Beam Plasmas. *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, 2014, vol. 35, no. 1, pp. 81–90.
18. **Arzhannikov A. V., Thumm M. K. A., Burdakov A. V., et al.** Two ways for high-power generation of subterahertz radiation by usage of strong relativistic electron beams”. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2015, vol. 5, no. 3, pp. 478–485.
19. **Kuznetsov S. A., Arzhannikov A. V., Gelfand A. V. et al.** Microstructured Quasi-Optical Selective Components for Subterahertz and Terahertz Applications. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2010, vol. 5, no. 4, pp. 79–90.
20. **Munk B.** Frequency Selective Surfaces: Theory and Design. *J. Wiley & Sons*, 2000.
21. **Kasyanov A. O., Obukhovets V. A.** Frequency-selective surfaces. Main areas of application. *Antennas*, 2005, no. 9, pp. 4–12. (in Russ.)
22. **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, vol. 54, no. 2, pp. 10–35.
23. **Glybovski S. B., Tretyakov S. A., Belov P. A., Kivshar Y. S., Simovski C. R.** Metasurfaces: From microwaves to visible. *Phys. Reports*, 2016, vol. 634, pp. 1–72.
24. **Möller K. D., Warren J. B., Heaney J. B., Kotecki C.** Cross-shaped bandpass filters for the near- and mid-infrared wavelength regions. *Appl. Opt.*, 1996, vol. 35, pp. 6210–6215.
25. **Chase S. T., Joseph R. D.** Resonant array bandpass filters for the far infrared. *Appl. Opt.*, 1983, vol. 22, pp. 1775–1779.
26. **Kuznetsov S. A., Astafiev M. A., Sklyarov V. F., Lazorsky P. A., Arzhannikov A. V.** Spectral measurements of the dielectric properties of polypropylene films in the subterahertz frequency range. *Vestnik NSU. Series: Physics*, 2014, vol. 9, no. 4, pp. 15–38. (in Russ.)
27. **Rosenberg G. V.** Optics of thin-layer coatings. Moscow, GIFML, 1958. (in Russ.)
28. **Kaplan A. E.** On the reflectivity of metal films in the microwave and radio ranges. *Radio engineering and electronics*, 1964, no. 10, pp. 1781–1787. (in Russ.)
29. **Carli B.** Reflectivity of metallic films in the infrared. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, vol. 67, no. 7, pp. 908–910.
30. **Casey J. P., Lewis E. A.** Interferometer Action of a Parallel Pair of Wire Gratings. *J. Opt. Soc. Am.*, 1952, vol. 42, pp. 971–977.
31. **Renk K. F., Genzel L.** Interference Filters and Fabry-Perot Interferometers for the Far Infrared. *Appl. Opt.*, 1962, vol. 1, pp. 643–648.
32. **Ulrich R., Renk K. F., Genzel L.** Tunable Submillimeter Interferometers of the Fabry-Perot Type. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 1963, vol. 11, no. 5, pp. 363–371.

33. **Rawcliffe R. D., Randall C. M.** Metal Mesh Interference Filters for the Far Infrared. *Appl. Opt.*, 1967, vol. 6, pp. 1353–1358.
34. **Sakai K., Fukui T., Tsunawaki Y., Yoshinaga H.** Metallic mesh bandpass filters and Fabry-Perot interferometer for the far infrared. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1969, no. 8, pp. 1046–1055.
35. **Steup D.** A tuneable 600 GHz bandpass-filter with large free-spectral-range. *Int. J. Infrared Milli Waves*, 1992, no. 13, pp. 1767–1779.
36. **Kozlov G. V., Volkov V. V.** Coherent Source Submillimeter Wave Spectroscopy. In: *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids (Topics in Applied Physics, Vol. 74)*. Ed. by G. Gruener. Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1998, pp. 51–109.

Информация об авторах

Алина Анатольевна Рыбак, аспирант 4-го курса НГУ

WoS Researcher ID AAR-1373-2020

Scopus Author ID 57216637852

Сергей Александрович Кузнецов

WoS Researcher ID A-6723-2014

Scopus Author ID 56426776500

Андрей Васильевич Аржанников, доктор физико-математических наук

WoS Researcher ID C-2443-2019

Scopus Author ID 7004910972

Назар Александрович Николаев, кандидат технических наук

WoS Researcher ID AAN-1279-2019

Scopus Author ID 56363884600

Information about the Authors

Alina A. Rybak, Post-Graduate Student

WoS Researcher ID AAR-1373-2020

Scopus Author ID 57216637852

Sergei A. Kuznetsov

WoS Researcher ID A-6723-2014

Scopus Author ID 56426776500

Andrey V. Arzhannikov, Doctor of Sciences (Physics and Mathematics)

WoS Researcher ID C-2443-2019

Scopus Author ID 7004910972

Nazar A. Nikolaev, Candidate of Science (Technology)

WoS Researcher ID AAN-1279-2019

Scopus Author ID 56363884600

Статья поступила в редакцию 16.11.2021;

одобрена после рецензирования 10.12.2021; принята к публикации 10.12.2021

The article was submitted 16.11.2021;

approved after reviewing 10.12.2021; accepted for publication 10.12.2021