

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ  
«ОБЩАЯ ФИЗИКА»**

Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

## ПАРАМЕТРЫ ФОРМЫ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИНИЙ $H_2O$ В СУБТГц ДИАПАЗОНЕ

И.Н. Вилков, Г.Ю. Голубятников, М.А. Кошелев, А.И. Чернова,  
И.И. Леонов, М.Ю. Третьяков

ИПФ РАН

Водяной пар является основным атмосферным поглотителем излучения в широком диапазоне частот, оказывающим доминирующее влияние на радиационный баланс Земли, и основным парниковым газом, влияющим на погоду и климат планеты [1]. Спектральные линии водяного пара используются для радиометрических исследований атмосферы Земли. Развитие современной техники дистанционного мониторинга предъявляет все больше требований к полноте и качеству лабораторной спектроскопической информации о параметрах линий атмосферных газов в максимально широком спектральном диапазоне. Поэтому основной целью данной работы является исследование влияния столкновений молекул на форму наиболее интенсивных линий воды в диапазоне частот от 300 до 800 ГГц и точное количественное определение параметров этих линий для моделирования атмосферного поглощения.

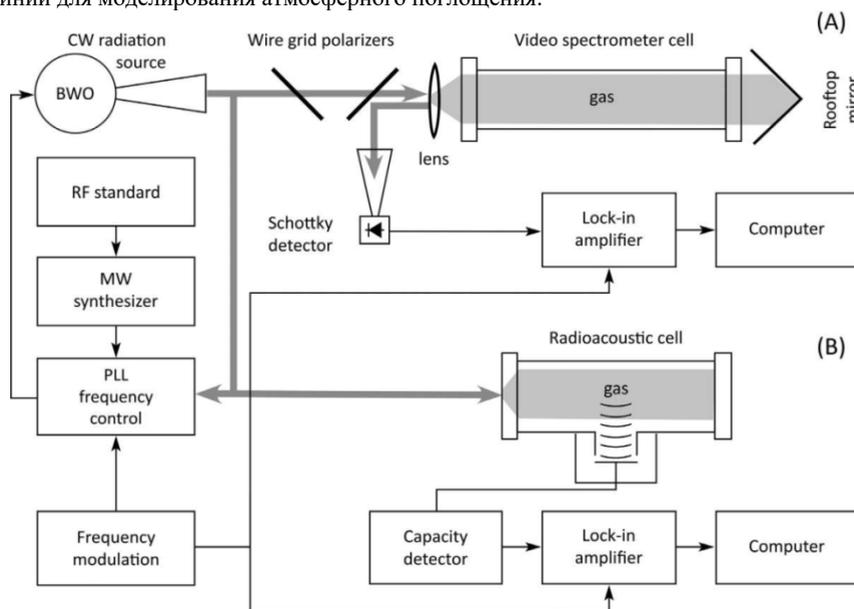


Рис. 1

В работе использовались два спектрометра высокого разрешения (рис. 1, где (А) – видеоспектрометр [2], (В) – радиоакустический, или РАД-спектрометр [3]), основанные на разных принципах регистрации молекулярных спектров и охватывающие в совокупности диапазон давлений от долей миллиторр до десяти торр. Источником излучения в

обоих спектрометрах служит лампа обратной волны (ЛОВ), частота которой стабилизирована по сигналу опорного высокостабильного синтезатора частоты. Детектором субГГц излучения в видеоспектрометре является охлаждаемый жидким гелием InSb-болومتر, а в РАД-спектрометре – микрофон, регистрирующий изменения давления газа, возникающие вследствие поглощения им излучения. Для повышения чувствительности используется модуляция мощности излучения и последующее синхронное детектирование выходного сигнала. Записи линий были получены в парах чистой воды и ее смеси с основными атмосферными газами ( $N_2$ ,  $O_2$  и  $Ar$ ) при комнатной температуре. Характерные экспериментальные спектры показаны на рис. 2 для линии воды вблизи 380 ГГц, а на рис. 3 для линии вблизи 752 ГГц.

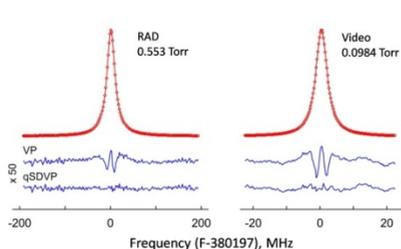


Рис. 2

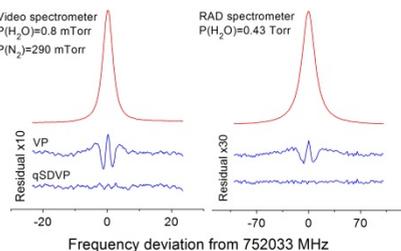


Рис. 3

Анализ полученных экспериментальных записей с помощью контура Фойгта (остаток обозначен как VP на рис. 2, 3) показал систематическое отличие расчетного контура от экспериментального вблизи центра линии. Это отличие обусловлено зависимостью столкновительного сечения поглощающих молекул от скорости их движения (эффект «ветра») [4]. Этот эффект не учитывается в контуре Фойгта. Для его описания используется модифицированная модель профиля Фойгта (qSDVP), учитывающая эффект ветра в виде квадратичной зависимости ширины линии от скорости  $\Gamma(v) = \Gamma_0 + \Gamma_2 \left[ \left( \frac{v}{\tilde{v}} \right)^2 - \frac{3}{2} \right]$ , где  $\tilde{v} = \sqrt{2k_B T/m}$  – наиболее вероятная скорость поглощающих молекул массы  $m$  при температуре  $T$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана. Параметры  $\Gamma_0$  и  $\Gamma_2$  линейно зависят от давления:  $\Gamma_{0,2} = \gamma_{0,2} \cdot p$ . Использование модифицированной модели показывает существенно лучшее согласие экспериментального и расчетного профилей вплоть до шумов эксперимента.

В результате анализа экспериментальных спектров получены зависимости параметров ширины линии  $\Gamma_0$  и  $\Gamma_2$  и параметра сдвига  $\Delta_0$  от давления. На рис. 4 показан характерный вид этих зависимостей на примере линии  $H_2O$  вблизи 380 ГГц. Хорошее согласие данных, полученных с помощью разных спектрометров (показаны разными символами), повышает достоверность получаемой экспериментальной информации о параметрах исследуемых линий.

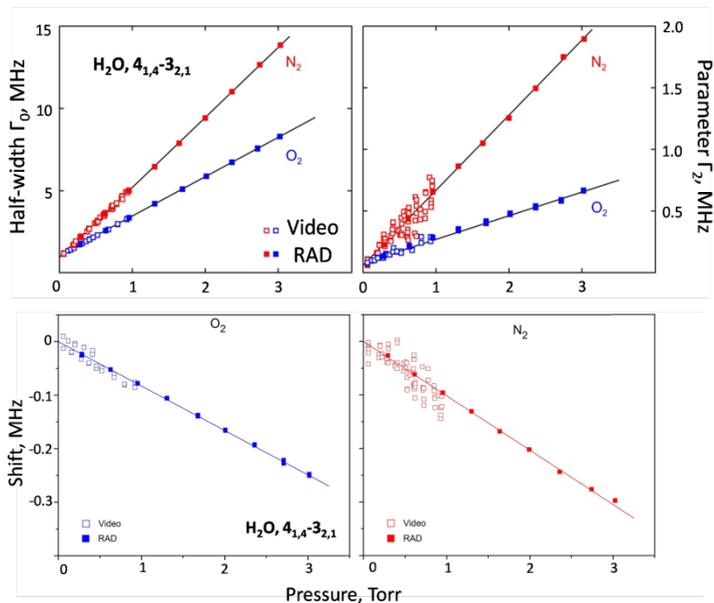


Рис. 4

Всего было исследовано восемь наиболее интенсивных линий H<sub>2</sub>O в интервале частот 300–800 ГГц, которые в основном определяют вид спектра атмосферного поглощения в этом диапазоне частот. Полученная экспериментальная информация позволяет повысить точность моделирования резонансного атмосферного поглощения в диапазоне частот до 1 ТГц, обусловленного линиями водяного пара, за счет использования физически более корректного профиля линии, что актуально для решения задач исследования атмосферы Земли радиометрическими методами.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 22-72-10118, <https://rscf.ru/project/22-72-10118>) с использованием оборудования «ЦКП-7» (УНУ №3589084).

- [1] Stevens B., Bony S. // *Phys Today*. 2013. Vol. 66. P. 29.
- [2] Golubiatnikov G.Yu., et al. // *Radiophys. Quantum Electron*. 2014. Vol. 56. P. 599.
- [3] Третьяков М.Ю., Кошелев М.А., Макаров Д.С., Тонков М.В. // *Приборы и техника эксперимента*. 2008. №. 1. С. 87.
- [4] Berman P.R. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 1972. Vol. 12. P. 1331.

**БИМОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ N<sub>2</sub>-N<sub>2</sub> В СУБТГЦ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ**

**И.С. Амерханов<sup>1, 2)</sup>, Т.А. Галанина<sup>1)</sup>, А.О. Королева<sup>1)</sup>, А.Ю. Секачёва<sup>1, 2)</sup>,  
Е.А. Серов<sup>1)</sup>, М.А. Кошелев<sup>1)</sup>, М.Ю. Третьяков<sup>1)</sup>**

<sup>1)</sup> ИИФ РАН

<sup>2)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Знание спектра поглощения азота требуется для точного описания радиационных и климатических свойств планет и экзопланет земной группы, а также верхних слоёв земной атмосферы, где концентрация водяного пара мала. В атмосферных условиях в субТГц диапазоне частот поглощение излучения неполярными молекулами азота определяется бимолекулярным поглощением. Оно возникает из-за парного столкновительного взаимодействия молекул, приводящего к образованию свободных молекулярных пар, метастабильных и стабильных димеров. Для моделирования спектров бимолекулярного поглощения представляется перспективным использование численного метода на основе классических столкновительных траекторий [1], результаты которого требуют экспериментальной проверки. Ожидается, что развитие траекторного метода позволит расширить его применение для описания бимолекулярного поглощения полярных молекул, что необходимо для полного физически обоснованного моделирования атмосферного континуума.

Целью данной работы является разработка высокоточной модели поглощения излучения азотом в субТГц диапазоне частот на основе экспериментальных данных и результатов траекторных расчётов. Поглощение излучения чистым газообразным азотом исследовалось в спектральных диапазонах 70–120, 170–250 и 240–360 ГГц, соответствующих трём различным лампам обратной волны (ЛОВ), используемым в качестве источников излучения. Измерения проводились с помощью резонаторного спектрометра [2] при температурах от 278 до 333 К и давлениях от 920 до 1520 торр.

Измерительным элементом спектрометра является резонатор Фабри–Перо, добротность которого изменяется при его заполнении поглощающим газом. Коэффициент поглощения находится по формуле:

$$\alpha = \frac{2\pi f_0}{c} \left( \frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \right), \quad (1)$$

где  $Q$  и  $Q_0$  – добротность резонатора, заполненного исследуемым газом, и его собственная добротность, соответственно,  $f_0$  – частота излучения,  $c$  – скорость света.

На первом этапе все экспериментальные спектры в каждом частотном диапазоне при каждой температуре нормировались на квадрат давления  $P^2$  и сравнивались между собой. На рис. 1 показан результат такого сравнения спектров при 317 К. Разными цветами обозначены разные экспериментальные серии: круги, квадраты и ромбы соответствуют измерениям при давлениях 1001, 1284 и 1510 торр соответственно. Хорошее совпадение спектров друг с другом позволяет утверждать, что в эксперименте наблюдалось именно бимолекулярное поглощение.

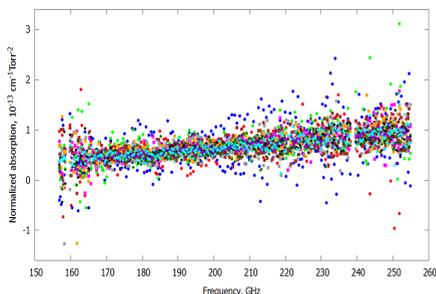


Рис. 1

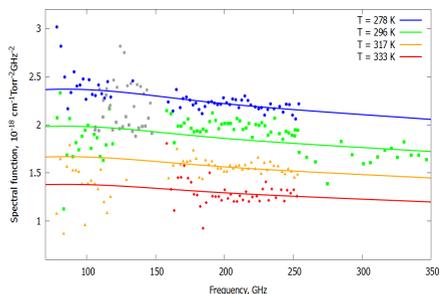


Рис. 2

На следующем этапе обработки все нормированные на квадрат давления спектры нормировались на квадрат частоты (в рассматриваемом спектральном диапазоне это соответствует нормировке на общий для всех типов поглотителей «радиационный член») и усреднялись с весами, пропорциональными квадрату стандартного отклонения экспериментальных точек от квадратичной частотной зависимости. Результатом являются данные о спектральной функции:

$$S(f, T) = \frac{\alpha(f, T)}{p^2 f^2}. \quad (2)$$

Результат представлен на рис. 2: синие кружки, зеленые квадраты, оранжевые треугольники и красные ромбы – экспериментальные данные для температур 278, 296, 317 и 333 К соответственно; серые кружки и квадраты – результаты предыдущего исследования [3] при температурах 278 К и 296 К соответственно.

Для интерпретации экспериментальных данных использовалась аналитическая модель спектральной функции, оптимизированная под теоретические спектры из базы данных HITRAN в диапазоне частот до 1,2 ТГц в интервале температур 200–320 К. Для разработки этой модели было учтено, что частотная зависимость поглощения близка к квадратичной, а температурная зависимость соответствует выражению [4]:

$$S_{N_2-N_2}(f, T) = S_0(f) \cdot T^{-n} \left( \exp\left(\frac{D_0}{k_b T}\right) - \left(1 + \frac{D_0}{k_b T}\right) \right), \quad (3)$$

где  $n = 1.3$  – температурный показатель степени, в общем случае зависящий от количества степеней свободы взаимодействующих молекул и бимолекулярного комплекса;  $D_0 = 108 \text{ см}^{-1}$  – энергия диссоциации димера  $N_2-N_2$  [5];  $k_b$  – постоянная Больцмана, а  $S_0(f)$  – функция, описывающая приведенные к средней по диапазону температуре численные теоретические данные о спектральной функции бимолекулярного поглощения в азоте:

$$S_0(f) = A \cdot \frac{A_0}{2} \left[ 1 + 1.033 \cdot \frac{1 + \frac{0.151}{\left(\frac{f-358}{127}\right)^2 + 1}}{\left(\frac{f-44}{568}\right)^2 + 1} + 0.142 \cdot \exp\left(-\left(\frac{f}{92} - 1\right)^2\right) \right], \quad (4)$$

где  $A_0 = 1.691 \times 10^{-18} \text{ см}^{-1} \text{ Torr}^{-2} \text{ ГГц}^{-2}$  имеет смысл общей амплитуды поглощения для теоретических данных;  $A$  – безразмерный амплитудный множитель (для теории  $A = 1$ ), который является варьируемым параметром модели для её сравнения с экспериментальными данными. Рисунок 3 показывает соответствие функции  $S_0(f)$  (красная линия) численным теоретическим данным, пересчитанным к 270 К (серые точки). Модельная функция (2)–(4) была оптимизирована ко всем имеющимся экспериментальным данным. Наилучшее согласие достигается при  $A = 1.037$  (линии на рис. 2), что подтверждает высокую точность расчётов. На рис. 4 все полученные экспериментальные данные о коэффициенте поглощения азота (разноцветные точки) для сравнения с моделью (сплошная линия) пересчитаны к 296 К. Статистическая неопределенность модели показана пунктирными линиями.

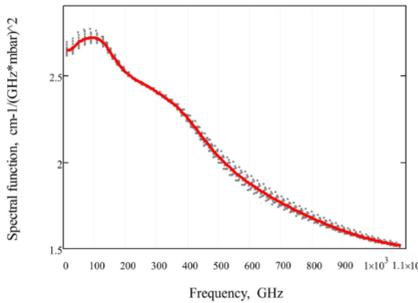


Рис. 3

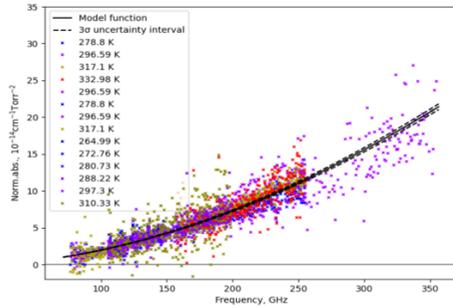


Рис. 4

Таким образом, впервые в одном исследовании выполнено экспериментальное исследование азотного континуума в диапазоне длин волн от 4 до 0.8 мм, что позволило экспериментально подтвердить неквадратичность зависимости поглощения  $N_2$  от частоты в мм-субмм диапазоне и, используя результаты расчётов [1], разработать широкодиапазонную аналитическую модель поглощения, которая рекомендуется к использованию для моделирования радиационного переноса излучения в атмосферах, поглощающие свойства которых определяются высоким азотным содержанием в качестве источников излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект № 22-17-00041.

- [1] Chistikov D.N., et al. // J. Chem. Phys. 2019. Vol. 151. P. 194106.
- [2] Koshelev M.A., et al. // IEEE Trans. Terahertz. Sci. Technol. 2018. Vol. 8, No. 6. P. 773.
- [3] Serov E.A., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2020. No. 242. P. 106774.
- [4] Vigasin A.A., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2000. Vol. 64. P. 25.
- [5] Karman, et al. // J. Chem. Phys. 2015. Vol. 8. P. 142.

## “ЦИФРОВОЙ ОКТ-ФАНТОМ” ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТОДОВ ОЦЕНКИ ЗАТУХАНИЯ СИГНАЛА

П.А. Чижов<sup>1,2)</sup>, В.Ю. Зайцев<sup>2)</sup>, А.Л. Матвеев<sup>2)</sup>, Л.А. Матвеев<sup>2)</sup>, А.А. Советский<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ИПФ РАН

В работе описывается метод формирования «цифрового ОКТ-фантома», основанный на волновом подходе [1, 2] и позволяющий учитывать затухание сигнала. Тестирование разрабатываемых методов обработки ОКТ-сканов в реальных условиях является сложной задачей. Используемый при формировании ОКТ-скана волновой подход позволяет добиться высокого уровня соответствия реальным сканам благодаря учёту наиболее широко используемого в ОКТ случая слабо сфокусированных пучков, ограниченности и дискретности фиксируемого спектра, а также присутствию у рассеивателей эффективного сечения рассеяния для выбранного числа и положения рассеивателей.

При использовании волнового метода пиксельный 1D-скан (А-скан) с пиксельными амплитудами  $A(q)$  задается через суммирование дискретного числа спектральных компонент [2]:

$$A(q) = \sum_j \sum_n S(k_n) A_j \exp(i2k_n z_j) \exp\left(-i \frac{2\pi n}{H} z_q\right), \quad (1)$$

где  $S(k_n)$  – спектр сканирующего пучка ОКТ-установки,  $k_n$  – дискретные волновые числа, локализованные вокруг центрального волнового числа  $k_0$ ,  $z_j$  – осевые координаты рассеивателей,  $A_j$  – амплитуда рассеяния,  $z_q$  – вертикальная координата положения центра  $q$ -го пикселя,  $H$  – вертикальный размер визуализируемой области,  $n$  – показатель преломления исследуемой среды,  $i$  – мнимая единица.

На рис. 1 представлены результаты моделирования однородного ОКТ-скана на основе уравнения (1): (а) – структурный ОКТ-скан, показанный в линейной шкале. (б) – профиль амплитуды от глубины вдоль пунктирной линии на панели (а). (с) – гистограмма распределения амплитуды.

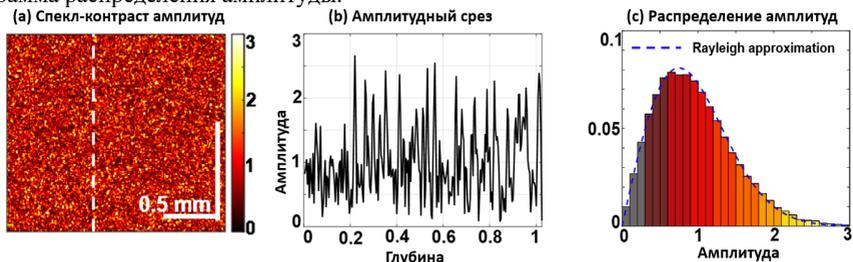


Рис. 1

Смоделированные спекл-картины до сих пор не имитируют влияние затухания, а также других факторов, присутствующих в амплитуде реального ОКТ-сигнала.

Существуют две основные существенно отличающиеся причины затухания оптического сигнала, о которых в литературе имеются многочисленные данные [3]. Одной из причин является поглощение оптического сигнала, которое обычно характеризуется коэффициентом поглощения  $\mu_a$ . Другой причиной является затухание сигнала, вызванное рассеянием и характеризуемое коэффициентом  $\mu_s$ .

Стоит отметить, что поглощение пренебрежимо мало по сравнению с рассеянием для большинства биотканей [3]. Тогда для учета процесса затухания принимаемого ОКТ-сигнала за счет рассеяния можно использовать следующее выражение:

$$I(z) = I_0 F(z) S(z) \theta(z) \cdot \mu_s(z) \cdot \exp \left[ -2 \int_0^z \mu_s(z') dz' \right], \quad (2)$$

где  $I(z)$  – интенсивность принимаемого ОКТ-сигнала;  $I_0$  – интенсивность сигнала, падающего на биологическую ткань;  $F(z)$  – функция от глубины, описывающая фокусировку, и  $S(z)$  – функция от глубины, описывающая эффект «Roll-off» (эффект спада ОКТ-сигнала с глубиной визуализируемой области из-за фиксации конечного диапазона частот отдельными элементами приемной линейки детекторов). Коэффициент  $\theta(z)$  – функция, характеризующая долю суммарного рассеянного излучения, распространяемого обратно от рассеивателей и собираемого приемной линейкой ОКТ-детекторов.

После калибровки и компенсации функций, составляющих аппаратную функцию прибора, например методом, описанным в [4], эффективный принимаемый сигнал приобретает простой вид:

$$I(z) = I_0 \mu_s(z) \exp \left[ -2 \int_0^z \mu_s(z') dz' \right], \quad (3)$$

где  $F(z)S(z)\theta(z) = 1$ . На рис. 2 и 3 показаны ОКТ-сканы, соответствующие двум характерным формам  $\mu_s(z)$  (на рис. 2 показано  $\mu_s(z) = const$  в логарифмическом масштабе на верхнем рисунке, на нижнем – в линейном. На рис. 3 показано влияние предфактора  $\mu_s(z)$  линейного роста как функции  $z$  с неизменной скоростью  $d\mu_s(z)/dz > 2\mu_s^2(z)$  мм<sup>-2</sup>, начиная с  $\mu_s(0) = 0,25$  мм<sup>-1</sup>, на верхнем рисунке в логарифмическом масштабе, на нижнем – в линейном).

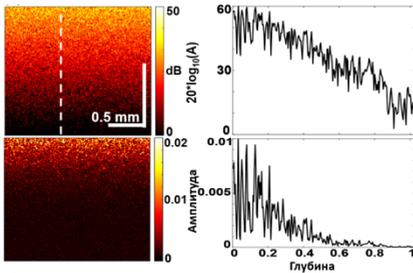


Рис. 2

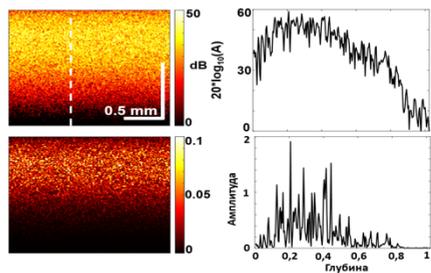


Рис. 3

Из уравнения (3) видно, если  $\mu_s(z)$  достаточно быстро возрастает с глубиной, тогда интенсивность  $I(z)$  может даже увеличиваться с увеличением глубины, если

$$d\mu_s(z)/dz > 2\mu_s^2(z). \quad (4)$$

Настраивая моделируемый уровень и пространственное распределение затухания, а также уровень моделируемых шумов, можно имитировать различные виды реальных ОКТ-сканов биологических тканей. Некоторые из таких реальных примеров представлены на рис. 4 (слева) совместно с модельными сканами, в которых параметры были подобраны для достижения максимального соответствия реальным сканам (справа).

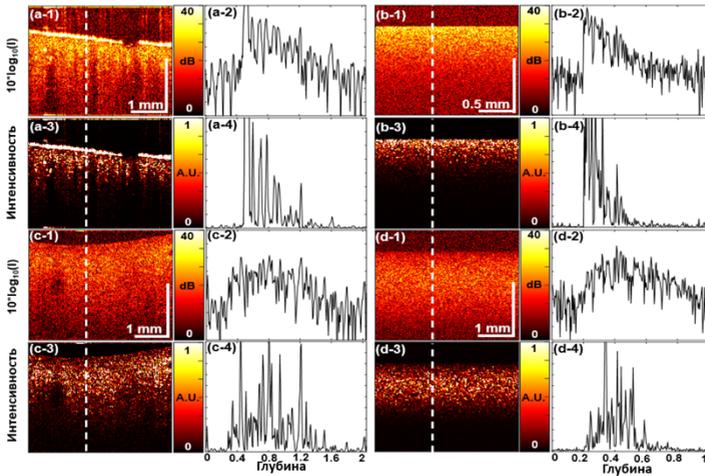


Рис. 4

Для восстановления оптического коэффициента затухания (ОКЗ) можно использовать формулу, представленную в работе Вермеера [5]:

$$\mu_s(z) = \frac{I(z)}{2 \int_z^\infty I(z') dz'}. \quad (5)$$

Для улучшения качества получаемых карт ОКЗ можно использовать пространственное усреднение. В примерах, показанных на рис. 5, использовалось двухшаговое усреднение: (i) усреднение по окну  $W_1$  интенсивности структурного ОКТ-скана; (ii) усреднение по окну  $W_2$  коэффициента затухания  $\mu_s(z)$ , рассчитанного с использованием ранее усредненной интенсивности для каждого пикселя с помощью уравнения (5). Результаты такого двухшагового усреднения показаны для нескольких размеров окон усреднения: 5x5, 10x10 и 20x20 пикселей.

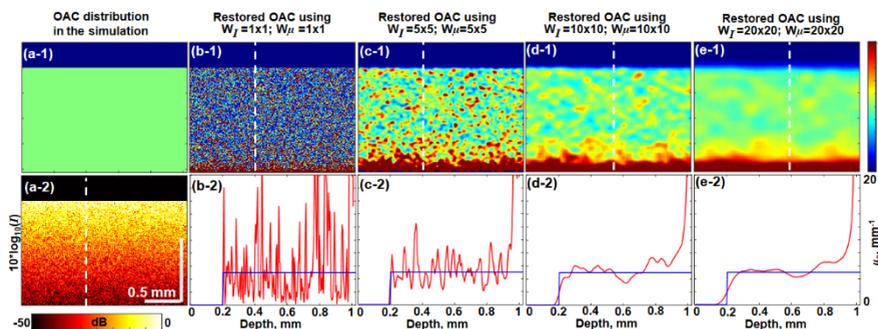


Рис. 5

Рисунок 5 демонстрирует соответствие заложенного в модельный скан и восстановленного распределений коэффициента затухания, а также важность усреднения скользящим окном для снижения влияния спекл-шума.

Разработанный «цифровой ОКТ-фантом», позволяет исследовать методы оценки параметров структурного ОКТ-сигнала. Продемонстрировано основное преимущество моделирования – чрезвычайно высокая гибкость, позволяющая контролируемо варьировать параметры сигнала в рассматриваемых задачах, включая как свойства моделируемой ткани, так и параметры установки ОКТ, используемой для визуализации этой ткани. В физических экспериментах такое гибкое и точное управление условиями эксперимента гораздо сложнее и дороже, а может быть даже неосуществимо.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-72-01107.

- [1] Zaitsev V.Y., Matveev L.A., Matveyev A.L., et al.// Laser Physics Letters. 2014. Vol. 11, No. 10. P. 105601.
- [2] Zykov A., Matveyev A., Matveev L., et al.// Journal of Biomedical Photonics & Engineering. 2021. Vol. 7, No. 1. P. 010304.
- [3] Tuchin V.V. // Journal of Biomedical Photonics & Engineering. 2015. Vol. 1, No. 2. P. 98.
- [4] Sovetsky A.A., Matveyev A.L., Matveev L.A., et al.// Journal of Biomedical Photonics & Engineering. 2024. Vol. 10. P. 020302.
- [5] Vermeer K.A., Mo J., Weda J.J.A., et al.// Biomedical Optics Express. 2014. Vol. 5, No. 1. P. 322.

## ФИЗИЧЕСКИ ОБОСНОВАННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЯЗАННОГО С ВЛАЖНОСТЬЮ КONTИНУУМА В СУБТГЦ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ ДЛЯ АТМОСФЕРНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Т.А. Галанина, А.О. Королева, Д.С. Макаров, М.Ю. Третьяков

ИПФ РАН

Невозможность описания поглощения атмосферного воздуха как суммы спектральных линий молекул привела к появлению понятия континуума. Даже после столетия теоретических и экспериментальных исследований, направленных на понимание его физической природы, для практических приложений используются эмпирические и полуэмпирические модели. Так, в субТГц диапазоне (0–1 ТГц) для атмосферных приложений применяется модель МРМ (millimeter-wave propagation model) [1]. В ней связанный с влажностью континуум  $\alpha_{cont}$  рассматривается как сумма собственного и стороннего континуума водяного пара  $\alpha_s$  и  $\alpha_f$ , связанных со столкновительным взаимодействием молекул воды между собой и с другими газами. Они характеризуются обусловленной радиационным членом квадратичной зависимостью от частоты  $f$  (измеряемой в этой работе в ГГц) и степенной – от температуры  $T$  (в К;  $n_s$  и  $n_f$  – показатели температурной зависимости собственного и стороннего континуума):

$$\begin{aligned}\alpha_{cont}(f, P, P_{air}, T) &= \alpha_s(f, P, T) + \alpha_f(f, P, P_{air}, T) \\ &= C_s \left(\frac{300}{T}\right)^{n_s} f^2 P^2 + C_f \left(\frac{300}{T}\right)^{n_f} f^2 P P_{air},\end{aligned}\quad (1)$$

где  $P$  и  $P_{air}$  – давления, соответственно, водяного пара и сухого воздуха (в мбар). Коэффициенты собственного и стороннего континуума,  $C_s$  и  $C_f$ , изначально были подобраны с опорой на лабораторные измерения в миллиметровом диапазоне частот, подтверждающие зависимости  $\alpha_{cont}$  от  $P$  и  $T$ . Однако последующие измерения в области терагерцового провала [2] показали заметное отличие частотной зависимости континуума от квадратичной выше 450 ГГц. Они продемонстрировали, что МРМ значительно переоценивает континуум на этих частотах. Используемое авторами модели для компенсации этого отличия пренебрежение вкладами крыльев резонансных линий с центральными частотами выше 1 ТГц является нефизичным и при расширении списка линий может приводить к систематической ошибке при расчете яркостной температуры атмосферы до 30 К.

Цель этой работы – разработка модели  $\alpha_{cont}$  в субТГц диапазоне частот, основанной на современном понимании его физической природы. Теоретические расчеты полного поглощения излучения водяным паром, включая континуум, представляют собой экстремально сложную задачу, однако, механизмы, формирующие континуальное поглощение, известны. Оно складывается из поглощения в дальних крыльях резонансных линий  $\alpha_{wings}$ , а также из спектров стабильных и метастабильных димеров воды  $\alpha_{BD}$  и  $\alpha_{MD}$  [3]. Скудность данных о спектрах гетеродимеров  $H_2O-N_2$  и  $H_2O-O_2$  не позволяет предложить обновленную параметризацию для  $\alpha_f$ , но наличие квантово-химического расчета спектра димера воды [4] в богатом на экспериментальные исследования субТГц диапазоне (см., например, обзор [5] и ссылки там) делают его идеальным для построения и апробации модели собственного континуума.

Для учета поглощения стабильных димеров  $\alpha_{BD}$  в модели используется параметризация расчета [4] следующего вида (где поглощение измеряется в  $\text{см}^{-1}$ ):

$$\alpha_{BD}(f, P, T) = \left(\frac{268}{T}\right)^{10} f^2 P^2 \left( \frac{2.178 \cdot 10^{-8}}{429.62^2 + (f - 262.99)^2} + \frac{3.677 \cdot 10^{-10}}{38.25^2 + f^2} + 1.138 \cdot 10^{-14} \right). \quad (2)$$

Метастабильный димер является промежуточным состоянием между стабильным димером и двумя почти свободно вращающимися относительно друг друга мономерами [6]. Как показывают расчёты для аналогичных пар молекул [7], его спектр может быть представлен в виде линейной комбинации спектров этих предельных случаев, уширенных коротким временем жизни метастабильного состояния (0.3–0.8 пс по оценкам [8]):

$$\alpha_{MD}(f, P, T) = K_{MD}(T) \left( A_1 \cdot \alpha_{2Mon}(f, P, T) + (1 - A_1) \frac{\alpha_{BD}(f, P, T)}{K_{BD}(T)} \right), \quad (3)$$

где  $K_{BD}$  и  $K_{MD}$  – константы равновесия стабильного и метастабильного димера, связанные с их концентрациями в атмосферном воздухе. Величина  $K_{BD}$  рассчитана из первых принципов [9] с поправкой на уточнённую энергию диссоциации [10]. Способ вычисления  $K_{MD}$  на основе данных о втором вириальном коэффициенте уравнения состояния представлен в [5].  $A_1$  – подгоночный параметр модели континуума. Удвоенный спектр мономера  $\alpha_{2Mon}$  посчитан с использованием данных из HITRAN2020 [11] с учетом того, что из-за короткого времени жизни метастабильного димера ширины линий составляют  $12(5) \text{ см}^{-1}$  [8]. Результат расчета (в  $\text{см}^{-1}$ ) был аппроксимирован функцией вида:

$$\alpha_{2Mon}(f, P, T) = 10^{-13} f^2 P^2 (4.007 + 7.026 \cdot 10^{-3} f) \left(\frac{206}{T}\right)^{2.9}. \quad (4)$$

Поглощение в дальних крыльях резонансных линий было учтено с помощью модели, предложенной в [3], с коэффициентами, определенными по измерениям континуума в дальнем ИК диапазоне в [5]. Однако, как показано в [2], неочевидный вид частотной зависимости континуума допускает значительные вариации параметров модели [3], что делает вклад крыльев линий наиболее неопределенной составляющей континуума. Он аппроксимирован функцией вида:

$$\alpha_{wings}(f, P, T) = A_2 \cdot f^{A_3} P^2 \left(\frac{296}{T}\right)^{1.5}, \quad (5)$$

где  $A_2$  и  $A_3$  – подгоночные параметры модели континуума. Показатель температурной зависимости поглощения дальних крыльев линий (1.5) был зафиксирован по результатам измерений температурной зависимости континуума [12], которая на частоте вблизи  $300 \text{ см}^{-1}$  определяется преимущественно крыльями линий.

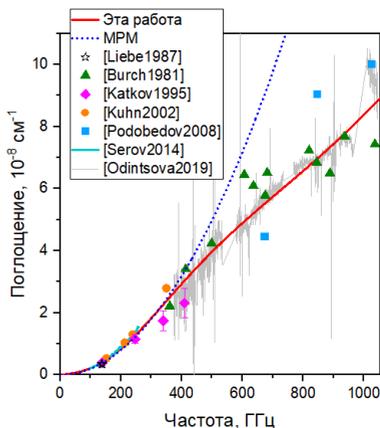
Предлагаемая в этой работе модель собственного континуума водяного пара, таким образом, включает в себя всего 3 подгоночных параметра, связанных с

физическими характеристиками его составляющих. Их величины были определены по результатам двух наиболее достоверных серий лабораторных измерения собственного континуума водяного пара [2, 13]. Полученные численные значения параметров  $A_1$ ,  $A_2$  и  $A_3$  составили  $0.7$ ,  $8.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-1} \text{ ГГц}^{-2} \text{ мбар}^{-2}$  и  $2.2$  соответственно. Рисунок показывает, что полученная модель (красная сплошная линия) хорошо согласуется со всеми известными экспериментальными данными в субТГц диапазоне частот [5], показанными разноцветными точками и серой и голубой сплошными линиями.

Эмпирические параметры стороннего континуума водяного пара МРМ были уточнены, что привело к лучшему согласию с лабораторными экспериментальными данными [5]. Кроме того, модификация модели континуума привела к согласию его температурной зависимости с теоретическими оценками на основе закона о равном распределении кинетической энергии между степенями свободы [14] как для собственного, так и для стороннего континуума водяного пара.

Представленная модель может быть рекомендована для применения в атмосферных приложениях, связанных с дистанционным зондированием атмосферы Земли. Оценки показывают, что применявшиеся ранее эмпирические подходы к моделированию континуума водяного пара в субТГц диапазоне могут приводить к систематическим погрешностям расчета яркостной температуры атмосферы до единиц Кельвина, тогда как требуемая точность извлечения параметров атмосферы на сегодняшний день составляет  $0.1 \text{ К}$ .

Работа поддержана проектом РФФ № 22-72-10118 (rscf.ru/project/22-72-10118/).



- [1] Rosenkranz P.W. // RadioScience. 1998. Vol. 33, No. 4. P. 919.
- [2] Odintsova T.A., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2019. Vol. 227. P. 190.
- [3] Serov E.A., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2017. Vol. 193. P. 1.
- [4] Scribano Y., Leforestier C. // J. Chem. Phys. 2007. Vol. 126. P. 234301.
- [5] Odintsova T.A., et al. // J. Mol. Spectrosc. 2022. Vol. 386. P. 111603.
- [6] Vigasin A. // Molecular Physics. 2010. Vol. 108. P. 2309.
- [7] Galanina T.A., et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2024. Vol. 26. P. 15032.
- [8] Ptashnik I.V., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2011. Vol. 112, No. 8. P. 1286.
- [9] Scribano Y., et al. // J. Phys. Chem. A. 2006. Vol. 110. P. 5411.
- [10] Rocher-Casterline B.E., et al. // J. Chem. Phys. 2011. Vol. 134. Art. 211101.
- [11] Gordon I.E., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2022. Vol. 277. P. 107949.
- [12] Odintsova T.A., et al. // J. Mol. Spectrosc. 2020. Vol. 1210. P. 128046.
- [13] Koshelev M.A., et al. // J. Quant. Spectr. Radiat. Transf. 2011. Vol. 112. P. 2704.
- [14] Vigasin A.A. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2000. Vol. 64. P. 25.



## ПРИЗМЕННЫЙ ВЫВОД ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ЛАЗЕРНОГО ФИЛАМЕНТА

О.В. Мешков<sup>1)</sup>, М.В. Платонова<sup>1)</sup>, С.Б. Бодров<sup>1, 2)</sup>, М.И. Бакунов<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ИПФ РАН

### *Введение*

Фемтосекундные лазерные импульсы активно применяются для генерации широкополосного излучения терагерцового диапазона частот. Наиболее распространенные методы генерации основаны на механизмах возбуждения всплеска фототока в фотопроводящих антеннах [1] и оптического выпрямления в электрооптических кристаллах [2]. Активно исследуются и другие механизмы генерации, в том числе при оптическом пробое газовых и жидких сред как обычными лазерными импульсами [3, 4], так и «двухцветными» (содержащими излучение основной частоты и ее второй гармоники) [4, 5] и «трехцветными» [6] лазерными импульсами. Теоретически и экспериментально показано, что использование двух- и трехцветных лазерных импульсов существенно повышает энергию терагерцовой эмиссии.

В стандартной схеме двухцветной терагерцовой генерации оптические импульсы накачки, содержащие добавочные импульсы второй гармоники, фокусируются с помощью линзы (или зеркала) в газе (обычно в воздухе). В области оптического пробоя генерируется терагерцовое излучение, распространяющееся совместно с оптическим импульсом. При этом терагерцовая эмиссия имеет вытянутую вперед диаграмму направленности. Конкретная форма диаграммы зависит от остроты фокусировки и энергии импульса накачки. За областью оптического пробоя лазерное излучение отфильтровывают (например, с помощью кремниевой пластины), а терагерцовое излучение собирают с помощью параболического зеркала. При достаточно плавной фокусировке и большой энергии оптической накачки можно добиться филаментационного режима распространения оптического излучения. В этом случае, с одной стороны, возрастает длина области генерации, что повышает эффективность генерации, с другой – увеличивается время взаимодействия терагерцового излучения с лазерной плазмой, что может негативно повлиять на эффективность генерации из-за поглощения терагерцового излучения в плазме.

В данной работе предлагается и теоретически исследуется схема терагерцовой генерации с боковым выводом терагерцового излучения из области плазменного пробоя с помощью призмы, размещенной вблизи лазерного филамента. Такая схема может уменьшить потери терагерцового излучения в плазме и обеспечить формирование плоской терагерцовой волны, более удобной для практического использования, чем конический терагерцовый пучок в стандартной схеме.

### *Теоретическая модель*

На рис. 1 показана предлагаемая схема вывода терагерцового излучения из филамента. Сфокусированный в линию (параллельную оси  $y$ ) двухцветный лазерный импульс распространяется вдоль оси  $z$  с групповой скоростью  $V_g$  и за счет ионизации газа

формирует за собой плазменный канал шириной  $a$ . Ограничиваясь двумерной моделью, будем считать лазерный пучок и плазменный канал бесконечными вдоль оси  $y$ . На расстоянии  $b$  от филамента расположена диэлектрическая призма, изготовленная из прозрачного в терагерцовом диапазоне частот материала. В области филамента электроны плазмы, двигаясь в асимметричном двухчастотном оптическом поле, создают ненулевой средний ток  $j$ . Направление тока определяется поляризацией оптических полей основной частоты лазерного импульса и его второй гармоники. Будем считать, что ток  $j$  направлен вдоль оси  $y$ . Низкочастотный ток генерирует в окружающем воздушном пространстве терагерцовое излучение, которое проникает в призму. Поскольку фазовая скорость терагерцовой волны в призме  $V_{ph}$  меньше  $V_g$  (последняя примерно равна скорости света), то формирование терагерцового поля в призме можно представить как эффект черенковского излучения. Угол распространения терагерцовой волны в призме определяется формулой  $\cos\alpha = V_{ph}/V_g$ . Вывод терагерцового излучения из призмы осуществляется через скошенную под углом  $\alpha$  грань (при этом минимизируются потери на отражение).

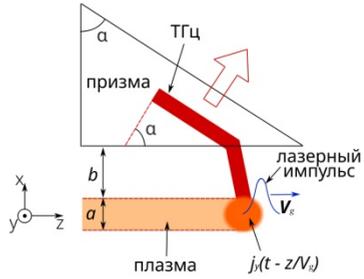


Рис. 1

Будем полагать, что концентрация электронов плазмы  $N_e$  в филаменте однородна, а границы плазмы резкие, что хорошо согласуется с данными [7–9]. Тогда низкочастотный ток можно записать в виде

$$j_y = J_0 \cdot F(t - z/V_g)G(x), \tag{1}$$

где  $J_0$  – амплитуда тока,  $F(t - z/V_g)$  – функция, описывающая зависимость тока от времени, а  $G(x)$  равна единице в области плазмы и нулю вне плазмы. Подставляя выражение (1) в уравнения Максвелла в качестве заданного источника и применяя фурье-преобразование по времени, можно получить уравнение Гельмгольца для фурье-образа электрического поля терагерцового импульса в каждой однородной области пространства (плазма, воздух и призма) в виде

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_y}{\partial x^2} + \kappa^2 \tilde{E}_y = \frac{4\pi}{c} \tilde{j}_y, \tag{2}$$

где  $\tilde{j}_y$  – фурье-образ тока,  $\kappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon - n_g^2)$  – квадрат поперечного волнового числа,  $n_g = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_{las}^2}\right)^{-1/2}$  – индекс группового запаздывания лазерного излучения в плазме (равный отношению  $c/V_g$ ),  $\omega_{las}$  – частота лазерного излучения,  $\omega_p = \sqrt{4\pi N_e e^2/m_e}$  – плазменная частота,  $c$  – скорость света,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость в терагерцовой области частот соответствующей области пространства.

Согласно данным статей [7–9] концентрация электронов в филаменте лежит в интервале  $N_e \sim 10^{14} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Тогда выражения для поперечного волнового числа в плазме ( $\kappa_{pl}$ ), воздухе ( $\kappa_{air}$ ) и призме ( $\kappa_{pr}$ ) принимают следующий вид:

$$\kappa_{pl}^2 \approx -\frac{\omega_p^2}{c^2}, \quad \kappa_{air}^2 \rightarrow 0, \quad \kappa_{pr}^2 \approx \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_{pr} - 1), \quad (3)$$

где  $\varepsilon_{pr}$  – диэлектрическая проницаемость материала призмы, например, для кварцевой призмы  $\varepsilon_{pr} = 4,648$ . Волновое число в воздухе можно считать равным нулю.

Используя метод функции Грина, а также условия непрерывности электрического поля и его производной на границах раздела сред, можно получить выражение для спектральной плотности интенсивности терагерцового поля в призме:

$$|C_1|^2 = \frac{4\pi J_0^2 (1 - e^{-a\omega_p/c})^2}{\omega_p^2 (\kappa_{pr}^2 (b\omega_p + c)^2 + \omega_p^2)} \tau^2 \omega^2 e^{-\tau^2 \omega^2 / 2}. \quad (4)$$

### Результаты численных расчетов

На рис. 2 представлен спектр интенсивности волны в призме, полученный из формулы (4) при  $\tau = \frac{\tau_{FWHM}}{2\sqrt{\ln 2}}$  с  $\tau_{FWHM} = 20$  фс [10],  $a = 50$  мкм и  $N_e = 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. При  $b = 0$  максимум спектра находится около 4 ТГц. С увеличением расстояния между призмой и филаментом амплитуда спектра уменьшается, а максимум смещается в низкочастотную область. Это связано с тем, что локализованное в воздухе терагерцовое поле спадает с удалением от филамента, при этом высокочастотное излучение спадает быстрее.

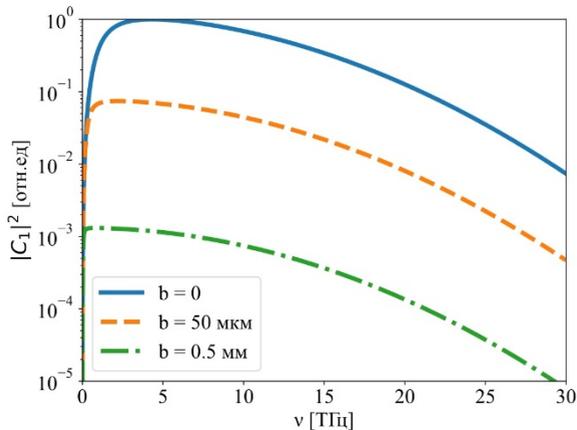


Рис. 2

На рис. 3 приведена зависимость максимума спектральной плотности (нормированного на максимум при  $b = 0$ ) от расстояния между филаментом и призмой. Наблюдается быстрое падение спектральной плотности с расстоянием. Так, уже на расстоянии около 50 мкм происходит уменьшение на порядок.

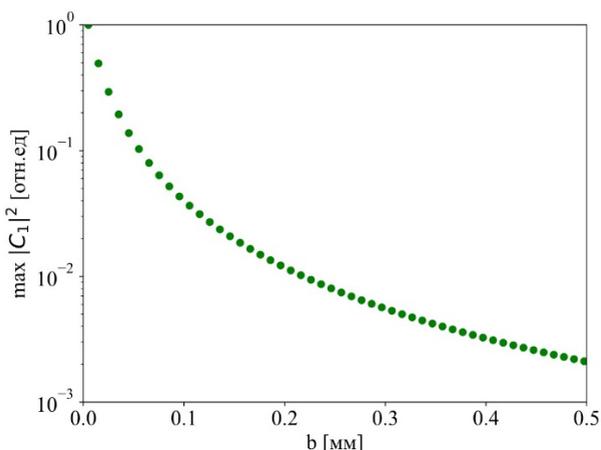


Рис. 3

Таким образом, нами предложена и теоретически исследована новая схема вывода терагерцового излучения из области плазменного филамента в схеме терагерцовой генерации двухцветными лазерными импульсами. Показано, что для эффективного вывода необходимо располагать призму на расстояниях менее 50 мкм от филамента.

- [1] Castro-Camus E., Alfaro M. // *Photonics Res.* 2016. Vol. 4, No. 3. P. A36.
- [2] Fulop J. A., Tzortzakis S., Kampfrath T. // *Adv. Optical Mater.* 2020. Vol. 8. P. 1900681.
- [3] Rizaev G.E., et al. // *Opt. Lett.* 2022. Vol. 47, No. 22. P. 5917.
- [4] Chen Y., et al. // *Photonics Insights.* 2023. Vol. 2. P. R06.
- [5] Sørensen C.B., et al. // *Opt. Lett.* 2020. Vol. 45, No. 7. P. 2132.
- [6] Vaičaitis V., Balachninaite O., Morgner U., Babushkin I. // *J. Appl. Phys.* 2019. Vol. 125. P. 173103.
- [7] Bodrov S., et al. // *Opt. Express.* 2011. Vol. 19, No. 7. P. 6829.
- [8] Théberge F., et al. // *Phys. Rev. E.* 2006. Vol. 74, No. 3. P. 036406.
- [9] Lu X., et al. // *Sci. Rep.* 2015. Vol. 5. P. 15515.
- [10] Kim K.-Y., Glownia J.H., Taylor A.J., Rod G. // *IEEE J. Quantum Electron.* 2012. Vol. 48, No. 6. P. 797.

## ГЕНЕРАЦИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗДВОЕННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ

Г.С. Парамонов, С.А. Сычугин, М.И. Бакунов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

### Введение

Черенковское излучение терагерцовых волн ультракороткими лазерными импульсами, распространяющимися в электрооптических кристаллах, является распространенным методом терагерцовой генерации [1, 2]. Ширина спектра генерируемого терагерцового излучения определяется как длительностью лазерного импульса накачки, так и поперечным размером лазерного пучка. С увеличением поперечного размера пучка происходит сужение спектра генерации, что обусловлено деструктивной интерференцией терагерцовых волн, излучаемых различными частями пучка. Для широкополосной генерации требуется острая фокусировка лазерного пучка, что ограничивает мощность накачки из-за опасности пробоя кристалла. В последнее время в некоторых приложениях стали использоваться трубчатые лазерные пучки [3, 4]. Можно ожидать, что применение таких пучков для генерации терагерцового черенковского излучения позволит увеличить ширину спектра излучения, поскольку при этом будет отсутствовать эмиссия из сердцевины пучка. В то же время возникает вопрос о влиянии на генерацию интерференции терагерцовых волн, испущенных тонкими стенками лазерного пучка.

В настоящей работе исследуются особенности генерации терагерцового черенковского излучения трубчатыми лазерными пучками в двумерной модели.

### Модель и основные уравнения

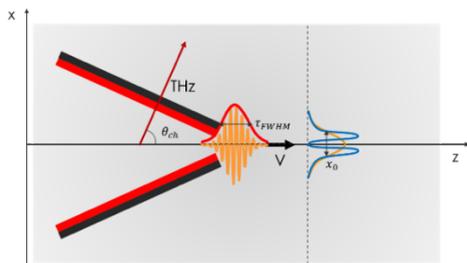


Рис. 1

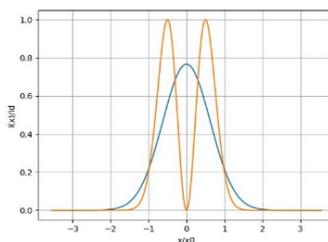


Рис. 2

Рассмотрим сфокусированный в линию ультракороткий лазерный импульс, распространяющийся в однородном электрооптическом кристалле вдоль оси  $z$  с групповой скоростью  $V = c/n_{gr}$ , где  $c$  – скорость света, а  $n_{gr}$  – оптический групповой показатель преломления (рис. 1). Профиль интенсивности лазерного импульса будем считать заданным в виде  $I(t, z, x) = I_0 F(t, z) G(x)$ , где  $I_0$  – пиковая интенсивность,  $F(t, z) = e^{-(t-z/V)^2/\tau^2}$  – временная огибающая ( $\tau$  – длительность лазерного импульса), а  $G(x)$  – поперечный профиль лазерного импульса. В данной работе исследовались пучки с гауссовым  $G_g(x) = e^{-x^2/x_g^2}$  и раздвоенным  $G_d(x) = (x/x_d)^2 e^{-x^2/x_d^2}$

поперечными профилями интенсивности ( $x_{g,d}$  – полуширины гауссова и раздвоенного пучков на уровне  $1/e$ ) (рис. 2). Лазерный импульс считается линейно поляризованным вдоль оптической оси кристалла (оси  $y$ ).

Вследствие нелинейного эффекта оптического выпрямления лазерного импульса в кристалле индуцируется распространяющаяся совместно с лазерным импульсом нелинейная поляризация

$$\mathbf{P}^{NL} = \mathbf{y}_0 P_0 F(t, z) G(x) \quad (1)$$

с пиковым значением  $P_0 = dE_0^2$ , где  $d$  – нелинейный коэффициент среды,  $E_0$  – максимум огибающей электрического поля лазерного импульса ( $I_0 = (cn_{\text{opt}}/8\pi)E_0^2$ , где  $n_{\text{opt}}$  – оптический фазовый показатель преломления).

Для нахождения терагерцового поля, генерируемого нелинейной поляризацией, будем решать уравнения Максвелла с  $\mathbf{P}^{NL}$  (1) в качестве источника. Применив к полученной системе уравнений преобразование Фурье по переменным  $t$  и  $x$ , получим выражение для фурье-компоненты электрического поля

$$\tilde{E}_y(\omega, g, z) = 4\pi p_y \tilde{F} \tilde{G} / (c^2 \kappa^2 / \omega^2 - n_g^2) e^{-i\omega z / v}, \quad (2)$$

где  $\kappa^2 = (\omega/c)^2 \varepsilon(\omega) - g^2$ , а  $\tilde{F}(\omega) = \tau / (2\sqrt{\pi}) e^{-\omega^2 \tau^2 / 4}$ ,  $\tilde{G}_g(g) = x_g / (2\sqrt{\pi}) e^{-g^2 x_g^2 / 4}$  и  $\tilde{G}_d(g) = \pi(g^2 x_d^2 / 2 - 1) x_g / (2\sqrt{\pi}) e^{-g^2 x_d^2 / 4}$  – фурье-образы временной огибающей, поперечного профиля гауссова и раздвоенного импульсов соответственно.

С помощью обратного преобразования Фурье перейдем в пространство  $x, z, t$  и получим моментальные снимки  $y$ -компоненты электрического поля, а также его осциллограммы и спектры.

### Результаты

Численный расчет был проведен для практически интересного случая генерации терагерцового излучения в кристалле ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) фемтосекундными импульсами титан-сапфирового лазера с длиной волны 800 нм (при этом  $n_{\text{opt}} = 2,16$  и  $n_g = 2,23$ ). Энергия импульса считалась одинаковой для пучков обоих типов. Для диэлектрической проницаемости кристалла в терагерцовом диапазоне использовалась формула с одним фоновым резонансом [1]

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_0 = 10$  и  $\varepsilon_\infty = 26$  – низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости,  $\omega_{TO} / (2\pi) = 7,44$  ТГц – частота фонового резонанса,  $\gamma / (2\pi) = 0,844$  ТГц – коэффициент поглощения.

На рис. 3 и 4 представлены результаты расчета моментальных снимков электрического поля  $E_y(t, x, z)$  в кВ/см для гауссова (рис. 3) и раздвоенного (рис. 4) пучков при длительности импульса  $\tau_{\text{FWHM}} = 150$  фс, поперечном размере  $(x_{g,d})_{\text{FWHM}} = 50$  мкм и пиковой интенсивности пучка с гауссовым профилем  $I_g = 10$  ГВт/см<sup>2</sup> (пиковая интенсивность пучка с раздвоенным профилем  $I_d = 3,55 I_g$  следует из условия равенства

энергии в импульсе). Видно, что раздвоенный пучок генерирует терагерцовое поле большей амплитуды из-за более высокой пиковой интенсивности.

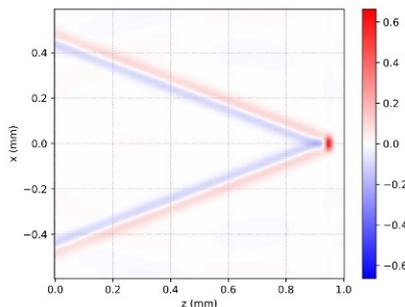


Рис. 3

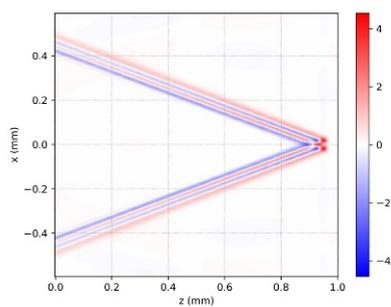


Рис. 4

На рис. 5 и 6 построены осциллограммы и спектры терагерцового поля для гауссова (оранжевые кривые) и раздвоенного (синие линии) пучков при тех же значениях параметров. Наличие провала в спектре для раздвоенного пучка является результатом деструктивной интерференции волн от стенок пучка. При этом спектр примерно вдвое шире, чем спектр от гауссова пучка вследствие тонкости стенок пучка.

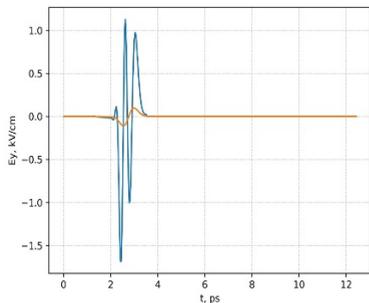


Рис. 5

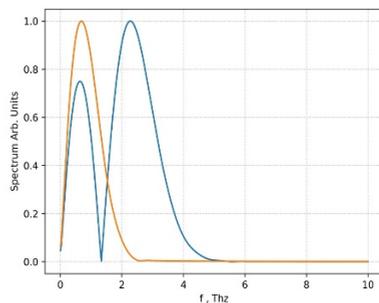


Рис. 6

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (22-19-00371).

- [1] Auston D.H., Cheung K.P., Valdmanis J.A., Kleinman D.A. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 1555.
- [2] Bakunov M.I., Bodrov S.B., Maslov A.V., Hangyo M. // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76. P. 085346.
- [3] Jian C., Ye Z., Pickel A.D. // J. Appl. Phys. 2022. Vol. 132. P. 245104.
- [4] Zugerstein M., et al. // Appl. Surf. Sci. 2022. Vol. 592. P. 153228.

## ЛАЗЕРНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ И ГЕНЕРАТОР НА ТОНКОМ СТЕРЖНЕ ИЗ КРИСТАЛЛА $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$

И.В. Пономарев<sup>1)</sup>, И.И. Кузнецов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ИПФ РАН

### Введение

Иттербиевые лазеры высокой средней мощности на тонком стержне и ультракоротких импульсах являются важным классом лазерных систем, которые нашли широкое применение в различных областях науки и техники, включая медицинскую диагностику, материаловедение, научные исследования и производственные процессы. В данной работе рассматривается усилитель на основе кристалла  $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$ , с размерами: 14,5 мм – длина, 0,5 мм – радиус.

На рис. 1 представлена схема крепления кристалла.

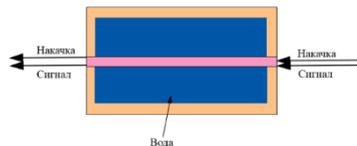


Рис. 1

### Описание модели

В рамках работы построена теоретическая модель, позволяющая рассчитать:

1. Коэффициенты поглощения и усиления в зависимости от мощности накачки и мощности сигнала
2. Температуру входного и выходного торцов кристалла в зависимости от мощности накачки
3. Оптическую силу тепловой линзы от мощности накачки

Система балансных уравнений [1]:

$$\begin{cases} \frac{\partial I_P}{\partial z} = -(\sigma_{abs}(\lambda_P)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_P)N_{Up})I_P \\ \frac{\partial I_L}{\partial z} = -(\sigma_{abs}(\lambda_L)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_L)N_{Up})I_L \\ \frac{\partial N_{Up}}{\partial t} = \frac{I_P}{h\nu_P}(\sigma_{abs}(\lambda_P)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_P)N_{Up}) + \\ + \frac{I_L}{h\nu_L}(\sigma_{abs}(\lambda_L)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_L)N_{Up}) - \frac{N_{Up}}{\tau} \end{cases} \quad (1)$$

Нестационарное уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial(a(T)T)}{\partial t} - \nabla(k(T)\nabla T) = Q(r, z, t). \quad (2)$$

Коэффициенты поглощения и усиления:

$$k_{em} = \frac{P_{out} - P_{lum}}{P_{in}}. \quad (3)$$

$$k_{abs} = 1 - \frac{P_{in} - P_{out}}{P_{in}}. \quad (4)$$

Оптическая сила тепловой линзы:

$$\int_0^L T * \frac{dn}{dT} * dz. \quad (5)$$

Для аппроксимации использовалось уравнение параболы вида  $A * r^2$ , откуда оптическая сила тепловой линзы вычислялась по формуле:  $1/F = - (2 * A)$ .

Схема установки (представлена на рис. 2)

1 – сигнал; 2,4 – фокусирующая линза; 3 – накачка;  
5,6,7 – зеркало; 8,10,11 – дихроичное зеркало;  
9 – кристалл  $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$ ; 12,13 – измеритель мощности, камера для измерения оптической силы тепловой линзы;  
14 – пирокamera.

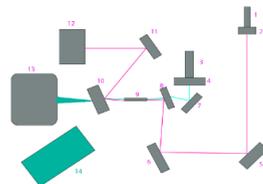


Рис. 2

### Описание эксперимента

Излучение лазера объединялось с пучком накачки с помощью дихроичного зеркала, которое пропускало накачку и отражало сигнал на входной торец кристалла. После прохождения двух пучков через кристалл они попадали на дихроичное зеркало, которое отражало сигнал и пропускало накачку, вследствие чего мы могли измерить зависимость мощности сигнала от мощности накачки. При помощи системы зеркал пучок сигнала направлялся на измеритель мощности или камеру. Также в схему была включена пирокamera, при помощи которой мы могли наблюдать изменение температур на торцах кристалла, перемещая её.

### Проводимые измерения

1. Коэффициент поглощения накачки. Для этого сняли мощность накачки без кристалла. Во время эксперимента также снималась мощность накачки. Впоследствии при помощи формулы (4) для  $k_{abs}$  нашли коэффициент поглощения накачки.

2. Коэффициент усиления сигнала. Для этого снимали мощность сигнала в зависимости от мощности накачки. Источником ошибки являлась люминесценция, которая попадала на измеритель мощности. Для исключения ошибки проводился эксперимент по нахождению мощности люминесценции. Для этого сигнал перекрывался, и мы измеряли люминесценцию в зависимости от мощности накачки. И, так же как в предыдущем пункте, при помощи формулы (3) для  $k_{em}$  нашли коэффициент усиления сигнала.

3. Температура торцов. Для этого мы установили пирокamera и снимали показатели температур на входном и выходном торцах кристалла. В рассмотрение принималось максимальное значение температуры в кадре.

4. Оптическая сила тепловой линзы. Для того чтобы вычислить оптическую силу тепловой линзы, при помощи камеры были сняты размеры пучка на определенном

расстоянии от кристалла при различной мощности накачки. Далее при помощи вычислений в программе «teZonator» были найдены фокусы тепловой линзы, приводящие к аналогичному размеру пучка для различной мощности накачки. Из фокуса была найдена оптическая сила тепловой линзы.

5. Непрерывный генератор. Далее был собран непрерывный лазер. Чтобы приступить к исследованию, необходимо было пересобрать установку, чтобы получить резонатор, обеспечивающий генерацию на основной поперечной моде.

### ***Проводимый эксперимент***

1. Рассчитали теоретически, какие расстояния и сферические зеркала необходимы для того, чтобы создать генератор, в программе «teZonator».

На рис. 3 изображен размер основной моды резонатора вдоль всей схемы. Для получения одномодовой генерации необходимо, чтобы размер моды в кристалле был немного меньше размера пучка накачки.

Важным условием для стабильной работы генератора является динамическая устойчивость. На рис. 4 показана зависимость радиуса пучка от фокуса линзы. Она имеет минимум при  $-225\text{мм}$ , и это значит, что радиус пучка слабо зависит от тепловой линзы в данной области.

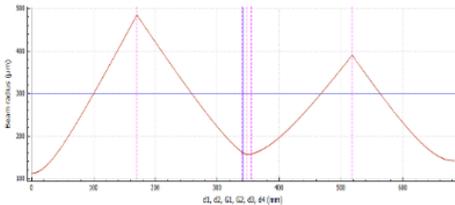


Рис. 3

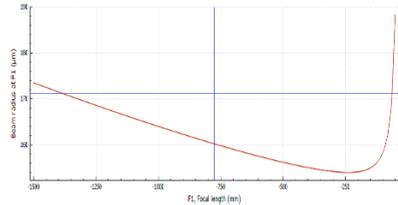


Рис. 4

2. Собрали установку и при помощи маломощного лазера произвели настройку зеркал.

3. При помощи измерителя мощности и камеры произвели более точную настройку и замеры.

### ***Результаты расчётов и экспериментов***

По результатам проведенного эксперимента и расчетов были построены графики. Мощность сигнала на входе:  $7,75\text{ Вт}$ .

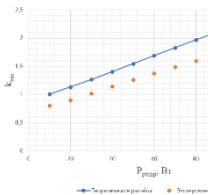


Рис. 5

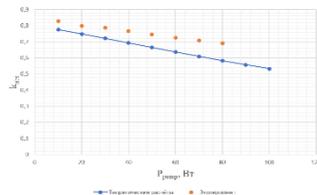


Рис. 6

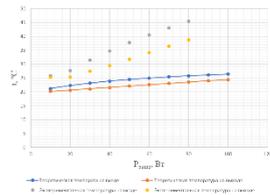


Рис. 7

На рис. 5 видно, что усиление растет с увеличением накачки. В эксперименте усиление меньше, так как в программе не учитывались потери и тепловые эффекты кристалла.

Из рис. 6 можно заметить, что коэффициент поглощения спадает при увеличении мощности накачки. Это объясняется эффектом насыщения поглощения. В эксперименте поглощение было больше, что связано с тем, что в расчете не учитывались потери и тепловые эффекты кристалла.

Максимальная температура на торцах кристалла увеличивалась при увеличении мощности накачки, что видно из рис. 7. Температура в эксперименте выше, так как мы не учитывали в программе, что кристалл крепится за торцы, что видно на рис. 1, и из-за этого температура кристалла на торцах выше.

Из рис. 8 видно, что оптическая сила тепловой линзы растёт почти линейно при увеличении мощности накачки. В расчете линза получилась сильнее. Различия в эксперименте и теории связаны с тем, что мы не учитывали фотоупругий эффект в программе, который имеет противоположный знак термооптическому эффекту.

Из рис. 9, который показывает зависимость мощности генератора от мощности накачки для различных коэффициентов пропускания зеркал (2% и 8%), мы видим, что мощность генератора с выходным зеркалом с коэффициентом пропускания 8% выше, чем мощность генератора с выходным зеркалом с коэффициентом пропускания 2%.

### Заключение

Мы рассчитали и нашли опытным путем: коэффициенты усиления и поглощения, зависимость температуры на торцах кристалла, оптическую силу тепловой линзы, и собрали генератор с плоскими зеркалами с различным коэффициентом пропускания. После проведенных экспериментов были построены графики, которые наглядно показали различия между результатами расчетов и экспериментов. Также было найдено лучшее выходное зеркало, которое позволило получить большую выходную мощность для генератора, которая составила более 7 Вт при генерации на основной поперечной моде.

[1] O. Casagrande, N. Deguil-Robin, B. Le Garrec, G. L. Bourdet // IEEE J. OF Quant. Electron. 2007. Vol. 43, No. 2. P. 206.

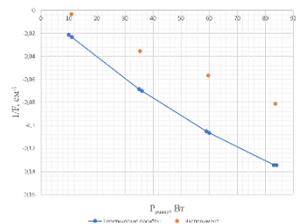


Рис. 8

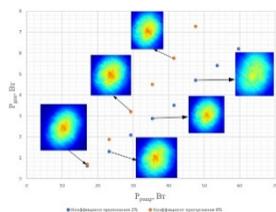


Рис. 9

## ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ HgCdTe/CdHgTe С МИКРОДИСКОВЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ НА МОДАХ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ

А.А. Разова<sup>1,2)</sup>, М.А. Фадеев<sup>1)</sup>, В.В. Уточкин<sup>1)</sup>, В.В. Румянцев<sup>1)</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3)</sup>,  
Д.В. Шенгуров<sup>1)</sup>, Е.Е. Морозова<sup>1)</sup>, Н.С. Гусев<sup>1)</sup>, С.В. Морозов<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> ИФМ РАН

<sup>2)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>3)</sup> ИФП СО РАН

### *Введение*

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe являются перспективным материалом для межзонных лазеров диапазона длин волн 3–5 мкм окна прозрачности атмосферы. В настоящее время в данном диапазоне в структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe получено стимулированное излучение (СИ) при температурах, достижимых при термоэлектрическом охлаждении вплоть до 0 °С [1]. Однако для получения лазерного излучения (ЛИ) нужен резонатор. В данной работе демонстрируется первое ЛИ в микродисковых резонаторах на основе гетероструктур с HgCdTe КЯ. Формирование резонатора производилось не стандартным сколом граней (что невозможно из-за специфического направления роста (013)), а альтернативными методами – фотолитографией и ионным травлением.

### *Методы исследования*

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013). Далее выращивались буферные слои ZnTe и CdTe и волноводный слой Cd<sub>0.75</sub>Hg<sub>0.25</sub>Te, в котором находился массив КЯ Hg<sub>0.92</sub>Cd<sub>0.08</sub>Te. Поверх данной структуры наносился защитный слой CdTe толщиной 50 нм [2].

Одиночные микродисковые резонаторы, диаметры которых составляли 50 мкм, формировались с помощью метода травления ионами аргона. Для фотолитографии в качестве маски использовался либо фоторезист AZ1512 и проявитель MIF726 (такие микродиски обозначим № 1), либо использовалась металлическая маска Ni/V (такие микродиски обозначим № 2). Высота микродисков составляла 1.5 мкм, при этом вне области микродисков стравливался защитный слой, верхний волноводный слой, квантовые ямы и частично нижний волноводный слой. Качество поверхности, а также измерение высоты, угла наклона микродисков анализировались с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) SUPRA 50VP (Carl Zeiss). На рисунке 1 представлены СЭМ снимки исследуемых микродисковых лазеров № 1(а) и № 2(б) на основе структуры с КЯ HgCdTe/CdHgTe.

Исследования спектров лазерного излучения проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, один из выходов которого оптически сопряжен с гелиевым криостатом замкнутого цикла с помощью эллиптического зеркала. Спектрометр работал в режиме пошагового сканирования. Образец устанавливался на холодный палец криостата, который имеет возможность температурной перестройки 8–300 К. Возбуждаемое излучение было направлено под углом 45° к поверхности образца от

импульсного оптического параметрического генератора. Он излучал на длине волны 2 мкм, с длительностью импульса 10 нс, частотой следования импульсов 10 Гц и максимальной интенсивностью до 1 МВт/см<sup>2</sup> при диаметре пучка 8 мм. В качестве детектора использовался HgCdTe-приемник Kolmar Technologies D317.

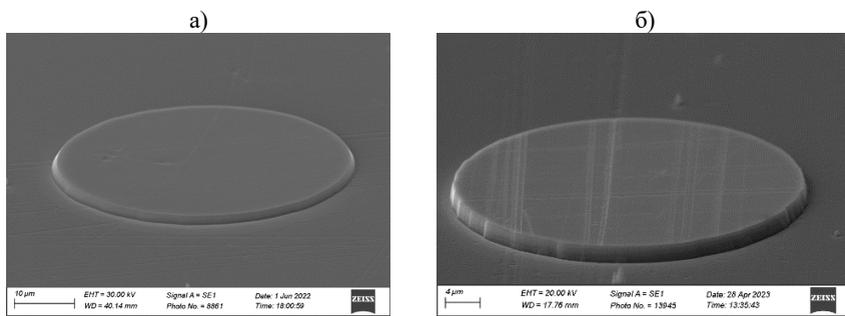


Рис. 1

### Результаты

Для структуры с микродисковым резонатором № 1 спектры ЛИ были получены в диапазоне температур от 9 до 230 К. При увеличении температуры количество пиков на спектре ЛИ уменьшалось, что было связано с разной добротностью различных мод, возникающих в микродисковом резонаторе гетероструктуры с КЯ HgCdTe/CdHgTe. На рисунке 2 представлены спектры ЛИ микродиска № 1 при минимальной и максимальной температуре наблюдения ЛИ, где видно, что при 230 К наблюдаются 5 пиков. При низких температурах помимо азимутальных мод (мод шепчущей галереи), которые наблюдаются при 230 К, также наблюдаются радиальные моды (моды типа Фабри–Перо).

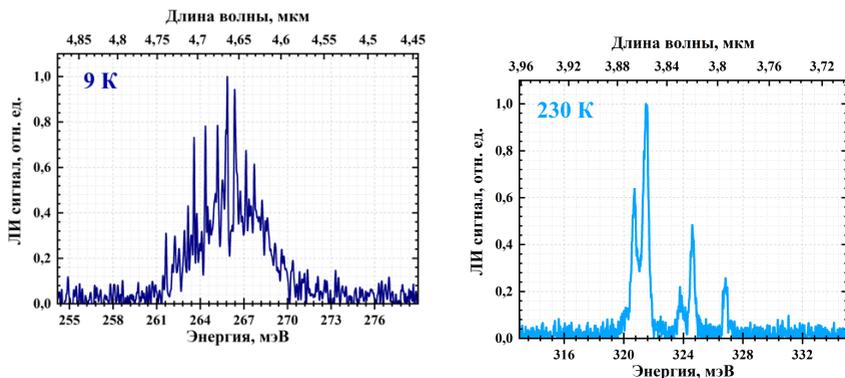


Рис. 2

Межмодовое расстояние для мод шепчущей галереи можно рассчитать как

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / (2\pi Rn),$$

где  $R=25\pm 1$  мкм – радиус микродиска,  $n=2.800\pm 0.001$  – эффективный показатель преломления,  $\lambda=3.82$  мкм – резонансная длина волны [3]. Тогда с учётом имеющихся значений теоретическое значение  $\Delta\lambda = 0.035\pm 0.0014$  мкм, что хорошо согласуется с экспериментальным значением, которое составляет 0.037 мкм.

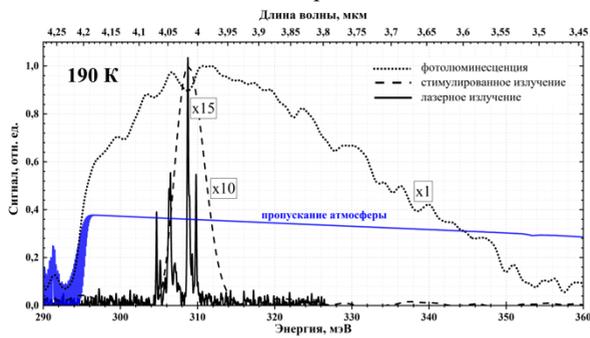


Рис. 3

Стоит отметить, что стимулированное и лазерное излучение имеют пороговый характер, что позволяет различить между собой фотолуминесценцию, СИ и ЛИ. На рисунке 3 показаны спектры излучения для микродиска № 1 при 190 К, из которых видно, что переход от одного процесса к другому сопровождается

обужением линии и сверхлинейным изменением интенсивности.

Для структуры с микродисковым резонатором № 2 спектры ЛИ были получены при температурах 10–65 К (рис. 4). Здесь также видны моды шепчущей галереи, межмодовое расстояние которых хорошо согласуется с теоретическими данными. При 60–65 К наблюдается одномодовая генерация. При этом видно, что по сравнению с микродиском № 1 у микродиска № 2 при всех температурах наблюдаются только моды шепчущей галереи, но при этом максимальная температура генерации в разы меньше. Повидимому, это связано, во-первых, с использованием другой маски в процессе фотолитографии, во-вторых, с ионным травлением. Наклон стенок у микродиска № 2 более вертикален, что обеспечивает металлическая маска, так как она более «жесткая». Фоторезист под действием ионов немного расплавляется, что приводит к более гладкой поверхности стенок, но при этом уменьшается их вертикальность. Также на рисунке 1б видно, что поверхность микродиска № 2 сверху повреждена. Дело в том, что Ni имеет хорошую адгезию с HgCdTe, что приводит к дополнительным процессам травления для снятия остатков маски. Таким образом, каждая из масок имеет свои преимущества и недостатки и несомненно процессы фотолитографии и ионного травления для исследуемых структур нуждаются в доработке.

Также стоит отметить, что постростовые процессы могут привести к появлению нескольких дополнительных факторов, которые могут увеличить пороговую концентрацию носителей, например, увеличить вероятность поверхностной рекомбинации, что приводит к уменьшению максимальной температуры генерации (в непроцессированной исходной структуре максимальная температура наблюдения СИ составляла 270 К). Также дополнительным фактором может служить увеличение потерь на вывод излучения. Обратим внимание, что пороговые плотности мощности накачки для

непроцессированной структуры и микродисков составляли десятки  $\text{kВт/см}^2$ , что для микродиска диаметром 50  $\mu\text{м}$  соответствует интегральной пороговой мощности 1 Вт, достижимой обычными коммерческими лазерами.

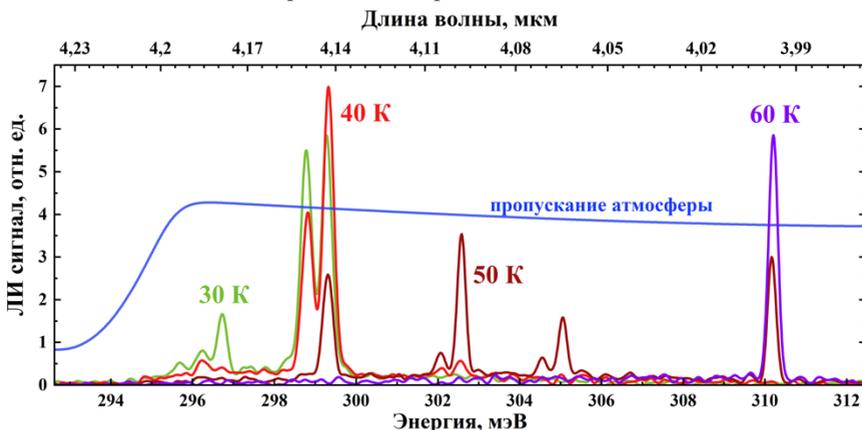


Рис. 4

Таким образом, в работе продемонстрировано наблюдение мод шепчущей галереи при оптической накачке в микродисковых резонаторах с КЯ  $\text{HgTe/HgCdTe}$ , полученных с помощью различных масок. Предложенные методы фотолитографии и ионного травления подходят для изготовления микродисковых лазеров на основе КЯ  $\text{HgCdTe}$  и существенно не ухудшают их свойства. В дальнейшем необходимо усовершенствовать процессы формирования микродисков, провести оптимизацию процессов накачки, а также уменьшить разогрев носителей и повысить добротность резонаторов. Уже сейчас мы имеем микродисковый лазер на основе гетероструктур с КЯ  $\text{HgCdTe/HgCdTe}$ , генерирующий при термоэлектрическом охлаждении. Однако осуществление усовершенствований непременно откроет перспективы как для работы при комнатной температуре, так и при других длинах волн инфракрасного диапазона.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант FSWR-2020-0035).

- [1] Razova A.A., et al. // *Applied Physics Letters*. 2023. Vol. 123, No. 16. P. 161105.
- [2] Dvoretzky S., et al. // *Journal of Electronic Materials*. 2010. Vol. 39, No. 7. P. 918.
- [3] Wang M., et al. // *Applied Physics Express*. 2019. Vol. 12, No. 6. P. 062003.

## АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

М.А. Родионов<sup>1, 2)</sup>, В.Л. Вакс<sup>1, 2)</sup>

<sup>1)</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского

<sup>2)</sup> ИФМ РАН

В ИФМ РАН разработан ряд приборов, которые позволяют производить измерения спектров поглощения газов в субтерагерцовом диапазоне частот. Однако большой объём экспериментальных данных затрудняет анализ, что требует применения эффективных автоматических методов для обнаружения и определения резонансных частот спектральных линий.

Необходимо рассмотреть негативное влияние конструктивных особенностей приборов на получаемые экспериментальные данные и способы борьбы с ним. В работе для спектрометра с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения [1] реализован полностью автоматизированный алгоритм для определения резонансных частот спектральных линий.

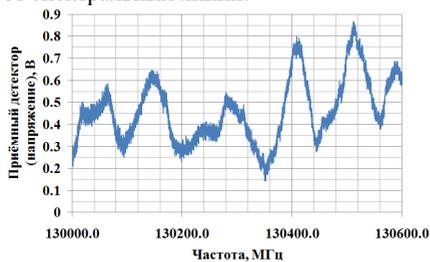


Рис. 1

Негативное влияние, вносимое в данные, характеризуется различными искажениями, которые можно разделить на две основные группы: глобальные и локальные. К глобальным относится интерференционное искажение (рис. 1). Оно вызвано тем, что на приёмник поступает не только сигнал, прошедший через измерительную ячейку напрямую, но и множество его отражений.

К локальным относятся: «разрыв первого рода» (рис. 2) и «локальный всплеск интенсивности» (рис. 3). Оба искажения вызваны особенностью перестройки частоты воздействующего на газ излучения. Изменение частоты осуществляют синтезаторы частоты с мелкой и крупной сеткой частот. При работе последнего изменяется выходная мощность источника излучения, а именно лампы обратной волны (ЛОВ), что непосредственно приводит к возникновению локальных искажений.

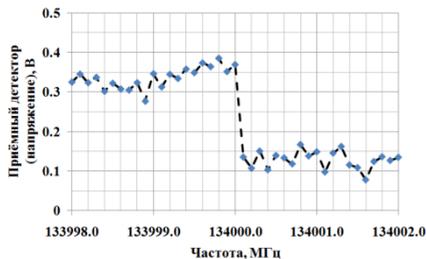


Рис. 2

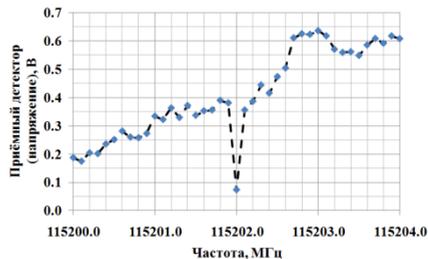


Рис. 3

Для устранения интерференционного искажения был выбран способ вычитания из исходных экспериментальных данных кусочно-полиномиальной аппроксимации

третьего порядка. Это связано с тем, что такой подход не приводит к уменьшению анализируемой алгоритмом области спектра и не приводит к искажению формы искомым спектральных линий.

Для автоматического обнаружения и устранения локальных искажений были сформулированы численные критерии их наличия.

«Локальный всплеск интенсивности»: имеется пара соседних и значительных по амплитуде разнонаправленных изменений величины напряжения, которые превышают уровень  $1,5 \cdot \text{СКО}$ , где  $\text{СКО}$  – среднее среднеквадратических отклонений выборки величины напряжения, предшествующей и последующей искажению, по которым рассчитываются значения линейной аппроксимации. После этого величина напряжения во всплеске интенсивности заменяется ближайшим значением из рассчитанных.

«Разрыв первого рода»: имеется одиночное и значительное по амплитуде изменение величины напряжения, которое превышает уровень  $3 \cdot \text{СКО}_1$  и  $6 \cdot \text{СКО}_2$ , где  $\text{СКО}_1$  – среднее среднеквадратических отклонений выборки величины напряжения, предшествующей и последующей искажению,  $\text{СКО}_2$  – среднеквадратическое отклонение в окрестности искажения относительно линейной аппроксимации. В сравнении с «локальным всплеском интенсивности» недостаточно изменить значение в одной точке. Поэтому он преобразуется изменением всех значений напряжения, следующих после искажения, на амплитуду среднего между величиной изменения напряжения и модулем разности крайних значений линейных аппроксимаций, непосредственно граничащих с искажением.

Для автоматического обнаружения спектральных линий также был сформулирован численный критерий: в данных выделяются области, в которых  $\text{СКО}_1 > 2 \cdot \text{СКО}_2$ , где  $\text{СКО}_1$  – среднеквадратическое отклонение выборки из узкого интервала,  $\text{СКО}_2$  – уточнённое среднеквадратическое отклонение выборки из широкого интервала, которое рассчитано с исключением величин, превышающих удвоенное среднеквадратическое отклонение этой выборки (рис.4, 5).

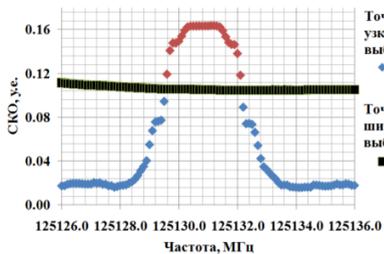


Рис. 4

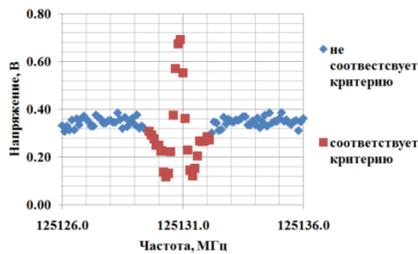


Рис. 5

В выделенной области могут оказаться несколько линий. Поэтому осуществляется полиномиальная аппроксимация методом наименьших квадратов, после чего определяются частоты, соответствующие локальным максимумам аппроксимации, которые и являются резонансными частотами.

[1] Вакс В.Л. и др. // Успехи физических наук. 2020. Т. 190, №. 7. С. 765.

## ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ПРОФИЛЬ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ МОЛЕКУЛЫ КИСЛОРОДА

А.Ю. Секачева, М.А. Кошелев, И.Н. Вилков, Г.Ю. Голубятников,  
М.Ю. Третьяков

*ИПФ РАН*

Молекулярный кислород является одним из основных компонентов атмосферы Земли и вносит заметный вклад в атмосферное поглощение субТГц излучения. Спектр кислорода в этом диапазоне состоит из линий тонкой структуры и двух вращательных триплетов. Параметры линий тонкой структуры известны с требуемой для атмосферных приложений точностью из наших предыдущих исследований (см. [1] и ссылки там). Вращательные триплеты менее изучены, главным образом, из-за известных проблем с источниками и приёмниками излучения в этой спектральной области. Несколько предыдущих исследований были направлены на измерение столкновительных параметров линий триплетов и их температурных зависимостей [2–5]. Функции модели формы линии, используемые в этих исследованиях, не учитывают зависимость скорости столкновительной релаксации молекул от скорости их движения (эффект «ветра»). Это может приводить к систематическому искажению формы линии при ее моделировании, составляющему несколько процентов от её амплитуды. Современные модели атмосферного поглощения требуют более точного моделирования формы линии.

Целью данной работы является получение новой высокоточной лабораторной спектроскопической информации о параметрах формы вращательных линий кислорода, которые либо уже используются, либо могут быть использованы в интересах дистанционного зондирования атмосферы и подстилающей поверхности.

Исследование формы линий кислорода проводилось с помощью двух спектрометров, отличающихся принципом регистрации спектров, что повышает достоверность получаемой информации. Первый – это классический видеоспектрометр [6] на основе лампы обратной волны (ЛОВ), газовой ячейки с исследуемым веществом и гелиевого болометра, который детектирует изменение интенсивности излучения при его поглощении газом. Второй – спектрометр с радиоакустическим детектором поглощения (РАД-спектрометр) [7], который регистрирует изменение свойств газа в результате его взаимодействия с излучением.

Для записи спектров использовалась манипуляция частоты излучения с последующей синхронной демодуляцией сигнала спектрометра на частоте модуляции. Линии записывались в чистом кислороде и в смеси с азотом при общем давлении от 0,1 до 2,87 Торр. Для достижения достаточного отношения сигнал/шум для точного изучения формы линии окончательный спектр при каждом давлении был получен усреднением многократных (до 100) записей. Характерные спектры, полученные с помощью видео- и РАД-спектрометров, показаны в верхней части рис. 1.

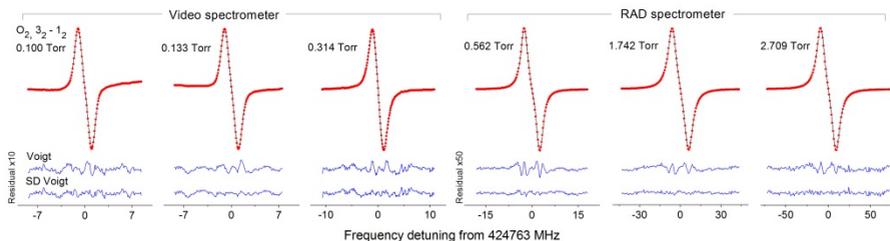


Рис. 1

Сигнал от наблюдаемой линии моделируется в виде  $S(f) = S_0 \cdot [F(f + dev) - F(f - dev)]$ , где  $f$  – частота излучения,  $dev$  – девиация частоты (фиксированный параметр),  $S_0$  – амплитудный множитель,  $F(f)$  – общепринятая модель формы линии.

Несмотря на то, что использование частотной манипуляции позволяет значительно уменьшить влияние базовой линии спектрометра, в некоторых случаях модельная функция была дополнена полиномиальной функцией частоты для учета оставшейся базовой линии.

Анализ спектров проводился с помощью двух моделей формы линий  $F(f)$ , остатки от аппроксимации которых к экспериментальным спектрам показаны в нижней части рис. 1. Контур Фойгта ( $Vp$ ), не учитывающий зависимость столкновительной релаксации молекул от скорости, демонстрирует систематическое отличие расчетного профиля от наблюдаемого вблизи центра линии и используется в основном для сравнения результатов данного исследования с предшествующими данными. Для учета эффекта «ветра» использовался модифицированный профиль Фойгта (SD Voigt) с квадратичной аппроксимацией ширины линии от скорости  $\Gamma(v) = \Gamma_0 + \Gamma_2 \left[ \left( \frac{v}{\tilde{v}} \right)^2 - \frac{3}{2} \right]$ , где  $\tilde{v} = \sqrt{2k_B T / m}$  – наиболее вероятная скорость поглощающих молекул массы  $m$  при температуре  $T$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана. Параметры  $\Gamma_0$  и  $\Gamma_2$  линейно зависят от давления:  $\Gamma_{0,2} = \gamma_{0,2} \cdot p$ .

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости столкновительных параметров ( $\Gamma_0$  и  $\Gamma_2$  – слева,  $\Delta_0$  – справа) линии кислорода вблизи 773 ГГц от давления. Данные с разных спектрометров показаны незакрашенными (видео) и покрашенными (РАД) символами. Сплошными линиями показана аппроксимация экспериментальных точек линейными зависимостями. Представленные зависимости демонстрируют хорошее согласие данных, полученных с помощью разных экспериментальных методик, что говорит о достоверности результатов.

Высокая точность полученных данных позволила впервые определить коэффициенты сдвига центральной частоты исследуемых линий давлением кислорода и азота  $f_c = f_0 + p \cdot \delta$ , где  $f_0$  – невозмущенная частота перехода,  $f_c$  – наблюдаемая частота перехода,  $p$  – давление,  $\delta$  – коэффициент сдвига. Ранее в моделях распространения излучения в атмосфере считалось, что сдвиг пренебрежимо мал, однако на рис. 2 видно, что

его величина составляет порядка 30 кГц/Торр. При атмосферном давлении это дает заметный эффект, сдвигая линию более чем на 20 МГц, и требует учета при интерпретации радиометрических данных. Кроме того, полученные значения сдвигов линий позволяют повысить точность определения частот вращательных переходов (в некоторых случаях – на порядок), демонстрируя лучшее согласие с расчетными значениями, полученными в результате глобального анализа кислородных данных [8]. Сравнительный анализ частот переходов приведен в табл.

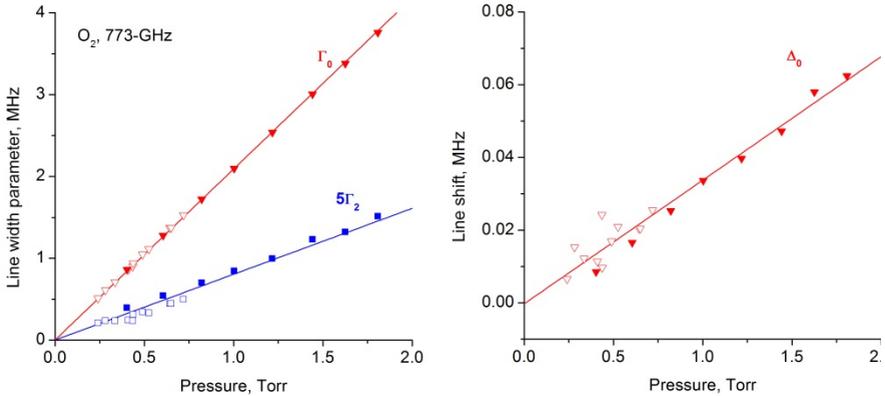


Рис. 2

Табл.

$N', J' - N, J$	Эксп. значение	Эксп.-расч.	Расчетное значение [8]	Ссылка
3,2 – 1,1	368498.245(20)	0.0036	368498.2414(73)	[4]
	<b>368498.2379(8)</b>	<b>-0.0035</b>		ДР*
3,2 – 1,2	424763.80(20)	0.7849	424763.0151(72)	[9]
	424763.210(100)	0.1949		[10]
	424763.030(14)	0.0149		[3]
	424763.037(20)	0.0219		[11]
	<b>424763.0082(9)</b>	<b>-0.0069</b>		ДР
3,3 – 1,2	487249.270(30)	0.0028	487249.2672(73)	[4]
	487249.261(20)	-0.0062		[11]
	<b>487249.2625(11)</b>	<b>-0.0047</b>		ДР
5,4 – 3,3	715392.980(70)	0.0852	715392.8948(107)	[4]
	<b>715392.888(5)</b>	<b>-0.0068</b>		ДР
5,4 – 3,4	773839.512(48)	0.0289	773839.4831(106)	[4]
	773839.514(80)	0.0309		[11]
	<b>773839.4735(30)</b>	<b>-0.0096</b>		ДР

\*ДР – данная работа

Таким образом, в результате проведенного нами исследования были измерены столкновительные коэффициенты уширения  $\Gamma_0$  и параметры  $\Gamma_2$  их квадратичной зависимости от скорости поглощающих молекул, а также коэффициенты сдвига  $\Delta_0$  для трех линий первого вращательного триплета кислорода (368, 425 и 487 ГГц) и двух линий второго триплета (715 и 773 ГГц), уширенных давлением кислорода и азота. На основе этих данных были рассчитаны аналогичные параметры для случая уширения линий давлением воздуха, исходя из состава воздуха 21% кислорода и 79% азота. Полученные данные дают важную спектроскопическую информацию для уточнения моделей атмосферного поглощения субТГц излучения на основе физически-корректной модели формы линии, учитывающей эффект «ветра».

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 22-72-10118, <https://rscf.ru/project/22-72-10118>) с использованием оборудования «ЦКП-7» (УНУ №3589084).

- [1] Koshelev M.A., et al. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2023. Vol. 298. P. 108493.
- [2] Pickett H. M., Cohen E. A., Brinza D.E. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 248. P. 49.
- [3] Krupnov A.F., et al. // *J. Molec. Spectrosc.* 2002. Vol. 215. P. 309.
- [4] Golubiatnikov G.Yu., Krupnov A.F. // *J. Molec. Spectrosc.* 2003. Vol. 217. P. 282.
- [5] Drouin B.J. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2007. Vol. 105. P. 450.
- [6] Golubiatnikov G.Yu., et al. // *Radiophys Quantum Electron.* 2014. Vol. 56. P. 599.
- [7] Третьяков М.Ю., Кошелев М.А., Макаров Д.С., Тонков М.В. // *Приборы и техника эксперимента.* 2008. № 1. С. 87.
- [8] Koshelev M.A., Golubyatnikov G.Yu., Vilkov I.N., Tretyakov M.Yu. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2022. Vol. 278. P. 108001.
- [9] McKnight J.S., Gordy W. // *Phys. Rev. Lett.* 1968. Vol. 21. P. 1787.
- [10] Steinbach W., Gordy W. // *Phys. Rev. A.* 1973. Vol. 8. P. 1753.
- [11] Drouin B.J., et al. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2010. Vol. 111. P. 1167.

Секция «Общая физика»

Заседание секции проводилось 14 мая 2024 г.  
Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.