

КОНФЕРЕНЦИЯ В

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ
'АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ**

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВОГО ПРОЦЕССА В ОПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ ДЛЯ УСТРОЙСТВ НАНОФОТОНИКИ

Михайлов И.О.¹, Штанько Е.И.²

¹ Сибирский государственный университет геосистем и технологий, г. Новосибирск, Россия

² Институт нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН, г. Новосибирск, Россия

e-mail: prooptiku@gmail.com, mik_kat@ngs.ru

В статье приведены результаты компьютерного моделирования процесса прохождения электромагнитной волны в некоторой сложной среде, имитирующей оптический материал в форме микролинз для устройств нанопластики. Численное моделирование выполняется в терагерцовом частотном диапазоне, соответствующем видимому излучению, с применением современного математического аппарата векторного метода конечных элементов, реализованного в авторском программном продукте.

В работе [1] на примере трех важнейших направлений нанотехнологий оценивается динамика развития их научной базы. Одним из направлений является нанопластика, которая ориентирована на создание оптических наноструктур и явлений [2], способных сыграть важную роль в развитии перспективных информационных технологий и вычислительных систем, использующих чипы с интеграцией электронных и фотонных компонентов. В силу значительной технологической сложности и высокой стоимости проведения лабораторных физических экспериментов в области нанопластики, предварительное численное моделирование представляется наиболее доступным и перспективным видом исследований.

Система уравнений Максвелла является основополагающей теоретической базой для современных методов нанопластики. Среди численных методов моделирования в данной прикладной области наибольшее распространение получили: метод разностных схем решения уравнений Максвелла, учитывающий зависимость от времени (FDTD-метод) [3]; метод Фурье-мод, который применяется для исследования дифракции монохроматического излучения на периодических бинарных структурах (RCWA-метод) [4]; метод конечных элементов, основанный на аппроксимации амплитуды некоторыми кусочными функциями на конечноэлементных сеточных разбиениях расчетной области (FEM-метод) [5]. Векторный метод конечных элементов может эффективно применяться для решения задач нанопластики, так как позволяет с высокой точностью аппроксимировать среды, содержащие внутренние криволинейные объекты сложной геометрической формы, работать в широком диапазоне частот, вплоть до ТГц, естественным образом на уровне вариационной постановки учитывать разрывность решения на границе раздела сред с разными физическими характеристиками.

Реализованный программный продукт, использующий векторный метод конечных элементов, позволяет моделировать волновые процессы в различных средах и условиях, например, в области нанопластики. В работе исследуются особенности прохождения световой волны в областях с микролинзами в зависимости от их формы, взаимного расположения и электрофизических характеристик материала.

Постановка задачи. На основании базового понятия геометрической оптики - светового луча - определяются законы распространения излучения в оптических средах без учёта его волновых свойств. На рисунке 1 приведен принцип работы линзы с фокусным расстоянием f' и диаметром D по законам геометрической оптики.

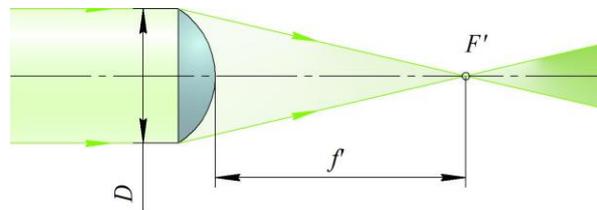


Рисунок 1 — Одиночная линза

В рамках теории физической оптики свет представляется как гармоническая электромагнитная волна. Если рассматривать видимый спектр излучения в диапазоне от 380 нм до 780 нм, то частота моделирования находится в пределах от 790 ТГц до 385 ТГц. Световая волна может быть описана следующим волновым уравнением, сформулированным относительно векторной неизвестной напряженности электрического поля \mathbf{E} [В/м]:

$$\nabla \times \mu^{-1} \nabla \times \mathbf{E} + (i\omega\sigma - \omega^2 \varepsilon) \mathbf{E} = 0 \text{ в } \Omega$$

где ε – диэлектрическая проницаемость [Ф/м]; μ – магнитная проницаемость [Гн/м]; σ – электропроводность среды [См/м], $\omega = 2\pi f$ – циклическая частота [Гц]; Ω – расчетная область с Липшиц-непрерывной границей $\partial\Omega = \Gamma_M \cup \Gamma_E$.

Расчеты выполняются на серии модельных задач и могут быть приближены к реальным физическим расчетам указанием соответствующих электрофизических характеристик моделируемой среды и ее подробной внутренней геометрии. В качестве области моделирования Ω были рассмотрены две области, приведенные на рисунке 2, содержащие одну микролинзу (рисунок 2, а) и массив из двух микролинз (рисунок 2, б).

На границе расчетной области Γ_E задано неоднородное краевое условие вида:

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}|_{\Gamma_E} = \mathbf{E}_0 = (0 \quad E_y \quad 0)^T$$

позволяющее возбудить в расчетной области плоскую волну с преобладанием действительной E_y -компоненты векторного поля \mathbf{E} .

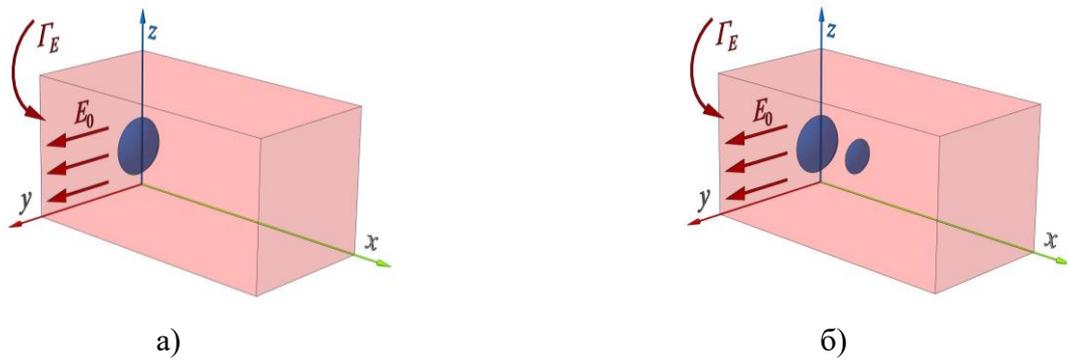


Рисунок 2 – Расчетные области, габаритные размеры $6000 \text{ нм} \times 3000 \text{ нм} \times 3000 \text{ нм}$: а) одна сферическая линза, диаметр $D = 900 \text{ нм}$; б) две сферические линзы, $D_1 = 900 \text{ нм}$, $D_2 = 600 \text{ нм}$

Визуализация модели плоского волнового фронта излучения, распространяющегося в однородной расчетной области Ω , приведена на рисунке 3.

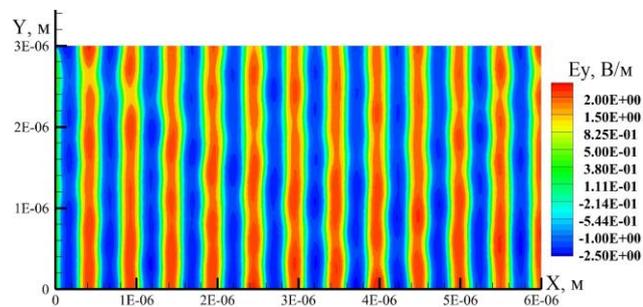


Рисунок 3 – Визуализация плоского волнового фронта. Компонента E_y в сечении XY , частота 591 ТГц (соответствует длине волны 507 нм)

Результаты численного моделирования. Результат моделирования взаимодействия плоского волнового фронта излучения и линзы приведен на рисунке 4. Рисунок 4, а соответствует линзе с электрофизическими параметрами $\epsilon_r = 4,5$, $\mu_r = 1$, $\sigma = 0$ (абсолютный показатель преломления света в диэлектрике $n = 2,12$). На рисунке 4, б показан волновой фронт для линзы с характеристиками $\epsilon_r = 7$, $\mu_r = 1$, $\sigma = 0$ ($n = 2,64$) [6], где ϵ_r – относительная диэлектрическая проницаемость, μ_r – относительная магнитная проницаемость.

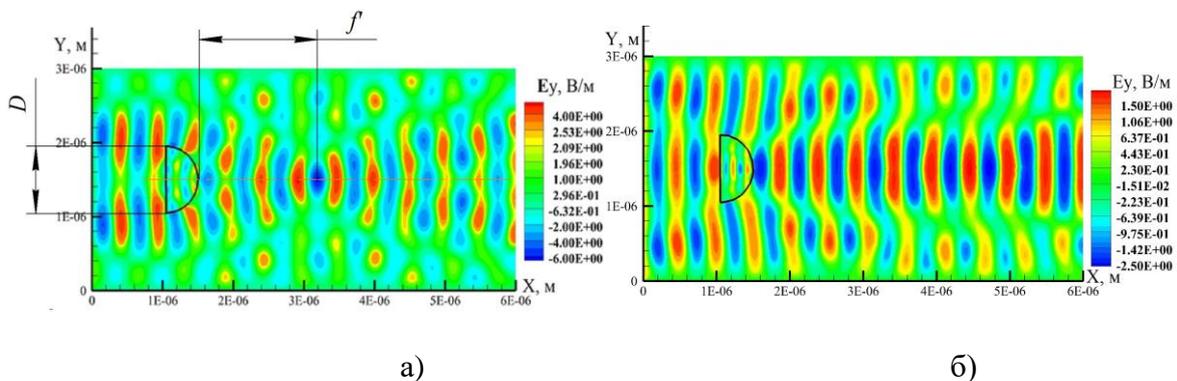


Рисунок 4 — Взаимодействие волнового фронта излучения с линзой (частота 591 ТГц)

Полученные численные решения иллюстрируют зависимость формы волнового фронта от абсолютного показателя преломления неоднородности среды. Отметим, что на данной частоте только первая линза фокусирует волновой фронт в пределах рассмотренной области моделирования на расстоянии f' от поверхности микролинзы (рисунок 4, а).

Добавление второй микролинзы в систему приводит к изменению распределения действительной компоненты E_y напряженности электрического поля в расчетной области, которым можно управлять изменением частоты.

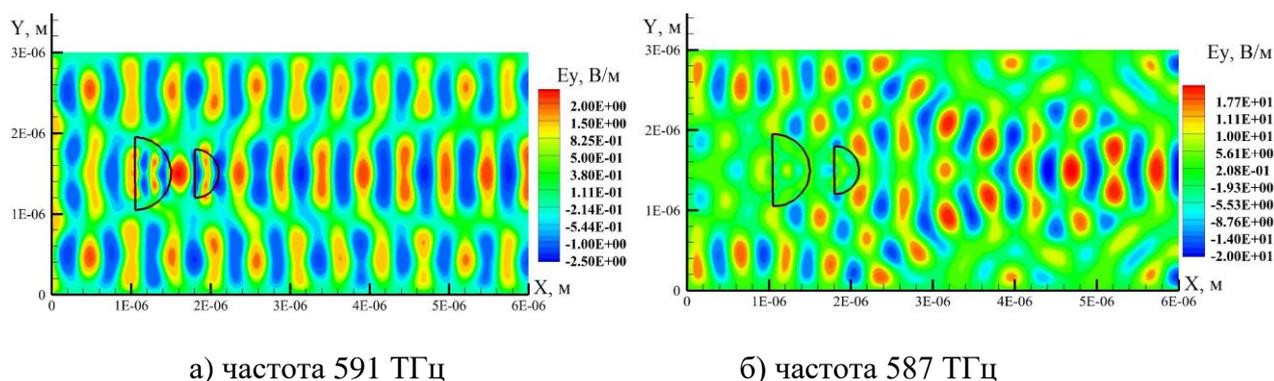


Рисунок 5 — Взаимодействие волнового фронта излучения с массивом из двух линз
 Электрофизические характеристики обеих линз совпадают: $\epsilon_r = 4,5$, $\mu_r = 1$, $\sigma = 0$.

Заключение и выводы. В данной работе предлагается один из вариантов численного моделирования и визуализации волновых процессов в оптических средах, позволяющий более эффективно решать задачи практической реализации теоретических исследований в области нанофотоники, открывающих перспективы в развитии техники и новых технологий. Предлагаемая программная реализация позволяет моделировать формирование волнового фронта, взаимодействующего с оптическими микроэлементами систем нанофотоники, с учетом геометрических и электрических свойств материала.

Работа выполнена при поддержке проекта ФНИ № 0266-2019-0007.

1. Терехов А.И. Развитие научной базы нанотехнологий на примере трех направлений: библиометрический взгляд // Социология науки и технологий. 2019. Т.10. №1. С.95-109.
2. Соифер В.А. Дифракционная нанофотоника и информационные технологии // Вестник Российской академии наук. 2014. Т.84. №1. С.11-24.
3. Налимов А.Г., Ковалев А.А., Котляр В.В., Соифер В.А. Моделирование трехмерного устройства нанофотоники для ввода излучения в планарный волновод // Компьютерная оптика. 2009. Т.33, №1. С.4-9.
4. Быков Д.А., Досколович Л.Л. О применении метода Фурье-мод к расчету локализованных мод интегральных оптических резонаторов // Компьютерная оптика. 2015. Т.39. №5. С.663-673.
5. Azzam S.I., Areeed N.F., Abd-Elrazzak M.M., El-Mikati H.A., Obayya S.S. Novel symmetric hierarchical mixed finite element analysis for nanophotonic devices // IEEE.31st National Radio Science Conference. 2014. pp. 341-348
6. Справочник химика / Б. П. Никольский. М.: Книга по Требованию, 2013. 888 с.

ВЛИЯНИЕ УЧЕТА КОРРЕЛЯЦИИ ВОЛНЕНИЙ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОХОЖДЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ СЛУЧАЙНО НЕРОВНУЮ ФРЕНЕЛЕВСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Будак В.П., Гримайло А.В.

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ»», г. Москва, Россия

e-mail: BudakVP@gmail.com, GrimailoAV@gmail.com

Работа посвящена исследованию влияния учета корреляции волнений при моделировании случайно-неровной поверхности (СНП). Для построения СНП используется метод моделирования однородных полей на основе спектрального представления с экспоненциальной корреляционной функцией. Приведены результаты расчета прохождения излучения через СНП в виде изображений, полученных на расположенном за СНП экране. Полученные данные показывают, что коррелированная случайно-неровная френелевская поверхность может воздействовать на световые лучи подобно оптической линзе (эффект статистической линзы).

Введение

Одной из важнейших проблем, связанных с вопросами моделирования переноса излучения, дальнего обнаружения и визуализации трехмерных сцен освещения является построение физически корректной модели отражающей поверхности. Необходимо учитывать, что свет отражается не только от граней поверхности материала; он проникает во внутренние приповерхностные слои, где рассеивается на частицах вещества, после чего снова выходит в окружающее пространство. При этом в перечисленных процессах важнейшую роль имеет состояние поляризации светового луча, которое изменяется после каждого акта рассеяния.

Наиболее подходящим, по мнению авторов, является представление отражающей поверхности в виде рассеивающего слоя, ограниченного диффузной подложкой и случайно-неровной френелевской границей сверху. Моделирование последней является нетривиальной задачей, которая также неизбежно встречается при решении проблем, связанных с распространением излучения в системе атмосфера-океан.

Несмотря на большое количество работ, опубликованных по данной теме только за последние годы [1-4], вопрос влияния учета корреляции волнений случайно-неровной поверхности (СНП) на прохождение через нее излучения не был еще подробно рассмотрен. Однако, данное явление может оказывать существенное влияние на рассматриваемые процессы. Подтверждением этого служат многочисленные свидетельства космонавтов [5-7] о наблюдении дна рек, морей и океанов с борта космического корабля, когда с расстояния многих сотен километров над поверхностью земли отчетливо просматривались предметы, расположенные на большой глубине.

Первый подобный случай произошел в августе 1965 года, когда американский астронавт Л. Г. Купер наблюдал глубоководный рельеф с борта космического корабля Джемини-5. Из советских космонавтов первыми наблюдали это явление А. Г. Николаев и В. И. Севастьянов. Они впервые увидели, как южноамериканский континент уступами опускается в океан и как сквозь толщу воды просматриваются из космоса продолжения русел больших рек.

Одним из возможных объяснений данного феномена может служить так называемое явление статистической линзы, когда коррелированная случайно неровная поверхность действует на проходящие сквозь нее лучи подобно оптической линзе.

Метод

Для построения случайно неровной френелевской поверхности использовался алгоритм приближенного моделирования гауссовских однородных полей на основе спектрального представления, описанный в [8, 9]. Корреляционная функция $B(r)$ всякого однородного изотропного поля $z(x, y)$ на плоскости представима в виде:

$$B(r) = M[z(0,0)z(x, y)] - Mz(0,0)Mz(x, y) = \sigma^2 \int_0^{+\infty} J_0(\rho r) \nu(d\rho), \quad (1)$$

где $r^2 = x^2 + y^2$, σ^2 — дисперсия поля; $J_0(\rho r)$ — функция Бесселя первого рода, $\nu(d\rho)$ — «радиальная» спектральная мера на $[0, \infty)$. Далее предполагается, что мера ν имеет плотность:

$$\nu(d\rho) = dG(\rho) = g(\rho)d\rho, \quad G(\rho) = \rho \int_0^{+\infty} J_1(\rho x) B(x) dx. \quad (2)$$

Рассмотрим вариант спектральной модели для изотропного поля $z(x, y)$ с нулевым средним:

$$z(x, y) = \sigma \sum_{n=1}^N c_n M_n^{-1/2} \sum_{m=1}^{M_n} (-2 \ln \alpha_{nm})^{1/2} \cos[(x \rho_{nm} \cos \omega_{nm} + y \rho_{nm} \sin \omega_{nm}) + 2\pi \beta_{nm}], \quad (3)$$

где

$$c_n^2 = \int_{R_{n-1}}^{R_n} g(\rho) d\rho, \quad \omega_{nm} = \pi(m - \gamma_{nm}) / M_n; \quad (4)$$

ρ_{nm} — случайные величины, распределенные на $[R_{n-1}, R_n)$ с плотностью $g(\rho) / c^2$, $0 = R_0 < R_1 < K < R_{N-1} < R_N = \infty$; $\alpha_{nm}, \beta_{nm}, \gamma_{nm}$ — независимые, равномерные распределенные на $[0, 1]$ случайные величины.

Таким образом, алгоритм моделирования состоит в создании массивов

$$\begin{aligned} A(n, m) &= \sigma c_n (-2 \ln \alpha_{nm} / M_n)^{1/2}, & C(n, m) &= \rho_{nm} \sin \omega_{nm}, \\ B(n, m) &= \rho_{nm} \cos \omega_{nm}, & D(n, m) &= 2\pi\beta_{nm}, \end{aligned}$$

тогда значение поля (высоты поверхности) в требуемой точке (x, y) вычисляется по формуле:

$$z(x, y) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A(n, m) \cos[xB(m, n) + yC(n, m) + D(n, m)]. \quad (5)$$

В рассматриваемом далее примере используется корреляционная функция вида

$$B(r) = \exp(-ar). \quad (6)$$

В этом случае [10]

$$\begin{aligned} g(\rho) &= a\rho(\rho^2 + a^2)^{-3/2}, \quad \rho > 0, \\ G(\rho) &= 1 - a(a^2 + \rho^2)^{-1/2}, \quad \rho \geq 0, \\ G^{-1}(c) &= a[(1 - c)^{-2} - 1]^{1/2}, \quad c \in [0, 1). \end{aligned}$$

В итоге формула (3) принимает вид

$$z_M^{(a)}(x, y) = \sigma M^{-1/2} \sum_{m=1}^M a \sqrt{-2[(1 - c_m)^{-2} - 1]} \ln \alpha_m \cos[a(x \cos \omega_m + y \sin \omega_m) + 2\pi\beta_m]. \quad (7)$$

Результаты

В ходе численных экспериментов было проведено моделирование прохождения лучей через случайно неровную френелевскую поверхность с различными исходными данными. Изменялся коэффициент в показателе корреляционной функции (ρ) , расстояние от среднего уровня СНП до экрана, а также дисперсия для корректировки амплитуды волнений СНП.

Первый случай соответствует относительно большим волнам (если проводить параллель с волнением воды в океане). Второй случай — мелкой ряби. Результаты моделирования представлены (рисунок 1) в виде изображения плоского светящего квадрата, которое было получено при прохождении света через случайно неровную френелевскую границу при каждом наборе параметров.

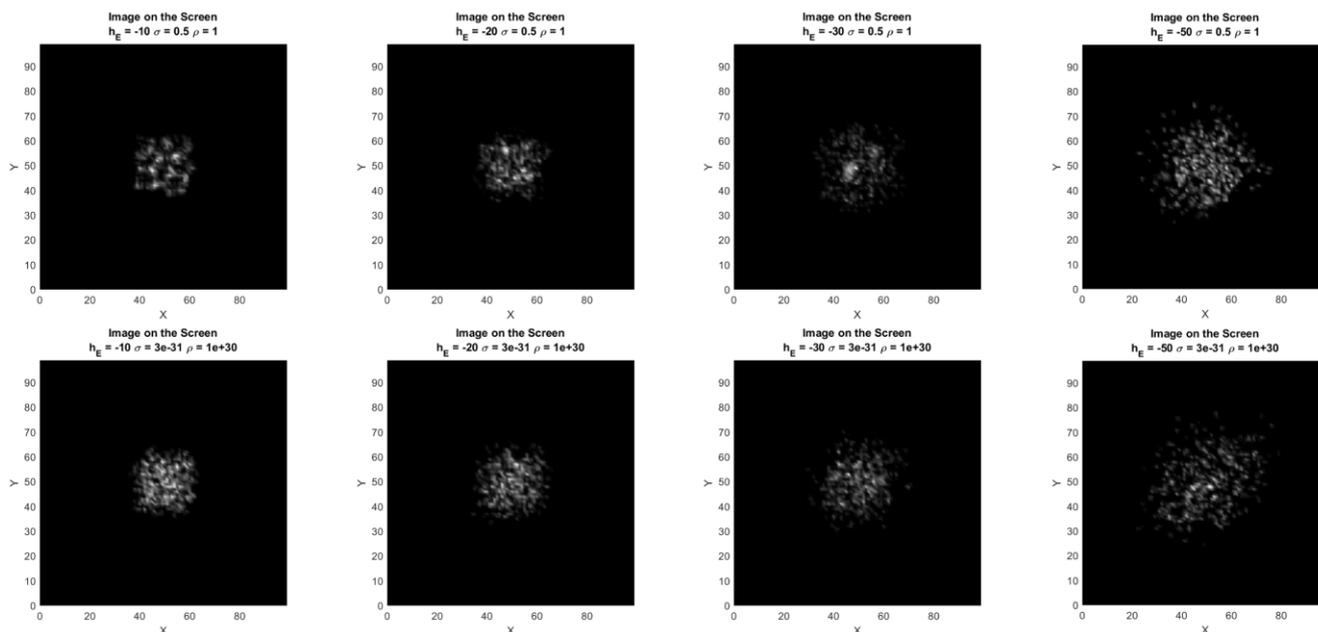


Рисунок 1 — Изображение на экране в зависимости от параметров СНП и расположения крана

Литература

1. *Yang M. et al.* Degree of polarization modeling based on modified microfacet pBRDF model for material surface // Opt. Commun. 2019. V. 453.
2. *Zhang Y. et al.* Stokes parameters polarization scattering properties of optical elements surface of different material // Optik (Stuttg). 2019. V. 185. P. 1238–1246.
3. *Kupinski M. et al.* Applying a microfacet model to polarized light scattering measurements of the Earth's surface // Polariz. Sci. Remote Sens. VII. 2015. V. 9613. P. 96130T.
4. *Zhan H. et al.* Polarization-based complex index of refraction estimation with diffuse scattering consideration // Polariz. Sci. Remote Sens. VII. 2015. V. 9613. P. 96130Y.
5. *Лазарев А.И., Севастьянов В.И.* Лицом к лицу лица не увидеть // Наука и жизнь. 1987. № 9. С. 27–32.
6. *Лазарев А.И., Коваленок В.В., Аванян С.В.* Исследования Земли с пилотируемых космических кораблей. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 400 с.
7. Gemini Program Mission Report. Gemini V. NASA. Manned Spacecraft Center, August 1965.
8. *Михайлов Г.А.* Численное построение случайного поля с заданной спектральной плотностью, Докл. АН СССР, 1978, том 238, номер 4, 793-795.
9. *Пригарин С.М.* Методы численного моделирования случайных процессов и полей / Отв. ред. Г.А. Михайлов. Новосибирск: ИВМиМГ СО РАН, 2005. 259 с.
10. *Бейтмен Г., Эрдейн А.* Таблицы интегральных преобразований. Преобразования Бесселя. Интегралы от специальных функций. М.: Наука, 1970. Т. 2.

ОЦЕНКА СКОРОСТИ ПОПЕРЕЧНОГО ВЕТРА ПО ФЛУКТУАЦИЯМ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПОДСВЕЧЕННОЙ ДИФFUЗНОЙ МИШЕНИ

Маракасов Д.А., Афанасьев А.Л., Банах В.А. Ростов А.П., Кусков В.В.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: mda@iao.ru, afanasiev@iao.ru, rostov@iao.ru, yvk@iao.ru

В докладе рассматривается возможность определения средней интегральной вдоль оптической трассы поперечной компоненты скорости ветра из флуктуаций изображения подсвеченной лазерным пучком диффузной мишени. Предложен алгоритм обработки видеоизображений, основанный на построении пространственно-временной корреляционной функции флуктуаций интенсивности излучения рассеянного на мишени. Представлены результаты экспериментальной проверки предложенной методики.

Введение

Пассивные оптические системы позволяют достаточно точно оценивать поперечную к линии визирования компоненту скорости ветра. В их основе лежит измерение характеристик дрожания изображения [1,2] (пар изображений [3,4]) удаленного контрастного объекта. Необходимым условием реализации этого подхода является достаточная освещенность наблюдаемого объекта, либо сам объект должен быть источником некогерентного излучения. Такая ситуация реализуется далеко не всегда, например, в темное время суток освещенность мала. Отсутствие резких и контрастных границ в изображении также существенно затрудняет применение методов, основанных на статистике дрожания изображений. Поэтому представляет интерес разработка способов оценивания бокового ветра по рассеянному лазерному излучению.

В работах [5,6] было показано, что рассеянное назад излучение содержит достаточно информации для оценки скорости ветра. Корреляционно-спектральный анализ флуктуаций интенсивности в изображении подсвеченного диффузного объекта, проведенный в [7,8] продемонстрировал принципиальную возможность фильтрации вкладов в пространственно-временной спектр интенсивности. Однако в экспериментах с помощью данной методики удается выделять воздушные потоки, параметры которых (скорость ветра, структурная характеристика показателя преломления) достаточно сильно отличающиеся от средних на трассе [9]. Возможность оценки интегральной вдоль трассы скорости поперечного ветра по рассеянному мишенью лазерному излучению требует дополнительного исследования.

В докладе предложен алгоритм обработки видеоизображений, основанный на построении пространственно-временной корреляционной функции интенсивности засветки в изображении однородной диффузной мишени. Алгоритм позволяет в режиме реального времени давать оценку интегральной скорости ветра. Представлены результаты экспериментальной проверки предложенной методики, проведенной летом 2019 г. на полигоне БЭК ИОА СО РАН. Оценки

интегрального ветра сопоставляются с данными независимых измерений расположенной вдоль трассы линейки анемометров.

1. Алгоритм оценивания интегральной скорости ветра

Как было показано в [7,8] в пространственно-временной корреляционной функции интенсивности излучения, рассеянного назад диффузной мишенью, содержатся 2 компоненты, связанные с ветровым переносом турбулентных неоднородностей атмосферы. Первая соответствует флуктуациям интенсивности подсвечивающего пучка, вторая определяется неоднородностями на пути от мишени к приемному устройству. Составляющие, связанные с корреляцией неоднородностей на прямом и обратном участках оптической трассы, быстро падают уже при небольшом (1-5 м) поперечном разnose источника подсветки и приемного устройства, поэтому будем ими пренебрегать в дальнейшем.

Степень выраженности двух вышеупомянутых компонент определяется плоскостью регистрации изображения. При регистрации в плоскости резкого изображения флуктуационная составляющая, приобретаемая за счет атмосферной турбулентности на трассе от источника до мишени, значительно превосходит ту, что связана с возмущениями на обратном участке [10]. Именно такую конфигурацию приемного устройства будем использовать далее.

Итак, в плоскости резкого изображения фотоприемной матрицей с частотой следования кадров f регистрируется временной ряд изображений $I_{jk}(t_n)$ подсвеченного диффузного объекта. Алгоритм обработки изображений для оценки, например, горизонтальной компоненты скорости ветра состоит в следующем:

1) Изображение усредняется по направлению, перпендикулярному оцениваемой компоненте скорости ветра, по нескольким строкам ($K=10-20$). Это несколько подавляет флуктуационную составляющую интенсивности, но позволяет избежать выноса неоднородностей из поля зрения за счет вертикальной компоненты ветра

$$P_j(t_n) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K I_{jk}(t_n). \quad (1)$$

2) Для каждого индекса j по N кадрам строится временная корреляционная функция

$$B_j(m/f, s) = \frac{1}{N-m} \sum_{n=1}^{N-m} [P_j(t_n) - \langle P_j \rangle] [P_{j+s}(t_{n+m}) - \langle P_{j+s} \rangle], \quad \langle P_j \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N P_j(t_n), \quad (2)$$

которая затем усредняется по всей строке

$$B(m/f, s) = \frac{1}{J-s} \sum_{j=1}^{J-s} B_j(m/f, s). \quad (3)$$

Горизонтальный разнос s пикселей изображения выбирается так, чтобы время переноса неоднородностей через s столбцов изображения как минимум в несколько раз превосходило

межкадровый интервал $1/f$. Использование усреднения по плоскости изображения позволяет значительно (в 10-20 раз) сократить время, необходимое для формирования корреляционной функции по сравнению с аналогичной процедурой, используемой при оценке ветра из дрожания изображений [11].

3) Абсцисса t_0 максимума корреляционной функции (3) смещена относительно нулевой задержки ($m = 0$) на величину, обратно пропорциональную горизонтальной компоненте скорости ветра V_h . Для ее оценки используем соотношение

$$V = \frac{GsL\Delta\theta}{\tau}, \quad (4)$$

где L – длина трассы, $\Delta\theta$ – угол, соответствующий одному пикселю изображения, G – геометрический фактор, который определяется изменением радиуса подсвечивающего пучка на трассе. Для широкого коллимированного пучка $G = 1$.

2. Экспериментальная проверка алгоритма

Экспериментальная проверка изложенного выше алгоритма была проведена на полигоне БЭК ИОА СО РАН в августе 2019 г. Измерения проводились на приземной трассе (высота над поверхностью 1-4 м) длиной $L = 184$ м. Диффузный рассеиватель (стена здания) подсвечивался лазерным пучком. Источником служил непрерывный лазер GLM-10 с длиной волны $\lambda = 0.532$ мкм.

Радиусы пучка в начале трассы и на мишени практически совпадали ($r = 5$ см), так что геометрический фактор $G = 1$. Регистрация видеоизображений проводилась с частотой $f = 300$ Гц видеокамерой Basler acA720-520um с интерфейсом USB3.0, матрица которой была расположена в плоскости резкого изображения объектива МТО-100 (фокусное расстояние 0.1 м). Независимое метеосопровождение осуществлялось с помощью линейки из 6 акустических анемометров [12], развернутой вдоль трассы с шагом 25 м.

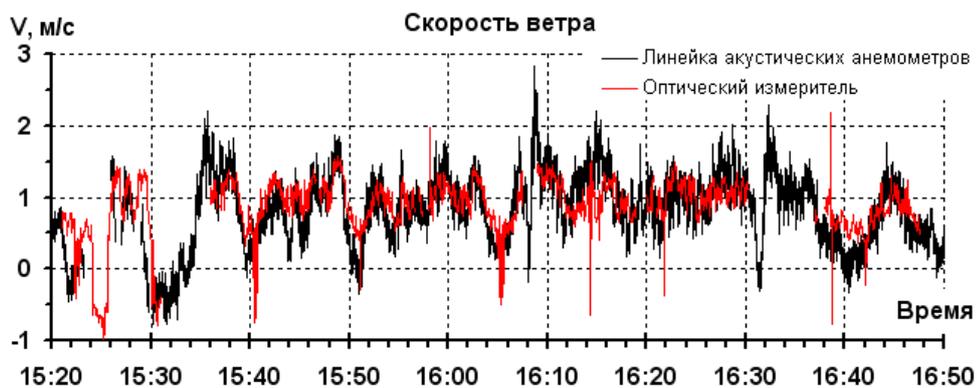


Рисунок 1 – Оценка интегрального ветра оптическим измерителем (время накопления 2 с, красная кривая) и средний ветер по всем анемометрам (черная кривая).

На Рис. 1 приведено сравнение оценки интегральной скорости ветра оптическим методом с интервалом усреднения 2 с и показаний акустических анемометров, усредненных по всей линейке. Прослеживается хорошее совпадение, как по среднему значению, так и динамики флуктуаций с временными масштабами от 10 с.

Заключение

Таким образом, предложенный алгоритм позволяет оценивать интегральное вдоль трассы значение поперечной компоненты скорости ветра при достаточно коротком интервале усреднения в 1-2 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект №18-42-700005 p_a.

1. *Porat O., Shapira J.* Crosswind sensing from optical-turbulence-induced fluctuations measured by a video camera. // *Applied Optics*. 2010. V.49. №28. P. 5236-5244.

2. *Афанасьев А.Л., Банах В.А., Ростов А.П.* Оценка интегральной скорости ветра и турбулентности в атмосфере по искажениям видеоизображений естественно освещенных объектов // *Оптика атмосферы и океана*. 2016. Т. 29. № 4. С. 285-293.

3. *Belenkii M.* «Passive crosswind profiler» United States Patent No. US 8,279,287 B2

4. *Маракасов Д.А.* Оценка средней скорости ветра из корреляции смещений центров тяжести изображений некогерентных источников в турбулентной атмосфере // *Оптика атмосферы и океана*. 2016. Т. 29. № 4. С. 294-299.

5. *Clifford S.F., Ochs G.R., Wang Ting-I.* Optical wind sensing by observing the scintillations of a random scene // *Applied Optics*. 1975. V. 14. №.12. P.2844-2850.

6. *Walters D. L.* Passive remote crosswind sensor // *Applied Optics*. 1977. V. 16. №10. P. 2625-2626.

7. *Banakh V.A., Vorontsov M.A., Marakasov D.A.* Cross-wind profiling based on the scattered wave scintillations in a telescope focus // *Applied Optics*. 2007, V. 46. № 33. P. 8104-8117.

8. *Банах В.А., Маракасов Д.А.* Восстановление профиля скорости ветра по флуктуациям интенсивности рассеянной волны в приемном телескопе // *Квантовая электроника*. 2008. Т. 38. №9. С. 889-894.

9. *Афанасьев А.Л., Банах В.А., Маракасов Д.А., Ростов А.П.* Восстановление профиля поперечной компоненты скорости ветра по флуктуациям расходящегося лазерного пучка на атмосферной трассе // *Известия высших учебных заведений. Физика*. 2010. Т. 53. №9/3. С. 101-103.

10. *Маракасов Д.А.* Восстановление профиля ветра из флуктуаций интенсивности сферической волны, отраженной в турбулентной атмосфере // *Известия высших учебных заведений. Физика*. 2009. Т. 52. № 12. С. 20-27.

11. *Афанасьев А.Л., Банах В.А., Гордеев Е.В., Маракасов Д.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Верификация корреляционного пассивного оптического измерителя поперечной скорости ветра в экспериментах с доплеровским ветровым лидаром // *Оптика атмосферы и океана*. 2017. Т.30. №8. С. 657-663.

12. *Ростов А.П.* Массив одномерных акустических анемометров – термометров // *Восьмое Сибирское совещание по климато-экологическому мониторингу: Мат-лы рос. конф. / Под ред. М.В. Кабанова. – Томск: аграф-Пресс, 2009. С. 368-370.*

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ С ПОМОЩЬЮ МАССИВА ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ФОТОДЕТЕКТОРОВ

Маракасов Д.А., Сазанович В.М., Сухарев А.А., Цвык Р.Ш., Шестернин А.Н.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: mda@iao.ru, szanovich@iao.ru, sukharev@iao.ru, tsvyk@iao.ru, san@iao.ru

Проведено исследование искажений волнового фронта лазерного пучка, просвечивающего аксиально-симметричную неизобарическую сверхзвуковую струю. Показано аналитически и продемонстрировано в экспериментах на Вертикальной струйной установке ИТПМ СО РАН, что совокупность средних локальных наклонов волнового фронта пучка в плоскости за струей отображает основные элементы пространственной структуры струи (диск Маха, внутренний и внешний слой смещения, висячий и присоединенный скачки). На основе измерения локальных наклонов волнового фронта просвечивающего пучка при различных npr (отношение давлений в форкамере и окружающем пространстве) построены образы соответствующих струй. Полученные результаты образуют основу методики бесконтактного исследования пространственного распределения неоднородностей плотности в сверхзвуковых течениях со сложной структурой.

Турбулентные пульсации в сверхзвуковых струях (СС) развиваются в условиях ограниченного объема и сильной пространственной неоднородности средних и флуктуационных параметров течения. К настоящему времени достаточно полно исследованы средние характеристики струи [1], восстановлены спектры флуктуаций показателя преломления в СС по флуктуациям интенсивности и ряд других характеристик [2]. В отличие от флуктуаций интенсивности, чувствительных к мелкомасштабной турбулентности, флуктуации фазы (направления) чувствительны к масштабам неоднородностей показателя преломления порядка и более размера приемной диафрагмы и их измерения позволяют расширить информацию о размерах неоднородностей в струе и создают принципиальную возможность дистанционного измерения структуры струи. С целью изучения возможности восстановления распределения характеристик плотности воздуха (средняя плотность, интенсивность флуктуаций) по ее сечению на Вертикальной струйной установке (ВСУ) ИТПМ СО РАН (г. Новосибирск) проведена регистрация искажений направления лазерного излучения под действием неоднородностей плотности на начальном участке сверхзвуковой струи, в котором формируется продольная ячеистая структура.

Фотография экспериментальной установки представлена на Рис. 1. Сверхзвуковая струя, формируемая соплом Витошинского диаметром 30 мм, истекала вертикально вверх в помещении размером 5X5X3 м. Лазерный луч (оптическая ось горизонтальна) проходил через собирающую линзу, за точкой фокусировки формировался быстро расходящийся пучок. Пучок

просвечивал струю (расстояние между осью струи и точкой фокусировки 1 м). Лазерный пучок, пройдя через струю, направлялся на экран с отверстием диаметром 2 мм, расположенный на расстоянии 1 м от оси струи. На расстоянии 1 м от экрана, соосно с отверстием, размещен позиционно-чувствительный фотодиод (ПЧД), который измеряет координаты центра тяжести лазерного пучка. Такие измерения, обеспечивающие просвечивание при смещении относительно оси струи в поперечном сечении пучка и по вертикали (вдоль оси струи) и при различных npr (отношение давлений в форкамере и окружающем пространстве) проведены впервые.

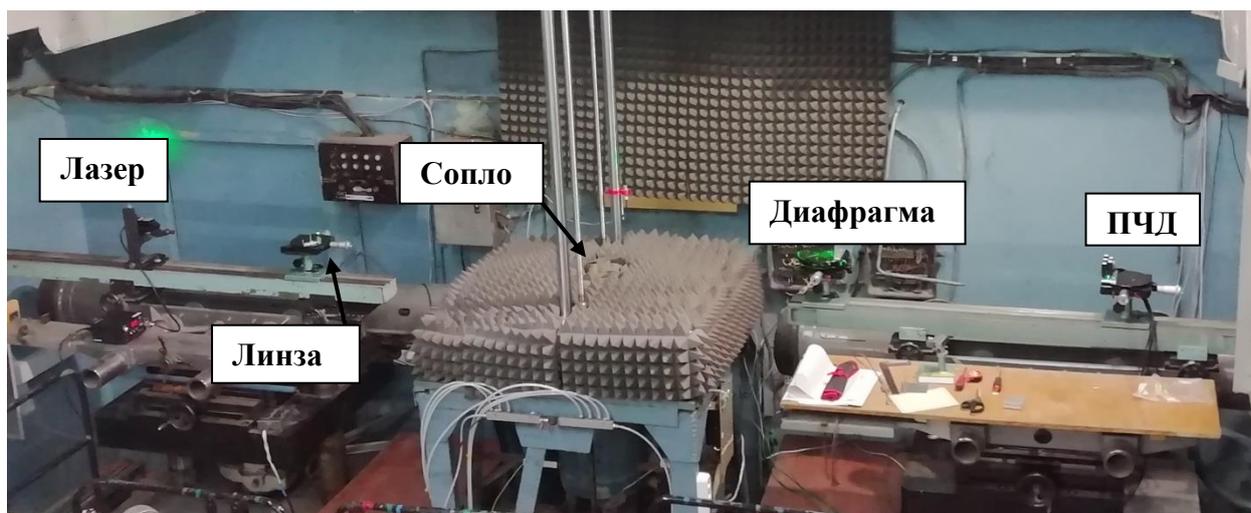


Рисунок 1 – Фотография экспериментального стенда

Анализ полученных данных показал, что флуктуации направления лазерного пучка за струей распределены по закону, заметно отличающемуся от нормального. Можно отметить увеличение коэффициента асимметрии при просвечивании струи вблизи скачков плотности, что, скорее всего связано с наличием структурных элементов ячейки с размерами, меньшими чем радиус вырезаемой диафрагмой области пучка. Средние значения отклонений варьируются от 0 до $5 \cdot 10^{-4}$ рад. СКО без струи $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ рад, при пуске струи возрастает приблизительно в 10-20 раз.

По результатам измерений был построен образ струи. На рисунке 2 представлен образ второй ячейки струи с $npr = 5$ (расстояния от $h = 50$ до 90 мм от сопла), в которой развивается очень неоднородная структура показателя преломления. Это связано с наличием сложной структуры ударных волн, узким продольным течением вдоль оси, большими градиентами плотности на внутренней и внешней пограничной области, а также внутри струи. На рисунке представлены вектора отклонений волнового фронта в каждой точке измерения, концы которых для наглядности соединены прерывистыми кривыми в поперечном (черная) и продольном (красная) направлениях. Вверху приведены расчетные данные распределения плотности

воздуха в струе и Шлирен-фотография струи. Хорошо прослеживаются разрежения в приосевой области на участке быстрого течения на высотах 60-70 мм, торможение и уплотнение потока перед диском Маха (80-90 мм) и сложная ударно-волновая структура вблизи тройной точки (на расстояниях $dr = 12-18$ мм от оси струи).

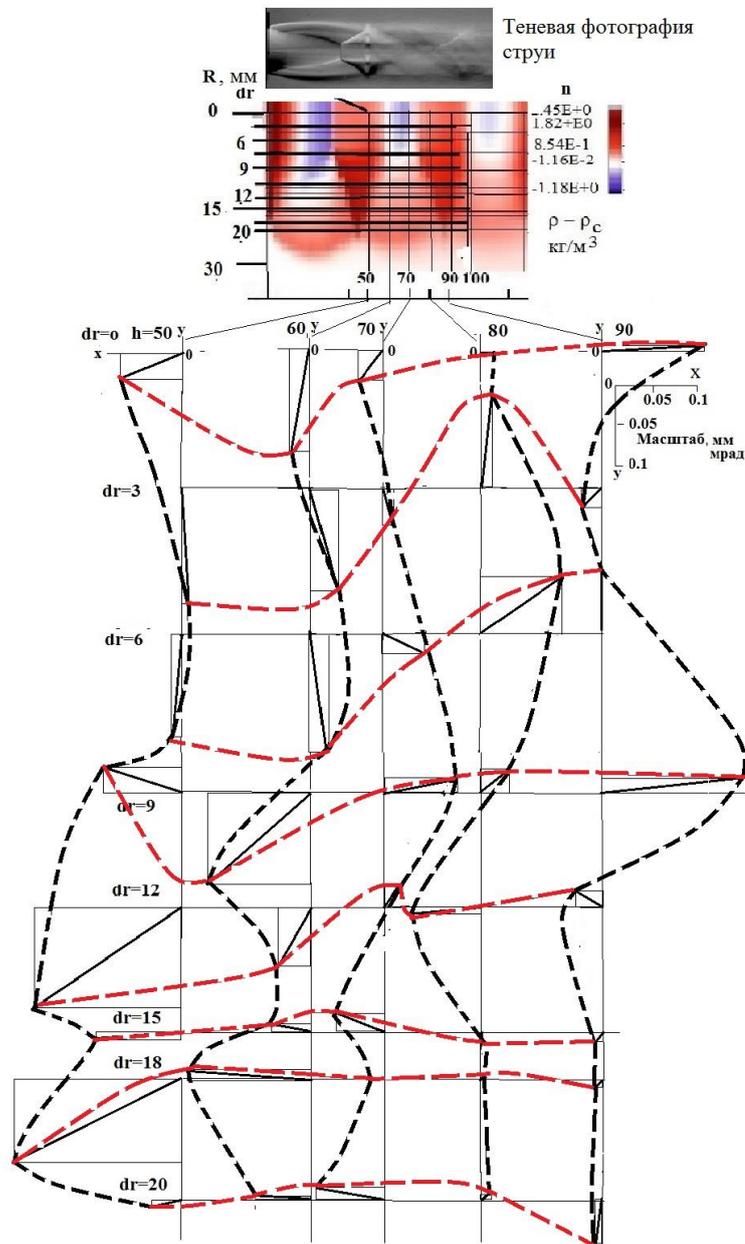


Рисунок 2 – Угловые отклонения направления лазерного пучка, просвечивающего сверхзвуковую струю с $npr = 5$ в области второй ячейки.

Следующая серия экспериментов была проведена с использованием линейки из 5 ПЧД PDP90A-2D. Это значительно ускорило процесс накопления данных и позволило проанализировать значительно больший интервал высот (h от 80 до 300 мм от сопла). Были

рассчитаны вертикальные и горизонтальные отклонения в сечениях с шагом по высоте 10 мм и по горизонтали 2.08 мм.

Результаты расчета вертикальных отклонений просвечивающего струю излучения показаны на Рис. 3. Хорошо прослеживаются переходы через вытянутый горизонтально диск маха в каждой из 5 просвечивавшихся ячеек.

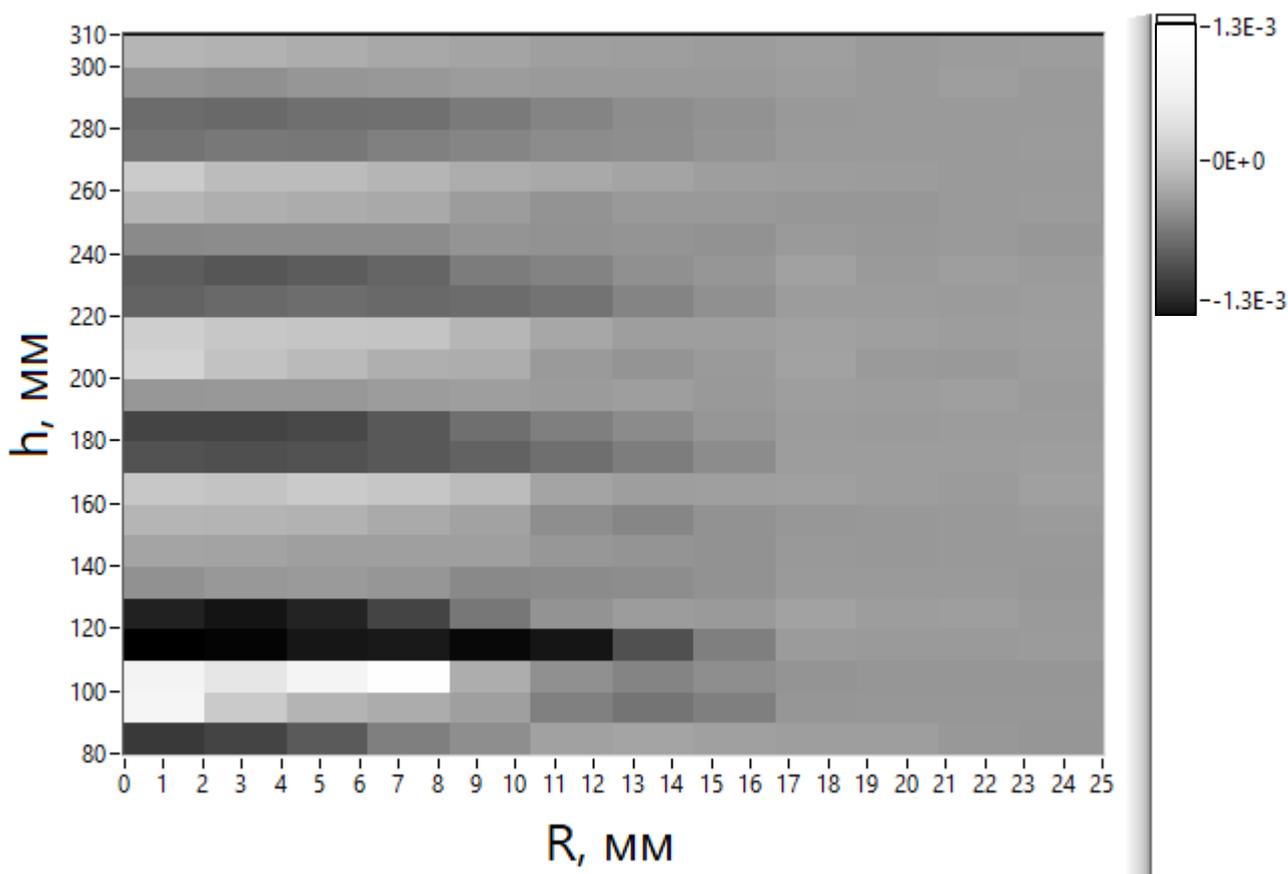


Рисунок 3 – Вертикальные угловые отклонения направления лазерного пучка, просвечивающего сверхзвуковую струю с $npr=5$.

Таким образом, угловые отклонения просвечивающего неизобарическую сверхзвуковую струю пучка являются средством визуализации ее внутренней структуры, достаточно чувствительным для отображения основных элементов ее ячеистой структуры.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-38-20115.

1. Струйные и нестационарные течения в газовой динамике / Под ред. д.ф.-м.н С.А. Гапонова, А.А. Маслова. Новосибирск: изд-во СО РАН. 2000. 200 с.

2. Marakasov D.A., Sazanovich V.M., Tsvyk R.Sh., Shesternin A.N. Transformation of spectra of refraction index fluctuations in axisymmetric supersonic jet with the increase in the distance from the nozzle // MATEC Web Conf., 2017. V.115.

ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ АДАПТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТРАСС

Селин А.А., Лавринов В.В.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН,

634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

selinanton28@gmail.com, lvv@iao.ru

Ключевые слова: адаптивная оптика, датчик волнового фронта Шэка-Гартмана, линзовый растр, параметр Фрида.

Представлены конструктивные особенности и результаты работы систем адаптивной оптики базирующихся на телескопах малого диаметра и функционирующих на горизонтальных трассах, результаты измерения параметров атмосферной турбулентности в ходе работы на этих системах. Рассмотрены особенности построения систем видения и систем фокусировки лазерного излучения для телескопов малого диаметра, использовавшихся на горизонтальных трассах с сильными флуктуации показателя преломления.

При прохождении через турбулентную атмосферу оптическое излучение искажается на неоднородностях показателя преломления [1]. Эти искажения выражаются в дрожании и размывании регистрируемых изображений объектов наблюдения. Для устранения этих искажений могут быть использованы адаптивные оптические системы. Основными элементами этих систем являются датчик волнового фронта, элемент регистрирующий эти искажения и адаптивное зеркало элемент, предназначенный для коррекции этих искажений.

Адаптивные оптические системы широко используются на больших телескопах в астрономических обсерваториях, для улучшения качества получаемых телескопом изображений. Основной особенностью при построении астрономические обсерватории является их в местах с подходящими астроклиматическими параметрами. Основным астроклиматическим параметром в данном случае является параметр Фрида. Он составляет порядка 10 [2] сантиметров для солнечных обсерваторий, которые проводят измерения днем. И 13 сантиметров [3] для обсерваторий, производящих измерения в ночное время.

С развитием технической базы элементов активной оптики, стало возможным применение адаптивной оптики в условиях сильных флуктуаций показателя преломления или в значениях параметра Фрида [4], 5 и менее сантиметров. Установка этих систем на телескопы малых диаметров, а так же работа на горизонтальных атмосферных трассах.

Для мобильных систем видения используются телескопы небольшого диаметра 20-30 сантиметров для улучшения качества изображений, которых так же можно использовать адаптивные оптические системы, построенные по классическим принципам. Наиболее распространены следующие оптические схемы телескопов схема Ньютона, схема Шмидта- Кассегрена и телескоп рефрактор, изображенные на рис. 1.

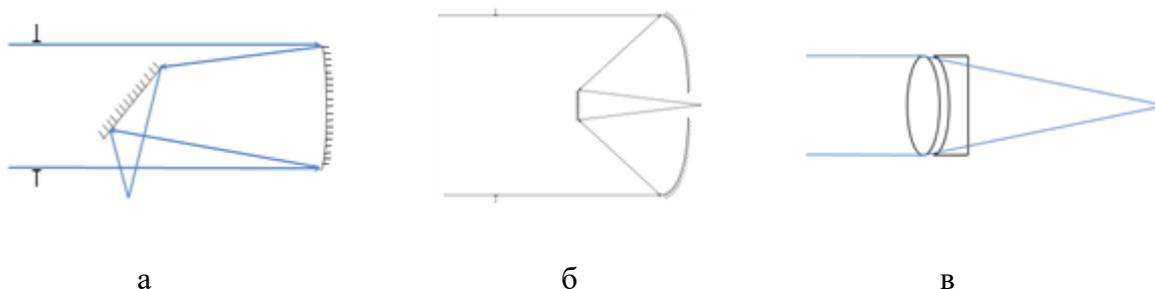


Рис. 1 – оптические схемы телескопов. Схема Ньютона (а), схема Шмидта- Кассегрена (б), рефрактор (в).

Использование наиболее доступных телескопов рефлекторного типа накладывает неудобство, заключающееся в экранировании центральной части входного оптического пучка вторичным зеркалом. И хотя в схеме Ньютона конструктивно диаметр вторичного зеркала значительно меньше зеркала телескопа Кассегрена. Нами установлено, что диаметр экранирования линзового раstra незначительно отличается. Данное экранирование сказывается на точности регистрации aberrаций высоких порядков в искажениях волнового фронта, начиная со сферической aberrации. Отсюда наиболее оптимально использование телескопов рефракторного типа, поскольку отсутствует перекрытие. Но телескопы рефракторного типа с диаметром входной апертуры 20-30 сантиметров редки в продаже, а так же останавливает их стоимость.

Система видения на основе малого телескопа разрабатывалась на основе телескопа по схеме Шмидта - Кассегрена. Использовался датчик волнового фронта Шэка-Гартмана с частотой работы до 100 Гц. и только одно деформируемое зеркало. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.

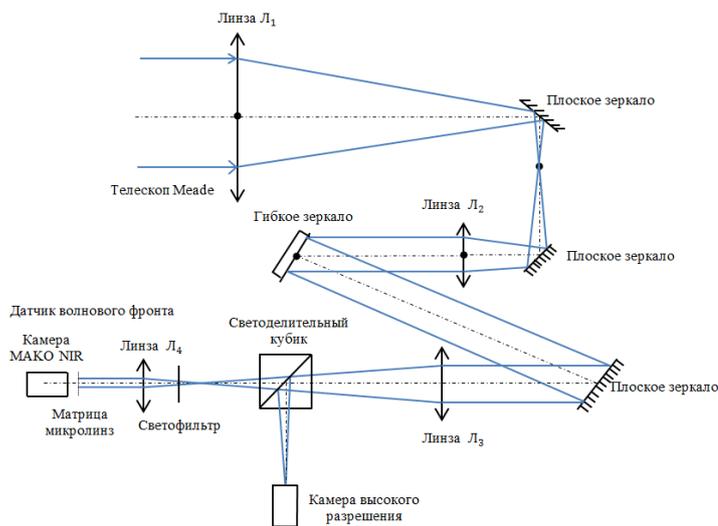


Рис. 2 – Оптическая схема системы дальнего видения.

Испытания системы проводились на трассах 400 м и 2 км. Результат работы системы представлен на рис.3.

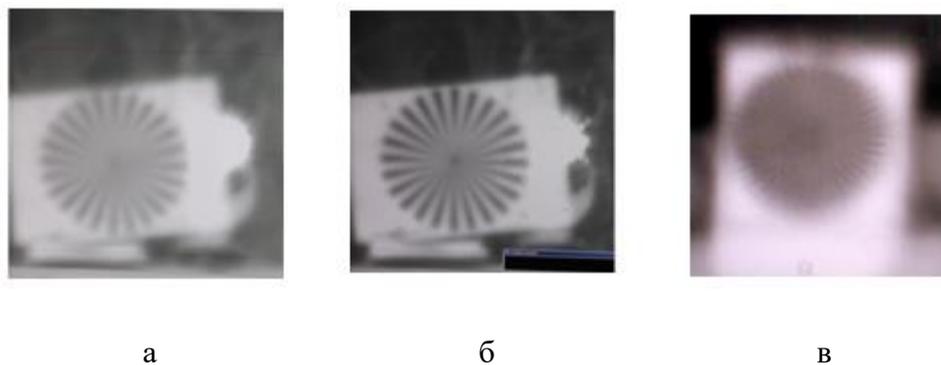


Рис. 3 – Изображение объекта наблюдения: а – 400м. без использования адаптивной оптики, б – 400м. с адаптивной оптикой в – 2км.,

В процессе испытаний нами проводилось измерение параметра Фрида на горизонтальной трассе. Значение параметра Фрида не превышало 5см в лучших случаях. Так же нами было установлено мерцание на пятнах гартманнограммы вызванное высоким уровнем турбулентности. Можно предположить, что происходил переход фазовых искажений оптического излучения в амплитудные [5].

Недостатки в работе системы связаны со следующими конструктивными особенностями: недостаточное быстродействие системы- 100Гц, нестабильное креплением телескопа, отсутствие фундамента в месте установки системы, отсутствие зеркала Tip-Tilt, для устранения наклонов волнового фронта связанных с вибрациями

телескопа и наклонами волнового фронта, вызванными влиянием атмосферной турбулентности.

Система фокусировки лазерного излучения рис. 4 разрабатывалась на основе телескопа по схеме Ньютона. Для коррекции дрожаний вызываемых как вибрациями системы, так и высокочастотными aberrациями наклонов, помимо деформируемого зеркала, использовалось Tip-Tilt зеркало. Использовался датчик волнового фронта Шэка-Гартмана с частотой работы 300 Гц.

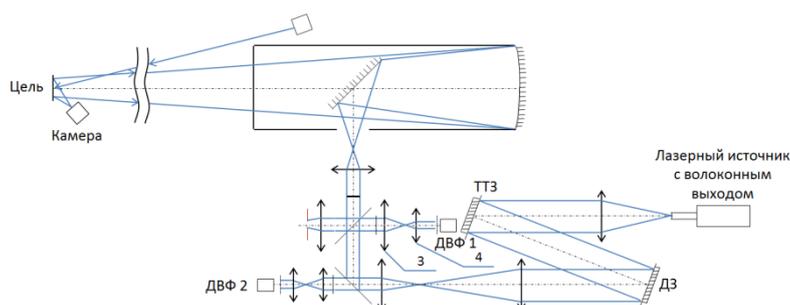


Рис. 4 – оптическая схема системы фокусировки лазерного излучения.

В ходе испытаний представленных систем получены временные изменения параметра Фрида, измеренные с помощью датчика волнового фронта системы на горизонтальной трассе протяженностью 2 км, значение параметра Фрида в лучших случаях не превышает 5 см. Получены данные о поведении лазерного излучения от внутреннего источника адаптивной оптической системы на различных расстояниях распространения излучения от экспериментального макета: от 0 до 350 метров на приземной горизонтальной атмосферной трассе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-79-20077).

Литература

1. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере // М.: Наука, 1967. 548 с.
2. *Taylor G.E., Schmidt D., Marino J., Rimmele T.R., McAteer R.T.J.* Performance Testing of an Off-Limb Solar Adaptive Optics System // A Journal for Solar and Solar-Stellar Research and the Study of Solar Terrestrial Physics. 17 March 2014.
3. *Rimmele T.R., Marino J.* Solar Adaptive Optics // Living Rev. Sol. Phys. 8, 2 (2011).
4. *Fried DL.* Limiting Resolution Looking Down Through the Atmosphere // J. Opt. Soc. Am. 1966;56:1380–1384.
5. *Lukin V.P., Kopylov E.A., Lavrinov V.V., Seline A.A.* Methods of image correction formed on horizontal long paths // UNCONVENTIONAL OPTICAL IMAGING. Proceedings of SPIE. 2018. V.10677

КОРРЕКТОР ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Антошкин Л.В., Борзилов А.Г., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Цороев И.М.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН,

634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

lant@iao.ru, lvv@iao.ru, lnl@iao.ru

Ключевые слова: угол наклона волнового фронта, tilt/tip корректор, пьезокерамический актюатор

Представлен оптический дефлектор, предназначенный для управления углами наклона оптических лучей в адаптивных оптических системах и стабилизации положения изображения на входной апертуре системы. Дефлектор содержит электронный блок управления, работающий с цифровыми и аналоговыми входными сигналами и исполнительное устройство, созданное на основе пьезокерамических актюаторов и плоского зеркала. Особые конструктивные решения исполнительного устройства обеспечивают сохранение плоскостности зеркала во всем диапазоне углов коррекции, а электронная система демпфирования подавляет вибрации зеркала при импульсном управляющем сигнале. Система адаптивной оптики с описанным дефлектором может быть применима в астрономических телескопах, в наземных системах видения в турбулентной атмосфере и лазерного сканирования.

Наиболее распространённым и эффективным методом повышения качества принимаемого изображения в условиях влияния турбулентной атмосферы является стабилизация положения изображения на фотоприёмнике адаптивной системы путем компенсации наклонов волнового фронта принимаемого излучения скоростным управляемым зеркалом. Такой подход уже в большей степени минимизирует искажения и улучшает качество видения. Для осуществления стабилизации изображения в адаптивных оптических системах в ИОА СО РАН разработан оптический дефлектор ДП-04 с пьезоэлектрическим приводом, для коррекции углов наклонов волнового фронта [1 – 4]. Специфика работы систем с фазовыми измерениями волнового фронта требует от дефлектора повышенной точности передачи отраженного волнового фронта, падающего на зеркало, увеличенную рабочую частоту поворота зеркала, повышенную точность и стабильность отработки управляющих сигналов.

Конструктивные решения блока управления и исполнительного устройства позволяют сохранять плоскостность зеркала во всем диапазоне корректируемых углов наклона волнового фронта, что необходимо для фазовых измерений.

Для повышения технологичности применения в оптических схемах дефлектор имеет встроенный узел двухкоординатной механической юстировки по углу наклона с помощью микровинтов.

Работа блока электронного демпфера при ступенчатом сигнале управления отражена на временной диаграмме (рис.1).

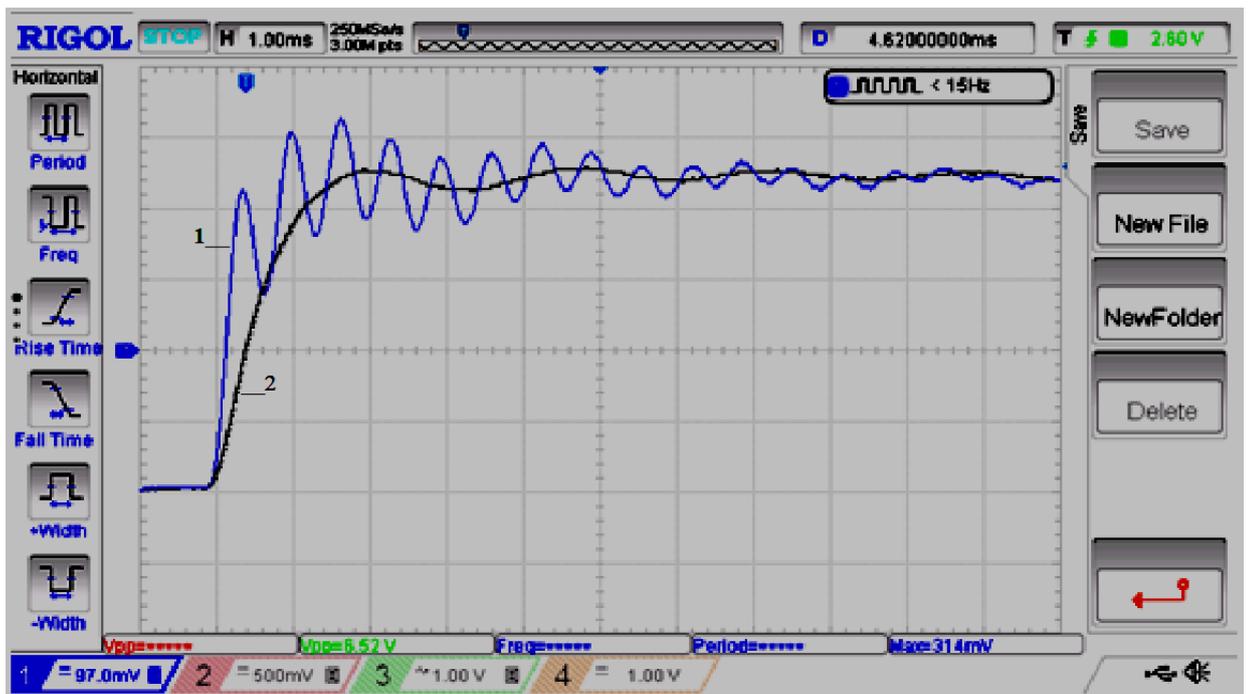


Рис.1. Осциллограмма колебаний зеркала при подаче ступенчатого управляющего сигнала: 1 – без демпфирования, 2 – демпфер включён.

На рис. 2 приведены результаты измерения углов поворота зеркала ДП-04 на оптическом тракте при минимальных сигналах управления.

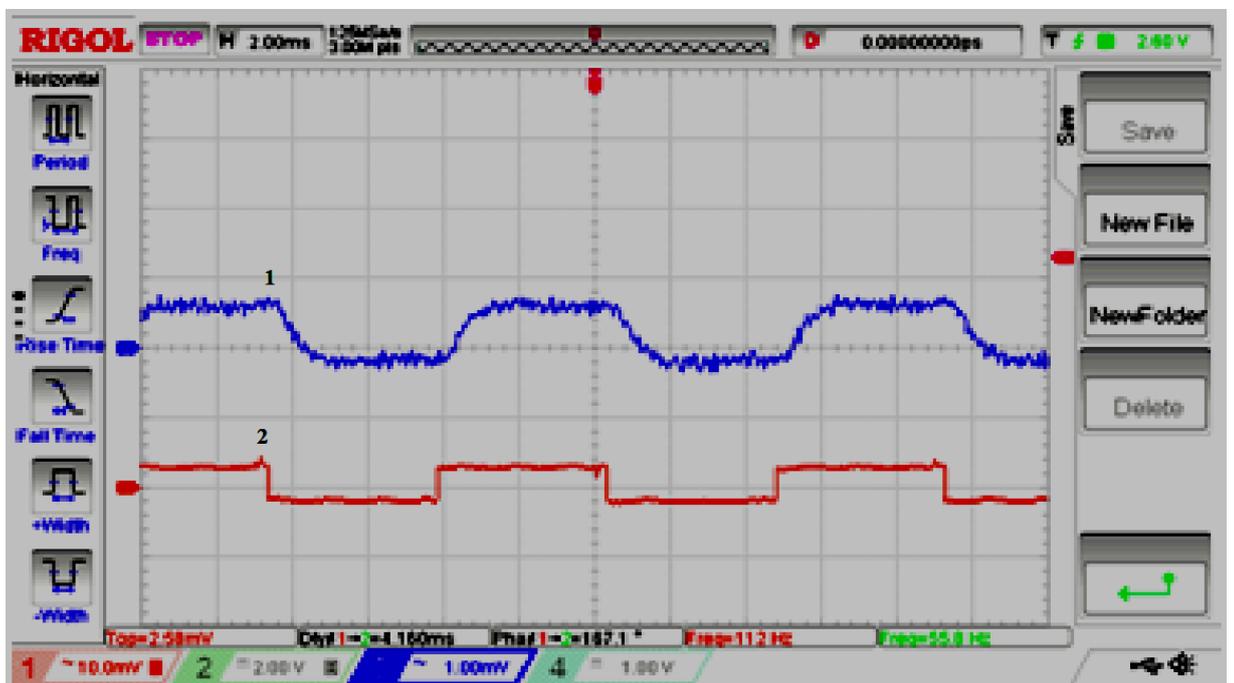


Рис. 2. Осциллограмма: минимальный угол наклона оптического пучка составляет 0,05 угл. сек. (кривая 1), входящий сигнал управления (кривая 2).

Электронное демпфирование, подавляющее колебания на частоте механического резонанса зеркала, обеспечивает повышенное быстродействие, точность и требуемый частотный и динамический диапазоны. На рис. 3 представлен внешний вид дефлектора.



Рис. 3. Внешний вид двухкоординатного оптического дефлектора ДП-04.

Технические характеристики дефлектора:

1. Диаметр зеркала корректора 76 мм.
2. Угол поворота зеркала +/- 115 угл. сек.
3. Разрешающая способность по углу 0,05 угл. сек.
4. Максимальная частота управления 1000 Гц
5. Время установки зеркала не более 1 мс
6. Резонансная частота зеркала 1500 Гц
7. Величина гистерезиса не более 4%

Области применения:

- адаптивные оптические системы в астрономии
- системы видения в турбулентной атмосфере
- управление лазерным лучом в оптических системах.

Применение описанного дефлектора в адаптивной оптической системе стабилизации изображения на Большом солнечном вакуумном телескопе (БСВТ) ИСЗФ СО РАН снизило дрожание изображения фрагментов солнечного диска в 14 раз [5]. Результаты измерений приведены на рис. 4.

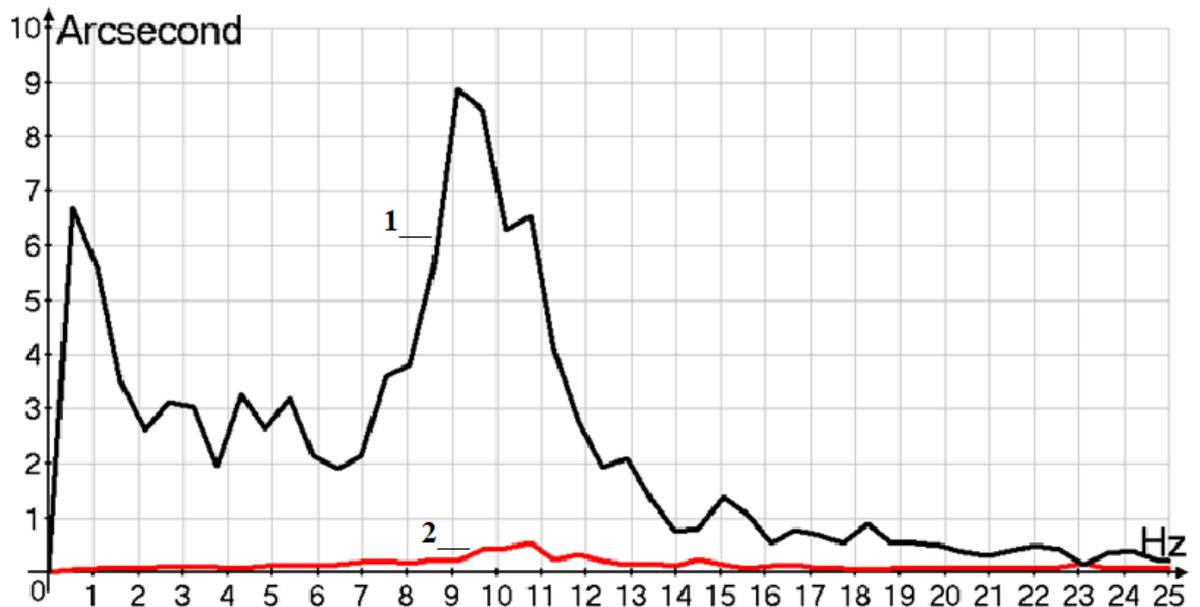


Рис. 4. Спектр углов дрожания изображения солнечного диска на БСВТ: 1 – спектр углов наклона падающего на зеркало дефлектора излучения; 2 – спектр углов наклона отраженного излучения в режиме коррекции.

Устройство защищено двумя патентами РФ [6, 7].

В описанном выше дефлекторе установлены пьезокерамические актюаторы российского производства АО НИИ “Элпа”.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-79-20077).

Литература

1. Антошкин Л.В. Двухкоординатный пьезокерамический оптический дефлектор с блоком управления // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 12. С. 1320-1323.
2. Антошкин Л.В., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Коняев П.А., Лукин В.П., Янков А.П. Пьезоэлектрический привод для двухкоординатного управления угловым положением зеркала // Приборы и техника эксперимента. 2002. №1. С. 144-146.
3. Antoshkin L.V., Botygina N.N., Emaleev O.N., Lukin V.P. Piezoceramic driver for tip-tilt mirror control // In book “Adaptive Optics for Industry and Medicine.” USA, Starline Printing Inc. 2002. P. 135-138.
4. Antoshkin L.V., Borzilov A.G., Lavrinov V.V., Lavrinova L.N. Measuring methods of arrival angles of the laser radiation in the system of adaptive optics // Proceedings of SPIE. 2018. V.10833. P. 108332G.
5. Бокало С.Ю., Бокашов И.М., Ляхов Д.М., Пикулев С.В., Черных А.В. Стабилизация астрономических изображений с помощью управляемого плоского зеркала // Автометрия. 2018. Т.54. №1. С. 54-58.
6. Антошкин Л.В., Борзилов А.Г. Двухкоординатный пьезокерамический корректор углов наклона волнового фронта // Патент №181166. 05 июля 2018 г.
7. Антошкин Л.В., Борзилов А.Г. Устройство управления двухкоординатным пьезокерамическим оптическим дефлектором // Патент №2695281. 22 июля 2019 г.

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ АДАПТИВНОЙ СИСТЕМЫ НА ТОЧНОСТЬ РЕКОНСТРУКЦИИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА, ИСКАЖЕННОГО АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

Кучеренко М.А., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН,
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1
xardthis@mail.ru, lvv@iao.ru, lnl@iao.ru

Ключевые слова: адаптивная оптическая система, датчик волнового фронта Шэка-Гартмана, корректор волнового фронта.

Особенностью систем адаптивной оптики (АО) является то, что измерения, управление и коррекция искажений оптического излучения должны производиться в реальном масштабе времени. Это обеспечивается введением в оптоэлектронную систему (ОЭС) таких элементов, как датчик волнового фронта, корректор искажений волнового фронта и система обработки данных для восстановления волнового фронта из измерений и вычисления управляющих воздействий для корректора. Основным искажающим фактором для большинства ОЭС считается атмосферная турбулентность. Поэтому системы АО для атмосферных приложений разрабатываются индивидуально с учетом турбулентных характеристик атмосферы в точке стояния телескопа. В данной работе проводится анализ влияния оптических элементов адаптивной оптики на точность реконструкции волнового фронта.

Системы адаптивной оптики (АО) предназначены для компенсации искажений, сопровождающих процесс распространения оптического излучения в случайно-неоднородной среде с учетом временной и пространственной эволюции параметров, (в частности, параметров атмосферной турбулентности), посредством активного управления фазовым или амплитудно-фазовым профилем излучения.

При разработке систем АО, как систем с обратной связью, приходится учитывать большое число факторов, обусловленных множеством взаимосвязанных детерминированных и случайных процессов, описываемых различными законами распределения. При этом системы АО должны обеспечить работу ОЭС в атмосфере при различных режимах турбулентных искажений, вплоть до высокоинтенсивных. Таким образом, построение эффективной системы АО для коррекции высокоинтенсивных турбулентных искажений оптического излучения является сложной и остается нерешенной к настоящему моменту научно-технической задачей.

Для измерений турбулентных искажений когерентного и некогерентного оптических излучений широко применяется датчик волнового фронта (ДВФ) Шэка-Гартмана. Датчик

состоит из микролинзового раstra и видеокамеры, при этом плоскость светочувствительной матрицы видеокамеры совмещена с фокальной плоскостью микролинз, а сам микролинзовый растр установлен в плоскости выходного зрачка телескопа (рис. 1) [1].

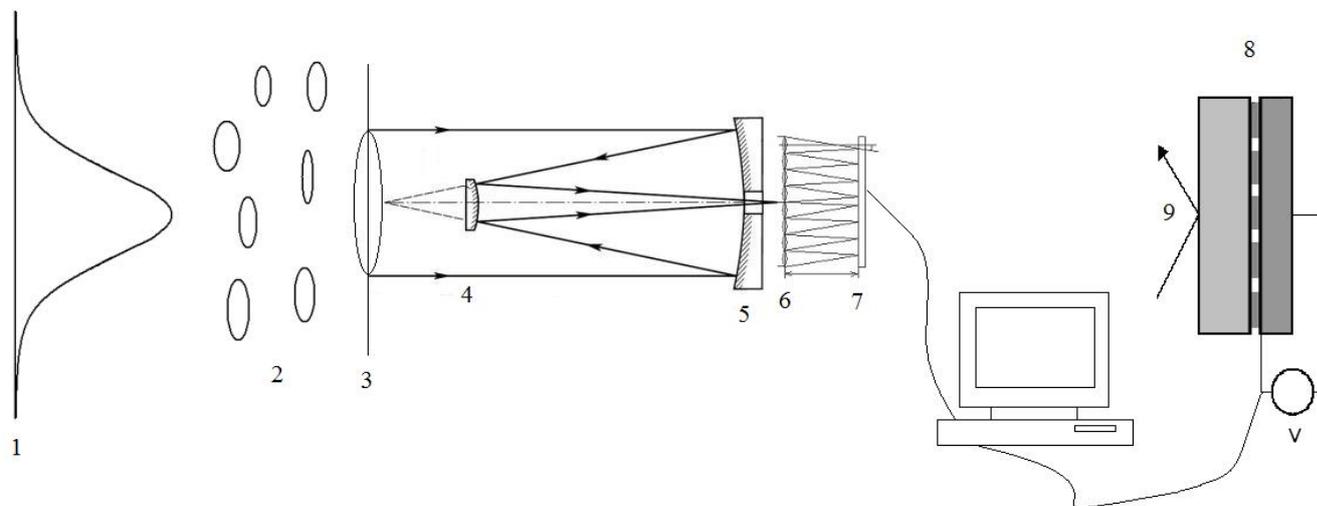


Рис. 1. Конструктивная схема эксперимента по адаптивной коррекции турбулентных искажений излучения: оптическое излучение 1 проходит через турбулентность 2 и приходит на входную апертуру телескопа схемы Кассегрена 3 (5 – первичное зеркало, 4 – вторичное), в плоскости выходного зрачка которого размещен датчик Шэка-Гартмана, состоящий из линзового раstra 6 и видеокамеры 7; посредством компьютера определяются локальные наклоны, по которым рассчитываются управляющие напряжения для корректирующего зеркала 8, 9.

Наиболее популярными считаются телескопы схемы Кассегрена и Ньютона, которые характеризуются центральным экранированием вторичным зеркалом, закрывающим часть апертуры телескопа. Центральное экранирование может варьироваться от 15% до 50%. Помимо центрального экранирования важнейшими характеристиками телескопа являются проникающая сила, разрешающая способность, относительное отверстие и угловое увеличение.

С учетом того, что микролинзовый растр установлен в плоскости выходного зрачка телескопа, то становится важным согласование параметров преобразующего световое поле телескопа с параметрами линзового раstra, делящего световое поле на парциальные пучки. В экспериментах на горизонтальных трассах для комплектации датчика, в частности, для подбора линзового раstra важными являются разрешающая способность (ограничение по дифракции) и угловое увеличение (наибольший угол видения объекта) телескопа. Первое темное кольцо на картине Эйри находится на угловом расстоянии от центра, равном $1,22\lambda/D$, где D – входная апертура системы, λ – длина волны оптического излучения, и принимается как мера разрешения идеального телескопа [2].

В ДВФ Шэка-Гартмана при анализе изображений в плоскости светочувствительной матрицы видеокамеры применяется алгоритм следящего окна анализа [1], согласно которому для каждого изображения фокального пятна определяется максимальное значение интенсивности и вокруг пикселя с этим значением формируется окно анализа размером, равным диаметру первого темного кольца дифракционной картины: $1,22\lambda/D_a$, где D_a – субапертура микролинзы в растре.

Угол наклона волнового фронта $\angle C'CC'' = \angle CBA = \alpha$ в пределах расстояния, на котором сохраняются фазовые соотношения, определяется как отношение длины волны к параметру Фрида (рис. 2) [3]: λ/r_0 .

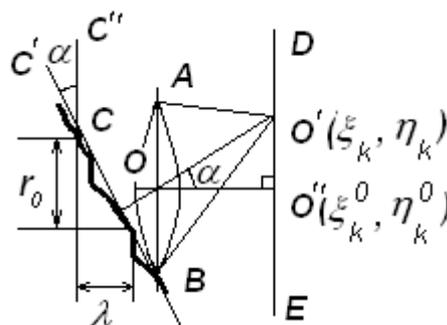


Рис. 2. Физический смысл основных характеристик прохождения светового поля через микролинзу: параметра Фрида r_0 ; угла наклона $\angle C'CC''$, угла прихода $\angle O'OO''$ и смещения координат центра $\Delta\xi$ в плоскости светочувствительной матрицы DE. Отрезок OO'' соответствует фокусному расстоянию f .

Высокоинтенсивная турбулентность характеризуется из рассматриваемого интервала (1 – 10 см) наименьшим значением параметра Фрида и соответствует наибольшему углу наклона. В плоскости линзового раstra локальный угол наклона $\angle C'CC''$ или угол прихода $\angle O'OO''$ в пределах субапертуры AB ограничен отношением λ/D_a и в плоскости видеокамеры измеряется отношением смещения координат k -ого центра измеряемого волнового фронта относительно опорного к фокусному расстоянию линзы [4]: $(\xi_k - \xi_k^0)/f = \Delta\xi_k/f$.

Чтобы изображение фокального пятна не уходило за пределы матричной области, соответствующей субапертуре раstra, параметры оптической части датчика подбираются таким образом, чтобы максимальное смещение координат центров не превышало одной трети от размера заданной области, равного отношению размерности светочувствительной матрицы в пикселях к размерности линзового раstra [4]: $N_s/3$, где N_s равно отношению размерности

светочувствительной матрицы в пикселях к размерности линзового растра. Таким образом, локальный угол наклона в плоскости видеокамеры ограничен отношением $N_s/3f$.

В пределах субапертуры флуктуации углов прихода пропорциональны флуктуациям локальных наклонов волнового фронта [5]. Если дисперсия угла прихода в пределах

субапертуры зависит от r_0 и имеет вид: $\sigma_\alpha^2 = 0,175 \left(\frac{D_a}{r_0} \right)^{5/3} \left(\frac{\lambda}{D_a} \right)^2$ [6], то с учетом $\alpha = \frac{\Delta \xi_k}{f}$ (при

малых значениях α $\text{tg} \alpha \approx \alpha$) среднеквадратическое отклонение координаты центра (центра

тяжести фокального пятна) ξ выражается как $\sigma_\xi = 0,418 \cdot \frac{\lambda f}{D_a} \cdot \left(\frac{D_a}{r_0} \right)^{5/6}$. Тогда максимальный

угол наклона волнового фронта в пределах области светочувствительной матрицы зависит от параметров линзового растра (размера субапертуры, фокусного расстояния микролинзы и размерности линзового растра), параметров регистрирующего устройства (размерности светочувствительной матрицы и углового размера пикселя), интенсивности турбулентных

искажений излучения (параметра Фрида) и не превышает значения $0,8 \cdot \frac{N_s}{f^2} \cdot \left(\frac{D_a}{r_0} \right)^{-5/6}$.

Эффективность воспроизведения измеряемого фазового распределения корректирующим зеркалом напрямую зависит от алгоритма реконструкции волнового фронта. В основе реконструкции лежит модальная идеология либо зональная. Выбор идеологии для реконструкции волнового фронта определяется заполнением гартманогаммы фокальными пятнами [6]. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-79-20077).

Литература

1. Лукин В.П., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Корольков В.П., Лавринова Л.Н., Насыров Р.К., Полещук А.Г., Черкашин В.В. Датчик Шэка–Гартмана на основе растра низкоапертурных внеосевых дифракционных линз // Автометрия. 2009. Т.45. №2. С. 88–98.
2. Токовинин, А. Лекции по адаптивной оптике // пер. с англ. В.Д. Попова под ред. А.А. Токовинина [Электронный ресурс]. 2005. URL: <http://www.ctio.noao.edu/~atokovin/tutorial/> (дата обращения 17.02.2020).
3. Шанин О.И. Адаптивные оптические системы коррекции наклонов. Резонансная адаптивная оптика. М.: Техносфера, 2013. 296 с.
4. Антошкин Л.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Особенности применения фотоприемных устройств в датчиках волнового фронта Шэка–Гартмана // Автометрия. 2012. Т.48, №2. С. 44–51.
5. Антошкин Л.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Дифференциальный метод в измерении параметров турбулентности и скорости ветра датчиком волнового фронта // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т.21, №1. С.75–80.
6. Кучеренко М.А., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н. Реконструкция искажённого атмосферной турбулентностью волнового фронта с учётом оптической схемы телескопа // Автометрия. 2019. Т. 55. № 6. С. 117–125.

ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СВЕТОВОЙ ПУЛИ В БЕССЕЛЬ-ГАУССОВОМ ПУЧКЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Залозная Е.Д.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

e-mail: ed.zaloznaya@physics.msu.ru

Численно исследовано влияние остроты аксиконной фокусировки на сценарий формирования высокоинтенсивной световой пули в фемтосекундном лазерном излучении среднего ИК-диапазона. Выделены различные режимы филаментации в зависимости от соотношения между длиной самофокусировки излучения и фокусным расстоянием аксикона. Определено оптимальное отношение характерных длин процесса филаментации излучения, сфокусированного аксиконом, для эффективного переноса энергии высокой плотности.

Введение. Результатом нелинейно-оптического взаимодействия мощного фемтосекундного лазерного излучения с объемом диспергирующей среды является пространственно-временная локализация световой энергии, представляющая собой явление фемтосекундной филаментации. Ярко проявляющаяся при этом трансформация профиля излучения в пространстве и времени, а также генерация широкополосного суперконтинуума, простирающегося от ультрафиолетового до инфракрасного диапазона, представляют собой одни из интереснейших фундаментальных и прикладных аспектов современной оптики сверхкоротких лазерных импульсов [1].

При филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости сжатие пучка в пространстве за счет самофокусировки происходит одновременно с временной компрессией излучения при фазовой самомодуляции в керровской среде, что приводит к формированию экстремально сжатого в пространстве и времени высокоинтенсивного волнового пакета – световой пули (СП), длительность которой сравнима с периодом оптических осцилляций. Впервые возможность формирования СП была аналитически исследована в [2], где в безабберационном приближении рассматривалось распространение излучения в керровской диспергирующей среде во втором приближении теории дисперсии.

При фокусировке гауссова пучка с помощью конической линзы – аксикона, пространственный профиль излучения приобретает бессель-гауссово распределение интенсивности, практически не подверженное дифракционным изменениям в процессе распространения и представляющее собой центральный интенсивный максимум с окружающими его концентрическими кольцами меньшей интенсивности [3].

Согласно результатам экспериментальных исследований, представленным в [4], аксиконная фокусировка излучения, мощность которого в десятки раз превышает критическую мощность стационарной самофокусировки, позволяет подавить развитие множественной филаментации. Преимущество бесселевых пучков по сравнению с другими типами пучков, используемых в системах оптической связи в свободном пространстве, отмечается и в [5].

Высокая пространственно-временная локализация оптического излучения в СП открывает широкие перспективы в развитии систем передачи лазерной энергии высокой плотности. А общий характер процесса формирования СП в различных диэлектрических средах и возможность формирования СП в бессель-гауссовом пучке фемтосекундного излучения позволяют использовать результаты лабораторных исследований филаментации в твердотельных диэлектриках, при разработке методов эффективного переноса световой энергии в атмосфере.

Поскольку расстояние до формирования поперечного бессель-гауссова распределения интенсивности (фокусное расстояние аксикона Z_{bess}) определяется углом сходимости волнового фронта, который зависит от угла при основании фокусирующего аксикона α , представляет интерес исследование влияния остроты аксиконной фокусировки на сценарий формирования световой пули в условиях аномальной дисперсии групповой скорости. В [6] экспериментально показано, что уменьшение угла α от 7.5° до 1° при филаментации излучения в условиях нормальной дисперсии групповой скорости приводит к возрастанию порога образования филамента.

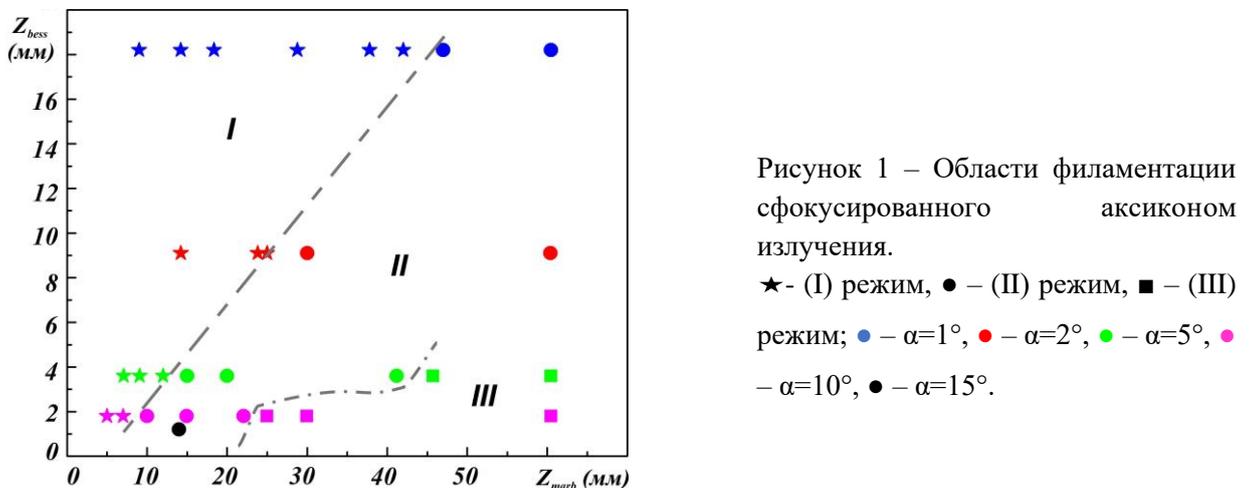
В настоящей работе представлены результаты численного исследования формирования световых пуль при филаментации в плавленом кварце фемтосекундного излучения среднего ИК-диапазона, сфокусированного аксиконом с различным углом при основании.

Математическая формулировка задачи. Для математического описания филаментации мощных лазерных импульсов при численном моделировании использовалось приближение медленно меняющейся волны [7], особенностью которого является возможность описания распространения волнового пакета (ВП), длительностью вплоть до одной оптической осцилляции. Уравнения модели описывают дифракцию и дисперсию излучения, генерацию лазерной плазмы, ослабление излучения и нестационарные изменения показателя преломления среды за счет керровской и плазменной нелинейностей.

Рассматривалась филаментация в плавленом кварце ВП, сфокусированного аксиконом, угол при основании которого варьировался от 1° до 15° , что при радиусе пучка $a_0=140\text{мкм}$ (по уровню интенсивности e^{-1}) соответствует уменьшению фокусного расстояния аксикона Z_{bess} от 19 до 1.5 мм. Длительность ВП по уровню интенсивности e^{-1} $2\tau_0=85\text{фс}$, а несущая длина волны

$\lambda_0=1900\text{нм}$ соответствует области аномальной дисперсии групповой скорости выбранного диэлектрика. Изменение расстояния самофокусировки Z_{marb} в диапазоне $5\div 60$ мм осуществлялось увеличением энергии излучения W от 2 до 60 мкДж.

Результаты. По результатам численного моделирования выделено три режима филаментации фемтосекундного излучения, сфокусированного аксионом. Они обозначены различными символами на плоскости переменных Z_{marb} , Z_{bess} , представленной на рисунке 1. В зависимости от соотношения между длинами Z_{marb} и Z_{bess} возможно образование СП до формирования бessel-гауссовой поперечной структуры пучка (I режим), образование СП одновременно с формированием бessel-гауссова распределения интенсивности (II режим) и формирование бessel-гауссова пучка без СП (III режим).



Пунктирная кривая на рисунке 1 указывает границу между двумя первыми режимами образования СП. Филаментация в (I) режиме свойственна ВП, Z_{marb} для которых не превышает утроенного значения Z_{bess} . В этом случае бessel-гауссова структура пучка не успевает сформироваться до момента образования СП и начала генерации лазерной плазмы, дефокусировка на которой препятствует дальнейшему формированию кольцевого распределения интенсивности (рисунок 2а).

В качестве примера рисунок 2 иллюстрирует тоновые картины пространственно-временных распределений интенсивности $\lg(I(r,t)/I_0)$ в ВП, сфокусированном аксионом с углом при основании $\alpha=5^\circ$, на расстояниях формирования СП в (I) и (II) режимах (рисунок 2а,б) и на расстоянии достижения максимальной интенсивность в ВП в (III) режиме (рисунок 2в).

При филаментации излучения во (II) режиме, где Z_{marb} более чем в три раза превышает Z_{bess} (рисунок 1), самофокусировка излучения происходит одновременно с формированием кольцевой бesselевой структуры. Образующаяся при этом СП генерируется в центральном лепестке бessel-гауссова пучка (рисунок 2б).

Дальнейшее увеличение Z_{marb} может привести к переходу от (II) к (III) режиму филаментации, при котором мощность в центральной лепестке оказывается ниже порогового значения P_{th} и СП не образуется (рисунок 2в).

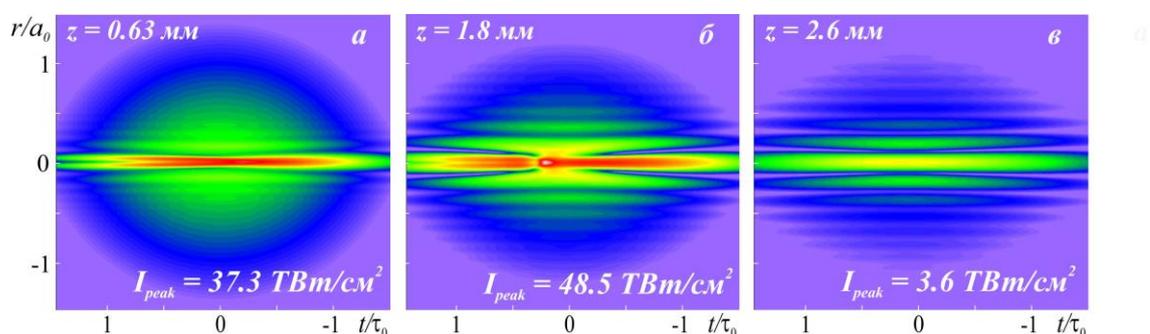


Рисунок 2 - Тоновые картины пространственно-временного распределения интенсивности $I(r,t)$ при различных режимах филаментации и образования СП в ВП, сфокусированном аксиконом с углом $\alpha=5^\circ$ в образец SiO_2 . $Z_{\text{marb}}=1.9Z_{\text{bess}}$ – I режим (а); $Z_{\text{marb}}=5.5Z_{\text{bess}}$ – II режим (б); $Z_{\text{marb}}=14Z_{\text{bess}}$ – III режим (в). Распределения $I(r,t)$ представлены в логарифмическом масштабе яркости $\lg(I(r,t)/I_0)$.

Выводы. В условиях аномальной дисперсии групповой скорости возможны различные режимы филаментации волнового пакета, сфокусированного аксиконом, которые определяются отношением $Z_{\text{marb}}/Z_{\text{bess}}$. Выбирая угол при основании аксикона α (и соответственно Z_{bess}) и начальную энергию излучения W (Z_{marb}) в соответствии с условием $Z_{\text{marb}}/Z_{\text{bess}} > 3$, можно достичь эффективного переноса энергии высокой плотности на большие расстояния при филаментации излучения во (II) режиме. А общий характер процесса образования световой пули в различных диэлектрических средах позволяет распространить полученные результаты на случай распространения излучения в атмосфере.

Работа выполнена по проекту РНФ № 18-7910115.

Литература

1. Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квантовая Электроника. 2009. Т. 39. № 3. С.205–228.
2. Silberberg Y. Collapse of optical pulses // Opt. Lett. 1990. Vol. 15. № 22. P.1282–1284.
3. Пятницкий Л.Н. Волновые бесселевы пучки. Физматлит, 2012.
4. Чекалин С.В., Докукина А.Э., Сметанина Е.О., Компанец В.О., Кандидов В.П. Плазменные каналы в филаменте фемтосекундного излучения, сфокусированного аксиконом // Квантовая Электроника. 2014. Т. 44, № 6. С.570–576.
5. Mphuthi N., Botha R., Forbes A. Are Bessel beams resilient to aberrations and turbulence? // JOSA A. 2018. Vol. 35. № 6. P.1021-1027.
6. Dota K., Pathak A., Dharmadhikari J.A., Mathur D., Dharmadhikari A. K. Femtosecond laser filamentation in condensed media with Bessel beams // Phys. Rev. A. 2012. Vol. 86, № 2. P.023808.
7. Brabec T., Krausz F. Nonlinear Optical Pulse Propagation in the Single-Cycle Regime // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78, № 17. P.3282–3285.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЛУКТУАЦИЙ ЭЙКОНАЛА НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН ПРИ НАКЛОННОМ ОТРАЖЕНИИ ОТ МАГНИТОАКТИВНОЙ ИОНОСФЕРЫ

Л. И. Приходько,¹ И. А. Широков²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,

²Факультет вычислительной математики и кибернетики

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

l.prikhodko@mail.ru, ivanshirokov@inbox.ru

Ключевые слова: геометрическая оптика, уравнение эйконала, лучевые уравнения, магнитоактивная плазма, случайные неоднородности, метод возмущений, корреляция.

Аннотация. Рассмотрены статистические свойства фазы (эйконала) нормальных волн, отраженных от неоднородной магнитоактивной ионосферной плазмы, содержащей случайные неоднородности электронной плотности. Численно определены траектории лучей при распространении на полюсе (вертикальное магнитное поле Земли). Найдены дисперсии флуктуаций и пространственные коэффициенты автокорреляции фазы для каждой из нормальных волн при различных углах входа луча в ионосферу.

Задачи распространения электромагнитных волн в ионосфере представляют несомненный интерес, поскольку их решение имеет целый ряд практически важных аспектов. В частности, они могут быть использованы как для расчета радиосвязи в различных диапазонах частот и при различных состояниях ионосферы, так и для определения параметров ионосферы по данным распространения волн разных типов. При рассмотрении задачи о наклонном падении радиоволн на неоднородную магнитоактивную ионосферную плазму возникают известные математические трудности, которые приводят к сложности анализа результатов. В последние годы разработаны эффективные численные методы и алгоритмы расчета, которые широко используются для определения характеристик радиоволн в неоднородной анизотропной ионосфере [1–4]. При наличии случайных неоднородностей в анизотропной среде для определения статистических свойств характеристик распространяющихся волн можно использовать теорию возмущений. В настоящей работе используем теорию возмущений для уравнения эйконала в анизотропной неоднородной среде, развитую в [5]. В анизотропной ионосфере распространяются две нормальные волны, каждая из которых характеризуется своим показателем преломления, фазовой скоростью, а также определенной поляризацией. При описании поведения нормальных волн в неоднородной плазме в приближении геометрической оптики их можно считать независимыми, то есть исключать из рассмотрения области их взаимодействия. При этом исходным является уравнение эйконала [6]

$$H = \frac{1}{2}[p^2 - n_j^2(\mathbf{r}, \mathbf{l})] = 0, \quad j = 1, 2 \quad (1)$$

где $\mathbf{p} = \nabla\psi(\mathbf{r})$ – градиент эйконала волны, $\mathbf{l} = \mathbf{p}/p$ – единичный вектор нормали к фазовому фронту волны, n_j представляют собой показатели преломления волн в анизотропной среде. При решении уравнения эйконала методом Гамильтона уравнению (1) сопоставляется система уравнений характеристик (лучей) для каждой нормальной волны

$$\frac{d\mathbf{r}}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}} = \mathbf{p} - \frac{1}{2} \frac{\partial n_j^2}{\partial \mathbf{p}} = \mathbf{s}(\mathbf{p}, \mathbf{r}), \quad \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial \tau} = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}} = \frac{1}{2} \frac{\partial n_j^2}{\partial \mathbf{r}}, \quad (2)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор точки на траектории, τ – параметр, изменяющийся вдоль луча и связанный с элементом $d\sigma$ длины луча соотношением $d\tau = d\sigma \left| \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}} \right|$, $\mathbf{s} = d\mathbf{r}/d\tau$ – лучевой вектор, характеризующий направление лучей в анизотропной среде. Если компоненты электромагнитного поля считаются пропорциональными $\exp[i\omega c_0^{-1}\psi(\mathbf{r}) - i\omega t]$, то уравнение эйконала в анизотропной среде запишется

$$H(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = \det \left\| p^2 \delta_{ik} - p_i p_k - \varepsilon_{ik}(\mathbf{r}) \right\| = 0. \quad (3)$$

Для уравнения (3) в неоднородной магнитоактивной плазме, содержащей случайные неоднородности, применим теорию возмущений, развитую в [5], где в качестве малого параметра могут быть, в частности, флуктуации электронной плотности. Полагая для тензора диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{ik}(\mathbf{r}) = \varepsilon_{ik}^{(0)}(\mathbf{r}) + \varepsilon_{ik}^{(1)}(\mathbf{r}) = \varepsilon_{ik}^{(0)}(\mathbf{r}) + \mu \nu_{ik}(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где $\nu \approx \max |\varepsilon_{ik}^{(1)}| \ll 1$, и считая, что решение уравнения для “невозмущенного” эйконала

$$H^0(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = \det \left\| (p^{(0)})^2 \delta_{ik} - p_i^{(0)} p_k^{(0)} - \varepsilon_{ik}^{(0)}(\mathbf{r}) \right\| = 0 \quad (5)$$

известно, представим ψ для каждой из нормальных волн в виде ряда по степеням μ

$$\psi = \psi^{(0)} + \mu \psi^{(1)} + \mu^2 \psi^{(2)} + \dots \quad (6)$$

Подстановка этого ряда в (3) дает систему уравнений, определяющих $\psi^{(n)}$

$$\left\| A_{ij}^{(0)} = 0 \right\|, A_{ij}^{(0)} = p^{(0)2} \delta_{ij} - p_i^{(0)} p_j^{(0)} - \varepsilon_{ij}^{(0)}, A_{ij}^{(1)} \Delta_{ij}^{(0)} = 0, A_{ij}^{(1)} = 2(\mathbf{p}^{(0)} \mathbf{p}^{(1)}) \delta_{ij} - (p_i^{(0)} p_j^{(1)} + p_i^{(1)} p_j^{(0)} - \varepsilon_{ij}^{(1)}), \dots$$

где $\Delta_{ij}^{(0)}$ – алгебраическое дополнение матрицы $A_{ij}^{(0)}$. В частности для составляющих $\mathbf{p}^{(1)}$, параллельных вектору $\partial H^0 / \partial \mathbf{p}$, можно найти [5]

$$\frac{\partial H^0}{\partial p_i} p_i = -\frac{\partial H^0}{\partial \varepsilon_{ik}} \nu_{ik}, \quad \psi^{(1)} = -\int_0^\tau \frac{\partial H^0}{\partial \varepsilon_{ik}} \nu_{ik} d\tau \quad (7)$$

где интегрирование производится вдоль невозмущенного луча $\mathbf{r} = \mathbf{r}^{(0)}(\tau)$.

В работе авторов [7] для случая распространения радиоволн на экваторе (горизонтальное магнитное поле Земли) рассмотрены флуктуации эйконала волны необыкновенной поляризации при различных углах падения на ионосферный слой и определены корреляционные свойства этих флуктуаций для отраженной волны на выходе из слоя. В настоящей работе рассмотрим случай распространения на полюсе (вертикальное магнитное поле Земли) и определим статистические свойства флуктуаций фазы для обоих типов нормальных волн при наклонном отражении от ионосферы.

Рассмотрим распространение радиоволн в плоскостростой анизотропной ионосфере (ось z декартовой системы координат будем считать направленной вертикально вверх) $\varepsilon_{ik}^{(0)} = \varepsilon_{ik}^{(0)}(z)$, а статическое магнитное поле постоянно и направлено вдоль оси z , $H_0 = H_{0z}$ (вертикальное магнитное поле). При наличии в анизотропной среде случайных неоднородностей распределение электронной концентрации в пространстве представим в виде суммы $N = N_1(z) + N_2(x, y, z)$, где $N_2 \ll N_1$. Ограничимся случаем, когда вектор \mathbf{p} лежит в плоскости yz . В нулевом приближении будем иметь дисперсионное уравнение (1) для плоскостростой среды, а при помощи (7) можно получить (с точностью до членов первого порядка) функцию корреляции случайной фазы $\psi^{(1)}$

$$\langle \psi^{(1)}(1)\psi^{(1)}(2) \rangle = \int_0^{\tau_1} \int_0^{\tau_2} A[z(\tau_1')]A[z(\tau_2')] \langle \nu_2[x(\tau_1'), y(\tau_1'), z(\tau_1')] \nu_2[x(\tau_2'), y(\tau_2'), z(\tau_2')] \rangle d\tau_1' d\tau_2' \quad (8)$$

здесь $\nu_{1,2} = (4\pi e^2 N_{1,2} / (m\omega^2))$, e и m – заряд и масса электрона, а $A(z)$ находится при вычислении правой части (7)

$$A(z) = \frac{1}{1-u} \left[(\varepsilon_2 - p_y^2) (2(\varepsilon_1 - p_z^2) - p_y^2) - p_y^2 p_z^2 \right] + [(\varepsilon_1 - p^2)(\varepsilon_1 - p_z^2) - g_1 \nu_1] + 2g_1 (\varepsilon_2 - p_y^2),$$

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\nu_1}{1-u}; \quad \varepsilon_2 = 1 - \nu_1; \quad g_1 = \frac{\nu_1 u}{(1-u)^2}; \quad u = \frac{\omega_H^2}{\omega^2};$$

ω_H – гирочастота электронов, ω – частота волны. Индексы 1 и 2 в (8) относятся к точкам наблюдения \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , а $\mathbf{r}_1(\tau_1')$ и $\mathbf{r}_2(\tau_2')$ – точки на лучах, по которым проводится интегрирование.

Для нахождения траекторий этих лучей по формулам (2) воспользуемся известным решением дисперсионного уравнения для плоскостростой среды [8–10]. В рассматриваемом случае распространения нормальных волн на полюсе дисперсионные кривые $p_z(\nu)$ симметричны, положительным значениям p_z соответствует падающая волна, отрицательным – отраженная. На рис.1 эти кривые представлены для углов падения $\vartheta = 10^0; 15^0; 20^0$ (ϑ – угол

между вертикалью и вектором \mathbf{p}), а параметр $u=1/2$. Сплошные кривые относятся к необыкновенной волне, а штриховые – к обыкновенной. Точки пересечения дисперсионных кривых с осью ν (нули функции $p_z(\nu_0)$) для обыкновенной волны определяются соотношением $\nu_0 = \cos^2 \vartheta$. Для необыкновенной волны эти точки определяются решением уравнения $\nu_0^2 - (1 + \cos^2 \vartheta)\nu_0 + (1 - u)\cos^2 \vartheta = 0$. Система уравнений для определения лучевых траекторий (2) принимает следующий вид

$$\frac{dy}{d\tau} = p_y + 2 \sin \vartheta \cos \vartheta \frac{\partial n_{1,2}}{\partial \cos \vartheta}, \quad \frac{dz}{d\tau} = p_z - 2 \sin^2 \vartheta \frac{\partial n_{1,2}}{\partial \cos \vartheta}, \quad \frac{dp_z}{d\tau} = \frac{1}{2} \frac{\partial n_{1,2}^2}{\partial z}, \quad (9)$$

а для коэффициентов преломления нормальных волн имеем [10]

$$n^2(z, \cos \vartheta) = 1 - \frac{\nu(1-\nu)}{1-\nu-2^{-1}s^2u \pm \sqrt{(1-\nu-2^{-1}s^2u)^2 - (1-\nu)(1-u-\nu-u\nu)}}, \quad c = \cos \vartheta, \quad s = \sin \vartheta.$$

Траектории лучей, как и зависимости координат $y(\tau)$, $z(\tau)$ от лучевого параметра τ , находились численно. Заметим, что лучи, как и волновые нормали, являются плоскими симметричными кривыми, расположенными в плоскости yz . При этом вершине траектории луча (точке отражения луча) отвечает точка, где горизонтален лучевой вектор \mathbf{s} . На рис. 2 представлены траектории необыкновенного (сплошные кривые) и обыкновенного (штриховые кривые) лучей для различных углов ϑ , которые используются при нахождении функции корреляции фазы (8). Зависимость электронной концентрации от высоты полагалась линейной

$$N(z) = N_m z/z_m, \quad \text{при этом функция } \nu \text{ имеет вид } \nu = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{z}{z_m}, \quad \text{где } \omega_0 - \text{максимальная плазменная}$$

частота, соответствующая N_m . При зондировании на частоте $\omega = \omega_0$ величина $\nu = z/z_m$; в расчетах использовалось значение $z_m = 100$ км. В предположении пространственной статистической однородности случайного поля электронной концентрации N_2 , функция автокорреляции которой имеет вид гауссоиды с характерным масштабом $a = 5$ км, определены дисперсии и пространственные коэффициенты корреляции фазы нормальных волн на выходе из слоя после отражения при различных углах падения на ионосферу. На рис. 3 представлены зависимости дисперсий флуктуаций фазы нормальных волн от высоты на восходящих траекториях лучей. Видно, что флуктуации фазы усиливаются по мере приближения к области отражения радиоволн, излученных с Земли. На рис. 4 показаны коэффициенты корреляции нормальных волн при разнесении точек наблюдения по оси y : $\rho = (y_{02} - y_{01})/a$. Видно, что пространственная автокорреляция фазы обоих типов волн простирается на расстояния,

значительно превышающие радиус корреляции неоднородностей электронной концентрации [7].

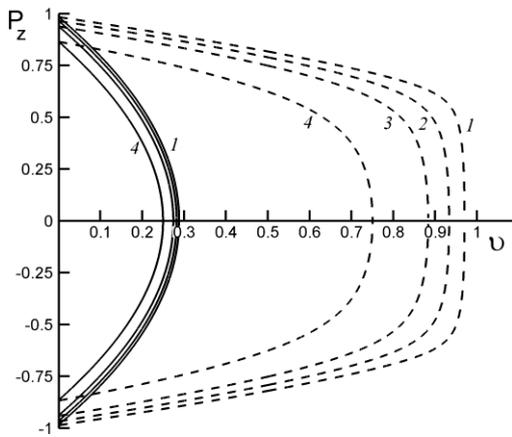


Рис. 1. Поведение дисперсионных кривых для нормальных волн на полюсе при $u=1/2$. Сплошные кривые для необыкновенной волны, пунктирные для обыкновенной, кривые 1–4 для углов $\vartheta = 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 30^\circ$.

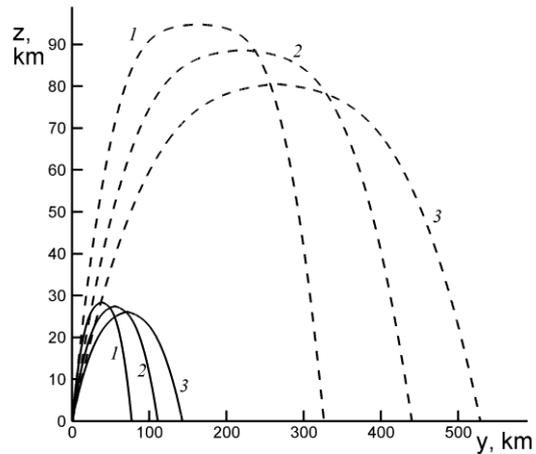


Рис. 2. Траектории обыкновенного (пунктир) и необыкновенного лучей при распространении на полюсе, $u=1/2$. Кривые 1–3 для углов $\vartheta = 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$.

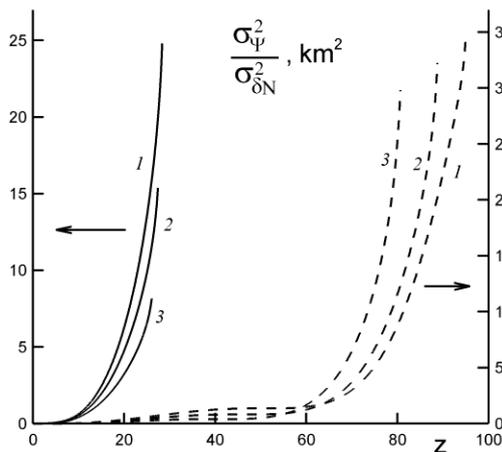


Рис. 3. Высотные зависимости нормированных дисперсий фазы на восходящих траекториях обыкновенного и необыкновенного лучей. Обозначения кривых соотв. рис. 2.

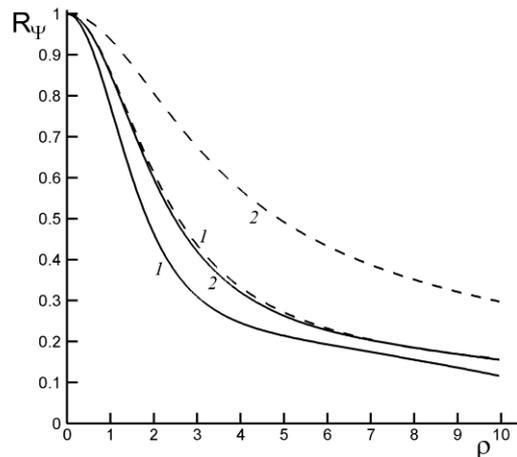


Рис. 4. Коэффициенты автокорреляции эйконала нормальных волн при разнесении точек наблюдения в плоскости падения. Обозначения кривых соотв. рис. 2.

1. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Растягаев Д.В. Исследование особенностей распространения коротких радиоволн в неоднородной анизотропной ионосфере. Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Т. 14. № 8. С. 17–26.
2. Грач С.М., Погорелко Н.А., Яшинов В.А. Расчет лучевых траекторий и поляризации радиоволн декаметрового диапазона для условий воздействия на ионосферу мощным радиоизлучением. Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. Радиофизика. 2012. №6 (1). С. 43–50.

3. *Andreeva E. S., Frolov V. L., Kunitsyn V. E., Kryukovskii A. S., Lukin D. S., Nazarenko M. O., Padokhin A. M.* Radiotomography and HF ray tracing of the artificially disturbed ionosphere above the Sura Heating Facility. Radio Science, Special Section: Ionospheric Effects. Symposium 2015. DOI 10.1002/2015RS005939.
4. *Кирьянова К. С., Крюковский А. С.* Особенности лучевого распространения радиоволн в ионосфере Земли. Т-Сотм – Телекоммуникации и транспорт. 2012. №11. С. 25–28.
5. *Кравцов Ю. А., Яшин Ю. Я.* О Применении теории возмущений к уравнению эйконала в случае неоднородных анизотропных сред. Изв. Вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12. № 8. С. 1175–1180.
6. *Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И.* Геометрическая оптика неоднородных сред. Москва: Наука, 1980. 304 с.
7. *Приходько Л. И., Широков И. А.* Флуктуации эйконала необыкновенной волны, отраженной от неоднородной ионосферной плазмы. Материалы XXIV Международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». 2018. ИОА СО РАН. Томск. С. В257–В260.
8. *Гинзбург В. Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. Москва: Наука, 1967. 684 с.
9. *Дэвис К.* Радиоволны в ионосфере. Москва: Мир, 1973. 502 с.
10. *Митяков Н. А.* О наклонном падении радиоволн на анизотропную ионосферу. Изв. Вузов. Радиофизика. 1959. Т. 2. № 2. С. 159–166.

Statistical properties of the eikonal fluctuations of normal waves at inclined reflection from magnetically ionosphere

L.I. Prikhod'ko¹, I.A. Shirokov²

¹*Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University*

²*Faculty of Computational Mathematics and Cybernetics*

l.prihodko@mail.ru, ishirokov@inbox.ru

Keywords: geometric optics, eikonal equations, ray equations, magnetoactive plasma, random inhomogeneities, perturbation method, correlation.

Abstract. The statistical properties of the phase (eikonal) of normal waves reflected from an inhomogeneous magnetoactive ionospheric plasma containing random inhomogeneities of electron density are considered. The paths of rays propagating at the pole (the Earth's vertical magnetic field) are numerically determined. The variances of fluctuations and spatial coefficients of autocorrelation of the phase are found for each of the normal waves at different angles of entry of the ray into the ionosphere.

ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ НАТРИЯ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОДНОМ АЭРОЗОЛЕ

Боровский А.В.¹, Толстоногова Ю.С.^{1,2}, Лисица В.В.^{1,2}, Майор А.Ю.^{1,2}, Голик С.С.^{1,2}

¹Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

²Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия

e-mail: ifitfizik@gmail.com, mebius0112@yandex.ru, snap06@googlemail.com, mayor@iacp.dvo.ru, golik_s@mail.ru

Получены зависимости интенсивностей линий натрия от времени задержки при филаментации лазерного излучения фемтосекундной длительности в водном аэрозоле с крупными (10 мкм) и мелкими (0.8-2 мкм) частицами. Рассмотрена временная динамика интенсивности эмиссионных линий натрия (Na I 588.99 и 589.59 нм), при филаментации лазерных импульсов в водном аэрозоле. Определена величина оптимальной задержки регистрации излучения филамента в водном аэрозоле относительно лазерного импульса.

На сегодняшний день лидарное зондирование аэрозольной и газовой составляющих атмосферы фемтосекундными лазерными импульсами представляет значительный интерес [1-3]. При проведении дистанционных исследований атмосферы с помощью ультракоротких лазерных импульсов используются филаменты, которые могут быть сформированы на значительных расстояниях от источника излучения до нескольких километров с плотностью мощности достаточной для генерации плазмы [4-6]. Наиболее распространенным средством управления дистанцией формирования филаментов является техника chirpирования ультракоротких импульсов, при которой спектральные компоненты импульса изначально задерживаются друг относительно друга так, чтобы при распространении в атмосфере они синхронизировались с минимальной длительностью импульса на заданной дистанции, где резко возрастет интенсивность импульса и сформируются филаменты [7]. В работах [8, 9] показана возможность использования управляемой филаментации для дистанционной оценки концентрации Na в составе водного аэрозоля, а также цианрадикалов (CN) в составе пылевого аэрозоля. Наряду с филаментной спектроскопией развитие методов дистанционного зондирования газовых компонент атмосферы связывают с развитием фемтосекундных широкополосных лазерных систем, использующих генерацию суперконтинуума и метод спектроскопии дифференциального поглощения [10, 11]. Методы лидарного зондирования атмосферного аэрозоля интенсивно разрабатываются, в первую очередь, для мониторинга загрязнения атмосферы, в том числе при возникновении чрезвычайных ситуаций. Несмотря на большой интерес к исследованию атмосферы ультракороткими импульсами, мало вни-

мания уделено исследованию спектрально-временных характеристик эмиссионных линий элементов в составе аэрозоля и определению оптимальных параметров регистрации сигнала для разных типов аэрозоля, определению предельно возможных обнаруживаемых концентраций химических элементов при дистанционном лазерном зондировании водных аэрозолей атмосферы, влиянию размера частиц водного или пылевого аэрозоля на спектральные характеристики плазмы филамента.

В настоящей работе получены зависимости интенсивностей эмиссионных линий натрия (Na I 588,99 и 589,59 нм) от времени задержки при филаментации лазерного излучения фемтосекундной длительности в водном аэрозоле с крупными (10 мкм) и мелкими (0,8-2 мкм) частицами. Определена величина оптимальной задержки регистрации излучения филамента t_d в водном аэрозоле относительно лазерного импульса.

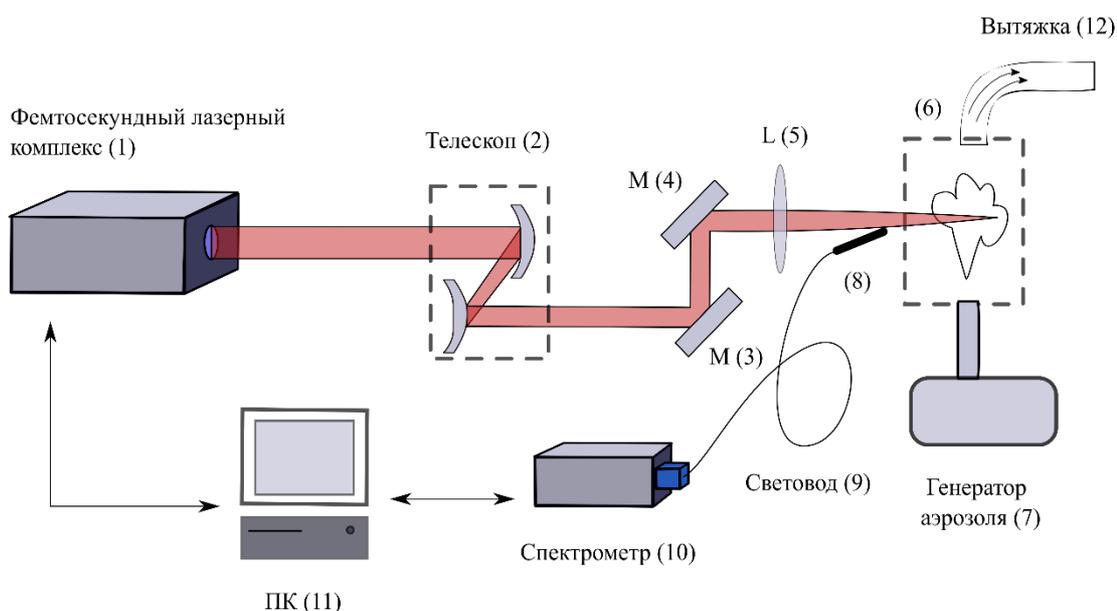


Рисунок 1 — Принципиальная схема установки

Работа выполнена на экспериментальной установке ЦКП ИАПУ ДВО РАН, схема которой представлена на рисунке 1. В качестве источника лазерных импульсов использовался фемтосекундный лазерный комплекс (1) SpitfirePro 40F-5W (SpectraPhysics) с параметрами: центральная длина волны 800 нм, длительность лазерных импульсов 60 фс, энергия в импульсе 4,4 мДж, частота повторения импульсов до 1 кГц. С помощью зеркального телескопа (2) начальный диаметр

лазерного пучка уменьшался в 1.5 раза, далее с помощью диэлектрических зеркал (3) и (4) излучение направлялось на плоско-выпуклую линзу (5) с фокусным расстоянием 500 мм. Согласно расчетам, расстояние самофокусировки зависит от фокусного расстояния линзы, включенной в оптическую схему [11]. В работе [12] показано, что использование линзы с большим фокусным расстоянием приводит к образованию филамента до геометрического фокуса линзы. В приведенной экспериментальной установке генерация филамента происходит на переднем фронте аэрозоля, генерируемого внутри камеры (6), что моделирует близкие к реальным условия дистанционного зондирования атмосферных аэрозолей. В качестве источника аэрозоля (7) использовался компрессорный небулайзер FlaemNuovaBoreal F400, с его помощью генерировались водные капли с крупными (10 мкм) и мелкими (0.8-2 мкм) частицами. Вытяжка (12) поддерживала равномерный поток аэрозоля в камере. В качестве детектора использовался спектрометр (10), состоящий из спектрографа SpectraPro 2300 (Princeton Instruments) с шириной щели 30 мкм и 16 битной ПЗС камеры со стробируемым ЭОП (Pi-MAX 3, 1024i, Princeton Instruments). Излучение плазмы филамента собиралось кварцевым коллиматором (8) (74-UV, OceanOptics), установленным под углом 6 градусов относительно оптической оси (для обеспечения лидарной схемы приемной системы) на расстоянии 10 см от филамента и по кварцевому световоду (9) направлялось на входную щель спектрометра. Управление установкой осуществлялось с помощью персонального компьютера (11). Идентификация эмиссионных линий выполнялась с помощью статистических методов обработки сигналов.

На рисунке 2 приведена зависимость интенсивности линий натрия 588,99 и 589,59 нм и интенсивности фона от задержки при филаментации лазерного излучения фемтосекундной длительности в атмосферном аэрозоле с диаметром от 0.8 до 2 мкм и диаметром 10 мкм.

Как видно из рисунка 2, наилучшее соотношение между интенсивностями линий 588,99 и 589,59 нм и излучением суперконтинуума наблюдается при задержке $t_d = 4$ нс, как для аэрозоля с частицами размером 10 мкм, так и для частиц 0,8-2 мкм.

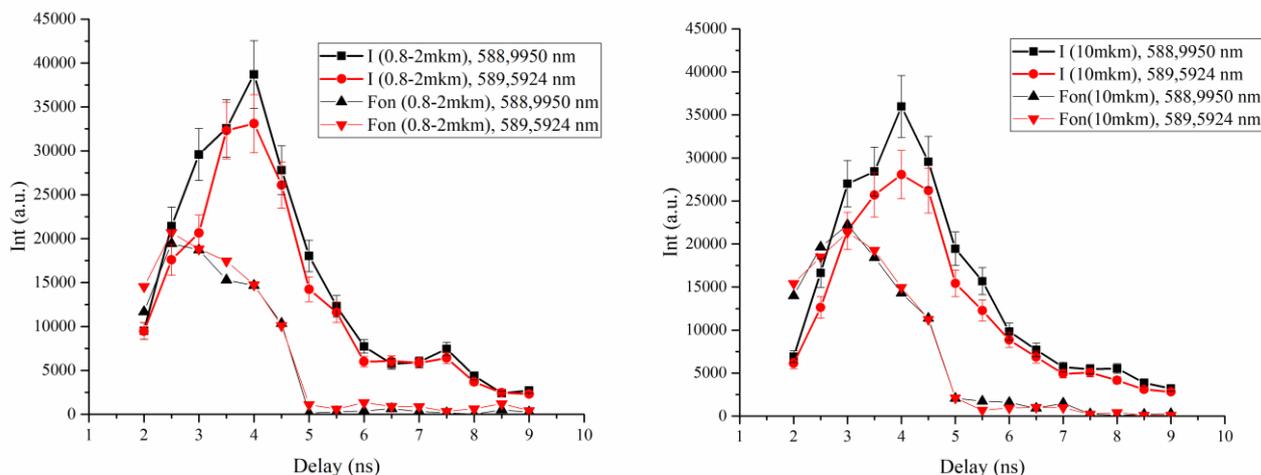


Рисунок 2 — Зависимость интенсивностей линий натрия 588,99 и 589,59 нм и интенсивности фона от задержки t_d при филаментации лазерного излучения фемтосекундной длительности в атмосферном аэрозоле с диаметром от 0.8 до 2 мкм (слева) и диаметром 10 мкм (справа).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта 19-32-90194 Аспиранты с использованием установок ЦКП ЛАМИ ИАПУ ДВО РАН.

1. Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., et al. The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges // Can. J. Phys. 2005.-V.83. #9.- P.863-905.
2. Prade B., Franco M., Mysyrowicz A., et al. Spatial mode cleaning by femtosecond filamentation in air // Opt. Lett., 2006.-V31.-#17.-P.2601-2603.
3. Chin S.L., Theberge F., Liu W. Filamentation nonlinear optics // Appl. Phys. B, 2007.-V86, P.477-483.
4. R. Bourayou, G. Mejean, J. Kasparian, M. Rodriguez, E. Salmon, J. Yu, H. Lehmann, B. Stecklum, U. Laux, J. Eisloffel, A. Scholz, A. P. Hatzes, R. Sauerbrey, L. Woste, and J. P. Wolf White-light filaments for multiparameter analysis of cloud microphysics // J. Opt. Soc. Am. B, 2005. Vol. 22. 369-377.
5. S. Skupin, L. Berge, U. Peschel, F. Lederer, G. Mejean, J. Yu, J. Kasparian, E. Salmon, J. P. Wolf, M. Rodriguez, L. Woste, R. Bourayou, and R. Sauerbrey Filamentation of femtosecond light pulses in the air: Turbulent cells versus long-range clusters // Phys. Rev. E, 2004. Vol. 70. 46602-46616.
6. Ilyin A. A. Broadening and shift of emission lines in a plasma of filaments generated by a tightly focused femtosecond laser pulse in air / Ilyin A. A., Golik S. S., Shmirko K. A. and others // Quantum Electronics. 48 (2). 2018. P. 149–156.

7. Алексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н., Захаров Н.С., Холод С.В. Распространение мощного ультракороткого лазерного импульса на горизонтальной атмосферной трассе// Оптика атмосферы и океана, 2009. том 22. № 11. С. 1035-1041.

8. Daigle J.F., Mejean G., Liu W., Theberge F., Xu H.L., Kamali Y. Long range trace detection in aqueous aerosol using remote filament-induced breakdown spectroscopy // Appl. Phys. B. 2007. V. 87. P. 749–754.

9. Xu H.L., Mejean G., Liu W., Theberge F., Kamali Y., Daigle J.F. Remote detection of similar biological materials using femtosecond filament-induced breakdown spectroscopy // Appl. Phys. B. 2007. V. 87. P. 151–156

10. Platt U. Air Pollution Monitoring Systems – Past– Present–Future // Advanced Environmental Monitoring / Eds. Y.J. Kim and U. Platt. Springer. 2008. P. 3–20.

11. Labutin, T.A., Lednev, V.N., Ilyin, A.A., Popov, A.M. Femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy // Journal of Analytical Atomic Spectrometry. 2016. 31 (1). pp. 90-118.

12. V.I. Talanov. Sov. Phys. JETP Lett. 1970. 11, 199.

ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРНЫХ УСЛОВИЙ И ХАРАКТЕРА СКАНИРУЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ЛАЗЕРНОГО СКАНИРОВАНИЯ

Алтынцев М.А., Сальников В.Г., Попп Е. А.

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, г. Новосибирск, Россия

E-mail: mnbcv@mail.ru, salnikov@ssga.ru, popp.ekaterina@yandex.ru

Технология лазерного сканирования в настоящее время активно применяется при геодезической съемке территорий. Данная технология зарекомендовала себя для решения таких задач, как трехмерное моделирование, составление топографических планов, определение деформаций сооружений. Немаловажным вопросом при обработке данных лазерного сканирования является анализ итоговой точности. На точность влияют как технические характеристики определенной модели лазерного сканера, внешние атмосферные условия в момент съемки, так и характер объекта сканирования, его цвет, текстура, ориентация в пространстве. Сканирование определенных видов объектов при неблагоприятных условиях может привести к большим значениям ошибок из-за различных шумовых составляющих лазерного сигнала. Среди технических характеристик съемочной системы наибольший вклад вносят значение длины волны лазерного пучка и его расходимость. Для достижения максимальной точности нужно выполнять совместный анализ всех технических характеристик и источников ошибок с целью принятия решения о выборе оптимальной модели лазерной сканирующей системы и времени съемки. В статье приводится анализ различных факторов, влияющих на точность результатов лазерного сканирования, на примере различных наборов данных системы мобильного лазерного сканирования Riegl VMX-250.

АНАЛИЗ ТЕЧЕНИЯ В ДИФФУЗИОННОМ ПЛАМЕНИ ПО ДАННЫМ ИК ТЕРМОГРАФИИ

Лобода Е.Л.^{1,2}, Матвиенко О.В.¹, Агафонцев М.В.^{1,2}, Рейно В.В.²

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

² Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, г. Томск, Россия

E-mail: loboda@mail.tsu.ru, matvolegv@mail.ru, kim75mva@gmail.com, reyno@iao.ru

Аннотация: В работе представлены результаты экспериментального исследования перемещения газообразных продуктов в пламени, образующемся при горении некоторых жидких углеводородов. Произведен анализ структуры течения в пламени, образующемся при горении ряда жидких углеводородных топлив. Предложено выделять 7 участков пламени с характерными значениями турбулентного числа Рейнольдса, где реализуются различные режимы течения.

1. Введение

Применение методов инфракрасной термографии благодаря современным техническим возможностям и высокой скорости регистрации является перспективным направлением исследования структуры турбулентного пламени и получило достаточно широкое применение [1, 2]. Необходимо отметить, что применение методов ИК термографии для исследования процессов горения сопряжено с рядом фундаментальных и методических трудностей, таких как анализ спектров излучения и оптических характеристик пламени, выбор спектрального интервала исследований и др. [3, 4].

Следует отметить, что несмотря на значительные многолетние исследования турбулентного горения [5–8], которые в мире ведутся с середины XX века, говорить о завершенности исследований этого явления не возможно. Остается открытым вопрос взаимосвязи и подобия пульсаций гидродинамических и термодинамических параметров, который формулируется на уровне гипотезы [9].

2. Методы исследования

Термографическое изображение (рисунок 1а) получено по методике, описанной в [4], с применением ИК-камеры JADE J530SB, узкополосного оптического фильтра с полосой пропускания 2.5–2.7 мкм и скоростью съемки 170 кадров/сек. Выбор узкополосного фильтра основан на анализе спектров излучения пламени [3]. Мгновенное трассерное PIV-изображение (рисунок 1с) получено при помощи Polis PIV system [10].

Анализируя термографическое и PIV изображения пламени рисунке 1, образующегося при горении дизельного топлива, можно сделать вывод, что на разной высоте пламени реализуются разные режимы течения, что должно отражаться в изменении числа Рейнольдса. Анализ пульсаций температуры в пламени говорит о том, что амплитуда пульсаций

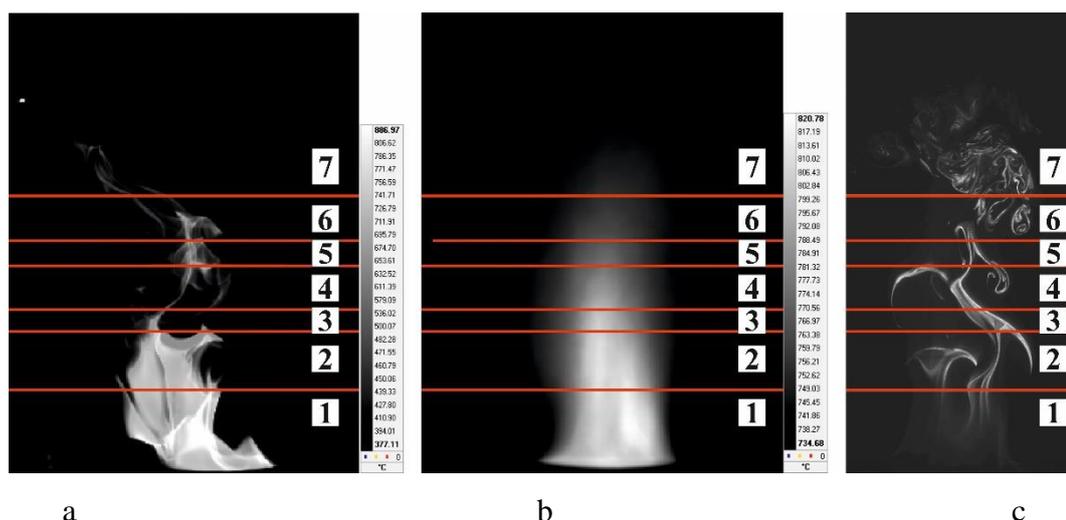
температуры напрямую зависит от рассматриваемого участка пламени. Форма и размеры зон температурных неоднородностей на мгновенных термограммах пламени, а также вид PIV-изображений позволяют сделать вывод, что на начальном участке пламени от поверхности жидкого топлива наблюдается течение близкое по своему виду к ламинарному, в котором в дальнейшем при перемешивания с окислителем из окружающей атмосферы и протекания окислительных реакций наблюдается образование вихреобразных структур, которые расширяются и в дальнейшем распадаются.

3. Результаты

Анализируя вид термограмм и PIV-изображений факел пламени можно разделить условно на 7 зон с разными значениями Re_t (рисунок 1а). Характерная частота пульсаций температуры в пламени f определялась для выбранного участка пламени по методу, описанному в [4]. Используя

соотношение для расчета числа Рейнольдса $Re_t = \frac{\rho v^2}{\mu f} \frac{\langle T'T' \rangle}{T^2}$ (где ρ – плотность газа, имеющего температуру T , кг/м³; v – скорость в потоке газа, м/с; μ – коэффициент динамической вязкости газа, имеющего температуру T , Па*с; f – характерная частота пульсации температуры в пламени, с⁻¹; $\langle T'T' \rangle$ – квадрат пульсации температуры в факеле пламени, К²; T – температура в факеле пламени, К), полученное на основании работ [11 – 15], были рассчитаны соответствующие значения Re_t для различных областей факела пламени.

На рисунке 1 представлено деление факела пламени на области с разными значениями Re_t для дизельного топлива.



а – мгновенная термограмма пламени, б – усредненная по времени термограмма пламени, с – PIV-изображение

Рисунок 1 – Условное разделение факела пламени, образующегося при горении дизельного топлива, на зоны с разными значениями Re_t

В таблице 1 представлены диапазоны изменения Re_t для разных участков пламени при горении дизельного топлива, а на рисунке 2 приведен вертикальный профиль изменения Re_t , приведенный в безразмерных координатах, где h – текущее значение вертикальной координаты, H – максимальное значение вертикальной координаты факела пламени.

Таблица 1 – Диапазоны изменения Re_t в пламени

Вид топлива	Диапазон изменения Re_t						
	Область 1	Область 2	Область 3	Область 4	Область 5	Область 6	Область 7
Дизельное топливо	2060 – 2114	3509 – 3665	2717 – 2756	3175 – 3248	3068 – 3115	2413 – 2455	1798 – 1836

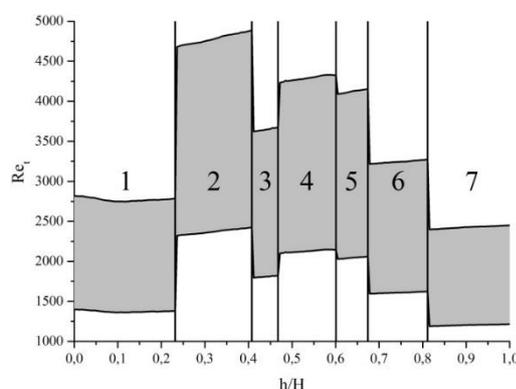


Рисунок 2 – Распределение турбулентного числа Рейнольдса по центральной оси факела пламени, образующимся при горении дизельного топлива

Исходя из полученных значений Re_t и наблюдаемых термографических и PIV-изображений можно констатировать, что:

Область 1 – область, где присутствует квазиламинарное течение с искривленными линиями тока, а подъем горючей смеси обусловлен силой Архимеда ($h/H=0 - 0,232$);

Область 2 – область, где происходит первичное смешение с окислителем из внешней среды, характеризуемая зарождением турбулентных структур ($h/H=0,232 - 0,408$);

Область 3 – область, где происходит основное горение смеси при достижении стехиометрического перемешивания с ростом турбулизации ($h/H=0,408 - 0,468$);

Область 4 – аналогично области 5, где по мере протекания химических реакций происходит увеличение размеров турбулентных структур ($h/H=0,468 - 0,601$);

Область 5 – догорание смеси в виде последних стадий многостадийных окислительных реакций (доокисление CO и др. компонент) ($h/H=0,601 - 0,674$);

Область 6 – снижение температуры продуктов горения, связанное с уменьшением скорости тепловыделения. В результате уменьшения скорости тепловыделения ослабляется генерация турбулентности, сопровождающаяся началом диссипативных процессов ($h/H=0,674 - 0,811$);

Область 7 – область, где происходит диссипация вихревых структур, снижение температуры и торможение потока продуктов горения ($h/H=0,811 - 1,0$).

4. Вывод

В результате проведенных исследований можно сформулировать следующие выводы:

1. ИК-термография позволяет получать детализированную тепловую структуру турбулентных диффузионных пламен, которая является тепловым отражением турбулентных процессов в гидродинамической структуре пламени.

2. Установлено, что на различных участках пламени при диффузионном горении рассмотренных жидких топлив реализуются различные механизмы и режимы течения, а пламя можно условно разделить на 7 характерных участков.

3. Предложено выражение для расчета турбулентного числа Рейнольдса Re_t в пламени, которое включает в себя амплитуды и частоты пульсации температуры, измеренные с применением методов ИК термографии.

Литература

1. Qian C., Saito K., Measurements of Pool-Fire Temperature Using IR Technique, Combustion Institute/Central and Western States (USA) and Combustion Institute/Mexican National Section and American Flame Research Committee, Combustion Fundamentals and Applications, Joint Technical Meeting, in: J.P. Gore (Ed.), Proceedings, San Antonio, TX, April 23–26. 1995. P. 81–86.
2. Rinieri F., Balbi J.-H., Santoni P.-A. On the use of an infra-red camera for the measurement of temperature in fires of vegetative fuels // QIRT. 2006. P. 1–10. DOI: 10.21611/qirt.2006.011.
3. Loboda E.L., Reyno V.V., Agafontsev M.V. Choice of a spectral range for measuring temperature fields in a flame and recording high-temperature objects screened by the flame using IR diagnostic methods // Russ. Phys. J. 2015. Vol. 2. P. 278–282. DOI: 10.1007/s11182-015-0493-x.
4. Loboda E.L., Reyno V.V., Vavilov V.P. The use of infrared thermography to study the optical characteristics of flames from burning vegetation // Infrared Phys. Technol. 2014. Vol. 67. P. 566–573. DOI: 10.1016/j.infrared.2014.09.041.
5. Kairuki J., Dawson J.R., Mastorakos E. Measurements in turbulent premixed bluff body flames close to blow-off // Combustion and Flame. 2012. Vol. 159. P. 2589–2607. DOI:10.1016/j.combustflame.2012.01.005.
6. Damköhler G. Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen // Zs. Elektrochem. 1940. V. 46. 601 p.
7. Libby P., Williams F.A. Turbulent Reacting Flows // Academic Press Inc. 1994. P. 1–43.
8. Alekseenko S.V., Anufriev I.S., Vigriyanov M.S., Dulin V.M., Kopyev E.P., Sharypov O.V. Steam-enhanced regime for liquid hydrocarbons combustion: velocity distribution in the burner flame // Thermophysics and Aeromechanics. 2014. Vol. 21. Iss.3. P.393–396.
9. Piquet J. Principles of Turbulent Flow Modeling // Turbulent Flows. Springer, Berlin, Heidelberg. 1999. P. 23–141. DOI: 10.1007/978-3-662-03559-7_2.
10. Loboda E.L., Anufriev I.S., Agafontsev M.V., Kopyev E.P., Shadrin E.Y., Reyno V.V., Vavilov V.P., Lutsenko A.V. Evaluating characteristics of turbulent flames by using IR thermography and PIV // Infrared Physics and Technology. 2018. Vol. 92. P. 240–243. DOI: 10.1016/j.infrared.2018.06.006.
11. Menter F.R. Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. 1993. N93-2906. 21 p.
12. Cebeci T., Bradshaw P. Momentum Transfer in Boundary Layers // McGraw-Hill, New York. 1977. 391 p.

13. Volchkov E.P., Terekhov V.I., Terekhov V.V. Flow structure and heat and mass transfer in boundary layers with injection of chemically reacting substances (Review) // *Combustion, Explosion, and Shock Waves*. 2004. V. 40. № 1. P. 1–16.
14. Харша П. Модели переноса кинетической энергии // *Турбулентность: принципы и применение*. М.:Мир. 1980. С .207–261.

ДИФРАКЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЕВОГО ПУЧКА НА КРУГЛОЙ ДИАФРАГМЕ

Герасимова Л.О.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: lilyan@iao.ru

Проведены численные исследования дифракции вихревого пучка на круглой диафрагме в однородной среде. Анализ эволюции дифрагированного пучка от степени его перекрытия показал, что частичное экранирование пучка приводит к потере симметрии кольцевой структуры Лагерр-Гауссова пучка. По мере распространения моды Лагерр-Гауссова пучка количество точек винтовой дислокации увеличивается с тем же знаком, но меньшей величиной топологического заряда.

В работе рассматривается задача влияния краевых дифракционных эффектов на распространяющееся оптическое излучение. Задача является актуальной, так как одним из способов искусственного создания винтовых дислокаций (вихревых оптических полей) является метод цифровой голографии [1-4]. Суть которого заключается в распространении лазерного гауссова пучка через голограмму, сформированную, в частности, с помощью пространственного модулятора света [5]. При таком подходе необходимо использование диафрагм разного диаметра для выделения центральной части излучения. Отсутствие соосности распространяющегося лазерного излучения с центром диафрагмы приводит к краевым дифракционным эффектам. Для исследования влияния степени экранирования вихревого лазерного пучка, проведены расчеты дифракции.

Постановка задачи

Рассмотрим задачу дифракцию узкополосного пучка света на круглой диафрагме. Обозначим через [6]

$$E_{mn}(x, \mathbf{p}) = E_{mn}^0(x, \mathbf{p}) \exp(jkx) \quad (1)$$

комплексную амплитуду напряженности электрического поля.

В (1) j – мнимая единица, $k = 2\pi / \lambda$, λ – длина волны излучения, $\mathbf{p} = \{y, z\}$ – радиус вектор в поперечной к оси распространения x плоскости.

Если ось оптического излучения (1), которое распространяется до диафрагмы круглой формы, совпадает с центром диафрагмы, то распределение комплексной амплитуды поля волны

$E_{nm}^0(x, \boldsymbol{\rho})$ сразу за экраном имеет вид

$$E_{nm}^0(x, \boldsymbol{\rho}) = \begin{cases} 0, & y^2 + z^2 > a_0; \\ E_{nm}^0(x, \boldsymbol{\rho}), & y^2 + z^2 \leq a_0. \end{cases} \quad (2)$$

В этом случае дифракционные эффекты на краю отсутствуют.

В случае, когда излучение частично освещает диафрагму, необходимо учитывать влияние дифракционных эффектов на окружности.

На рисунке 1а приведен пример несоосного распространения излучения, комплексная амплитуда которого в плоскости $x = 0$ имеет вид Лагерр-Гауссова пучка [7]

$$E_{nm}^0(\boldsymbol{\rho}_0) = (-j)^m \left(-\frac{\boldsymbol{\rho}}{a_0} \right)^m E_0 \exp \left[-\frac{\boldsymbol{\rho}^2}{2a_0^2} + j\psi_0 + jm\theta \right] L_n^m \left(-\frac{\boldsymbol{\rho}^2}{a_0^2} \right), \quad (3)$$

где параметр j – мнимая единица, a_0 – определяет ограниченность моды лагеррова пучка в пространстве, θ – угловая координата, $L_n^m(x)$ – полином Лагерра; n и m – радиальный и азимутальный порядок моды E_{nm}^0 Лагерр-Гауссова пучка, ψ_0 – фаза волны, не зависящая от $\boldsymbol{\rho}$, E_0 – амплитуда пучка на его оси; до круглой диафрагмы, которая частично обрезает оптический пучок.

Комплексная амплитуда $E_{nm}(x, \boldsymbol{\rho})$ на расстоянии $x > 0$ (рисунок 1б) определяется дифракционным интегралом Френеля-Кирхгофа

$$E_{nm}(x, \boldsymbol{\rho}) = \left(\int_{-a}^a d^2\boldsymbol{\rho} \right) \frac{k}{j2\pi x} E_{nm}^0(\boldsymbol{\rho}_0) \exp \left\{ j \frac{k(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0)^2}{2x} \right\}. \quad (4)$$

На рисунке 1 приведены распределения интенсивности и фазы, рассчитанные численно путем моделирования распространения Лагерр-Гауссова пучка (1) в однородной среде по формуле (4) в плоскости $x = 0$ (рисунок 1а) и 1,5 км (рисунок 1б). Параметры моделирования задавались равными: $a = 1$ см, $L = 1,5$ км, $\lambda = 0,63$ мкм, $n = 0$, $m = 4$, $y, z = y, z + b_{y,z}$, где $b_y = -1$ см, $b_z = 1$ см.

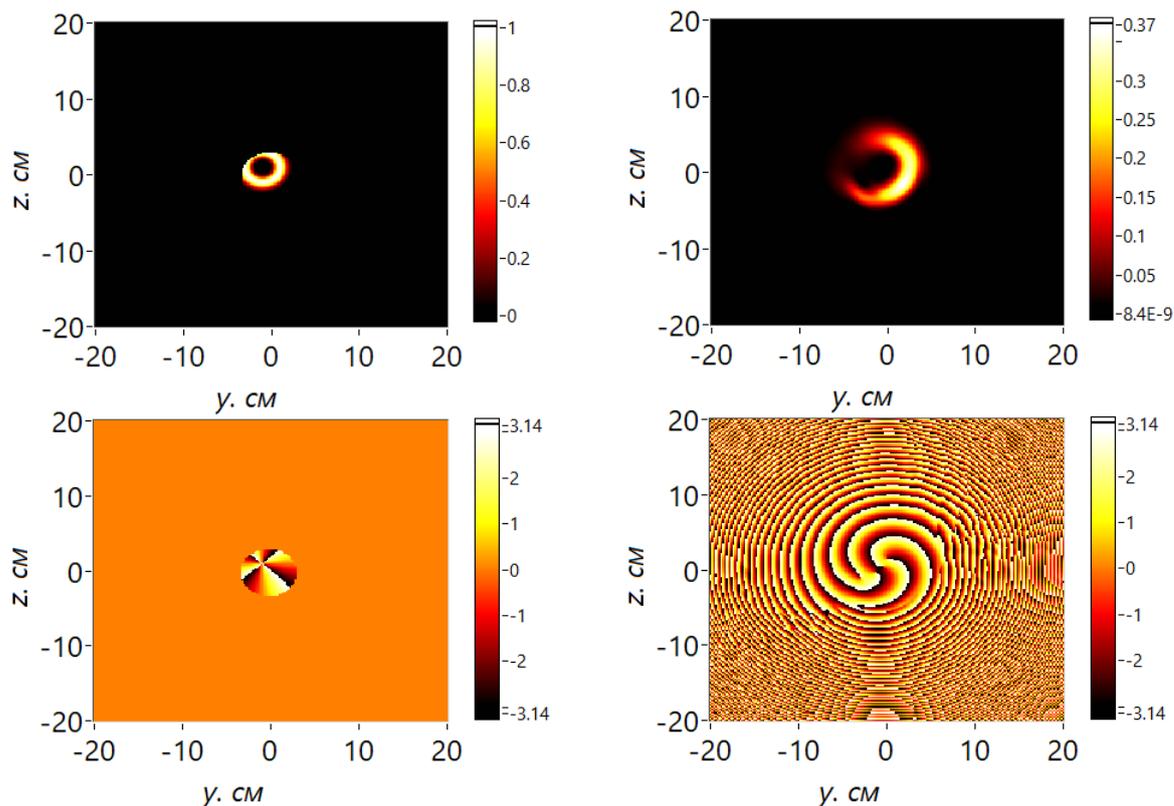


Рисунок 1 — профили интенсивности и фазы Лагерр-Гауссова пучка $E_{04}^0(\mathbf{p})$ в начальной плоскости (а) и на расстоянии $x = 1,5$ км после диафрагмы

Из рисунка 1 видно, что частичное экранирование пучка приводит к потере симметрии кольцевой структуры Лагерр-Гауссова пучка (рисунок 1б). По мере распространения пучка происходит перераспределение энергии, часть энергии попадает в область геометрической тени, не смотря на асимметрию поперечного профиля. Количество точек винтовой дислокации фазы в приосевой области моды $E_{04}^0(\mathbf{p})$ Лагерр-Гауссова пучка изменяется. По мере распространения моды Лагерр-Гауссова пучка с топологическим зарядом $m = 4$, частичное экранирование определенного участка в поперечном сечении распространяющегося пучка, приводит увеличению количества точек винтовой дислокации до двух с той же «закруткой», но зарядами $m = 2$.

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН АААА-А17-117021310149-4.

1. Lee W.-H. Binarycomputer-generatedholograms // Appl. Opt. 1979. V. 18. №. 21. P. 3661–3669.

2. *Brown B., Lohmann A.* Computer-generated binary holograms // IBM J. Res. Dev. 1969. V. 13. P. 160-168.
3. *Lee W.-H.* Binary synthetic holograms // Appl. Opt. 1974. V. 13. P. 1677-1682.
4. *Anzuola E., Belmonte A.* Generation of atmospheric wavefronts using binary micromirror arrays // Appl. Opt. 2016. V. 55. № 11. P. 3039-3044.
5. *Venediktov, V. Yu.* Thin Dynamic Holograms with an Asymmetric Fringe Profile // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2012.V. 48. №. 2. P. 126-133.
6. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов (М.: Наука. 1988. 310 с.)
7. *Ананьев Ю.А.* Оптические резонаторы и лазерные пучки. М.: Наука. 1990. 264 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЕНИЯ ЖИДКИХ ТОПЛИВ

Лобода Е.Л.^{1,2}, Агафонцев М.В.^{1,2}, Климентьев А.С.¹, Рейно В.В.², Лобода Ю.А.^{1,2}

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

² Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, г. Томск, Россия

E-mail: loboda@mail.tsu.ru, kim75mva@gmail.com, reyno@iao.ru

Аннотация: В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований диффузионного горения ряда жидких топлив при наличии пульсаций внешнего давления с малой амплитудой. Установлено, что пульсации внешнего давления приводят к увеличению скорости сгорания топлива при росте высоты пламени и усилению интенсивности изменения характеристик турбулентности в пламени.

Диффузионный режим горения топлива является одним из наиболее распространенных режимов горения. Он, как правило, реализуется в условиях развитой турбулентности. Известно, что перемещение турбулентных структур в диффузионном пламени приводит к пульсациям температуры в пламени [1], которые происходят с определенной частотой, связанной с размерами и скоростью движения турбулентных структур в пламени.

В [2] утверждается существование взаимосвязи между воздействиями колебаний давления на зону горения и наличии фазового сдвига между колебаниями давления и скоростью горения. Если работа зоны горения при изменении давления положительна, т.е. выполняется критерий Рэлея, то выделение теплоты должно быть согласовано с колебаниями давления, что в свою очередь приводит к потере устойчивости процесса. В [2] также утверждается, что взаимодействие акустических колебаний с когерентными вихревыми структурами при возникновении и развитии турбулентности в сдвиговых слоях оказывает заметное воздействие на процесс горения и приводятся данные о результатах исследования воздействия акустических колебаний на поющее пламя. Очевидно, что ввиду особого режима горения выбор параметров воздействия на пламя был обусловлен звуковыми колебаниями, вызываемыми поющим пламенем в граничных слоях. В [3] рассматривается дробление вихрей, возникающих в пламени, вследствие процессов диссипации на меньшие объемы, поверхности раздела которых с горячими газами достаточны для поддержания реакции. Следует отметить, что выделение теплоты происходит в отдельных микрообъемах и соответственно изменение размеров этих микрообъемов должны быть согласованы с колебаниями давления [3].

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования горения ряда жидких топлив при воздействиях на него внешних пульсаций давления малой амплитуды. Для исследований применялись бесконтактные методы ИК термографии.

В качестве горючих материалов использовались бензин, керосин и дизельное топливо. Масса топлива составляла 10 г. В качестве регистрирующего оборудования применялась инфракрасная камера JADE J530SB с узкополосным фильтром с полосой пропускания 2.5 – 2.7 мкм длин волн. Выбор фильтра обусловлен рекомендациями [4]. Генератором инфразвука служил низкочастотный динамик 25-ГД-26 с мягким подвесом на который подавался синусоидальный сигнал, сформированный генератором сигналов специальной формы Г6-28, предварительно усиленный при помощи усилителя LV 103. Дополнительно температура в пламени контролировалась термопарой типа К для нахождения эффективного коэффициента излучения пламени.

Топливо диффузионно сжигалось в емкости диаметром 0.15 м, а регистрирующая аппаратура располагалась на удалении 1.5 м. Расстояние от источника колебаний до пламени составляло 0.3 м.

Полученные в результате съемки термограммы обрабатывались с использованием программного обеспечения «Altair». Спектры изменения температуры в пламени были получены с использованием программы «TempSpectrum-v.1».

На рисунке 1 приведен спектр изменения температуры в пламени при горении дизельного топлива при отсутствии внешних воздействий. Аналогичные спектры можно привести и для остальных видов топлива. Следует отметить, что для всех трех топлив можно выделить характерные частотные максимумы в интервале 3.5 – 4.5 Гц.

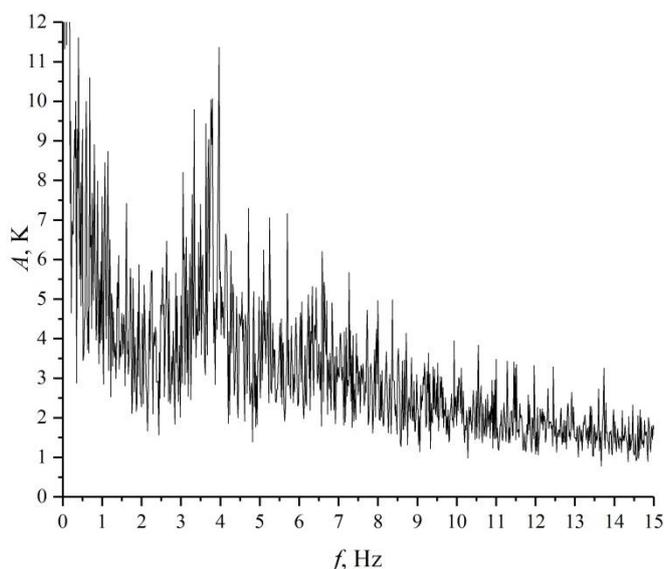


Рисунок 1 – Спектр изменения температуры в пламени, образующемся при диффузионном горении дизельного топлива без внешних воздействий

На рисунке 2 представлены спектры изменения температуры факела пламени, при воздействии на него звуковых колебаний с частотами 6 Гц для бензина, 7,2 Гц для керосина и 4,6 Гц для дизельного топлива.

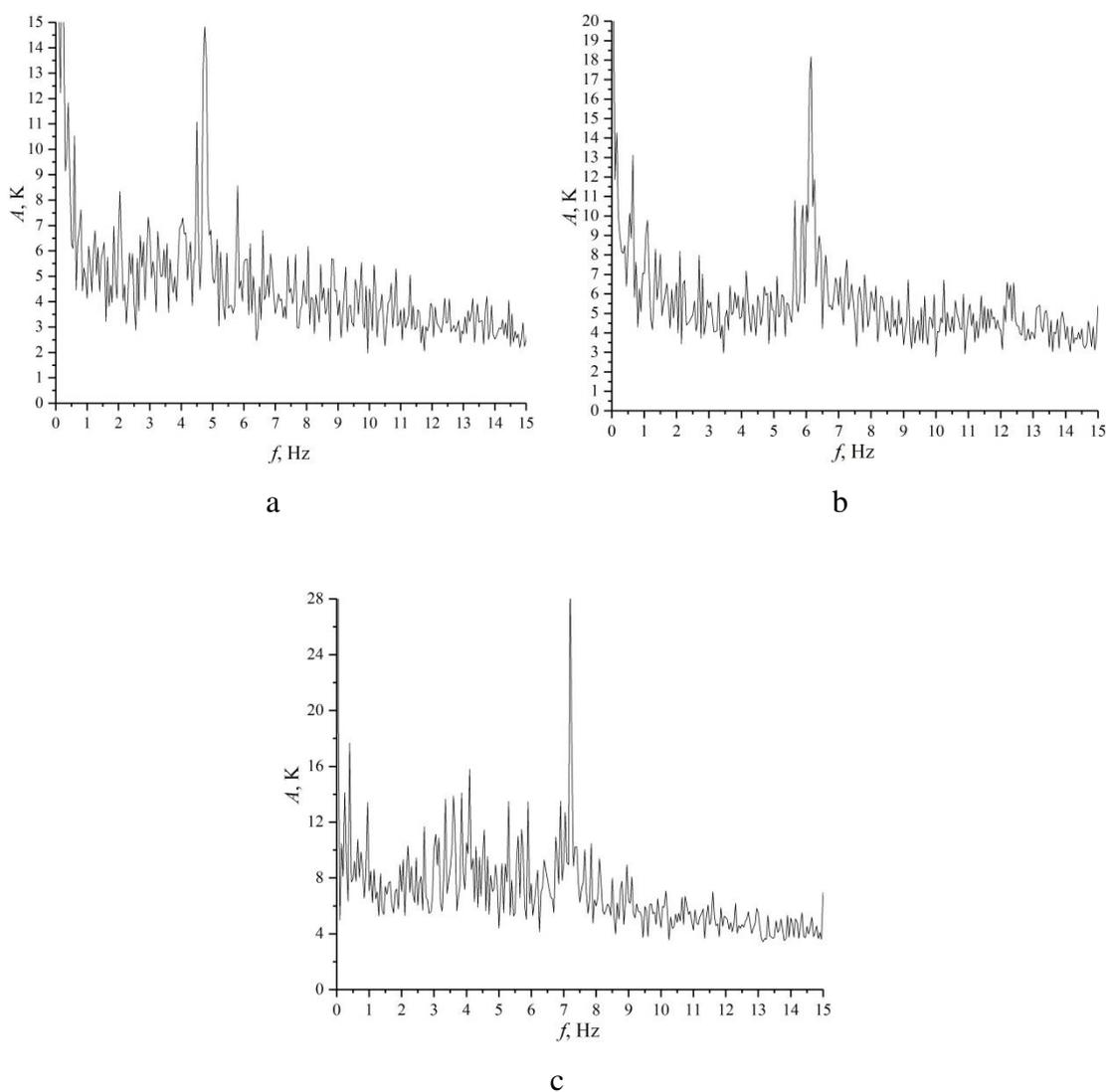


Рисунок 2 – Спектры изменения температуры в пламени при воздействии инфразвука с частотой 4,6 Гц (а) для дизельного топлива, 6 Гц (б) для бензина, 7,2 Гц (с) для керосина

На рисунке 3 приведены зависимости скорости убыли массы топлива от времени при воздействии на процесс горения пульсациями внешнего давления с разной частотой.

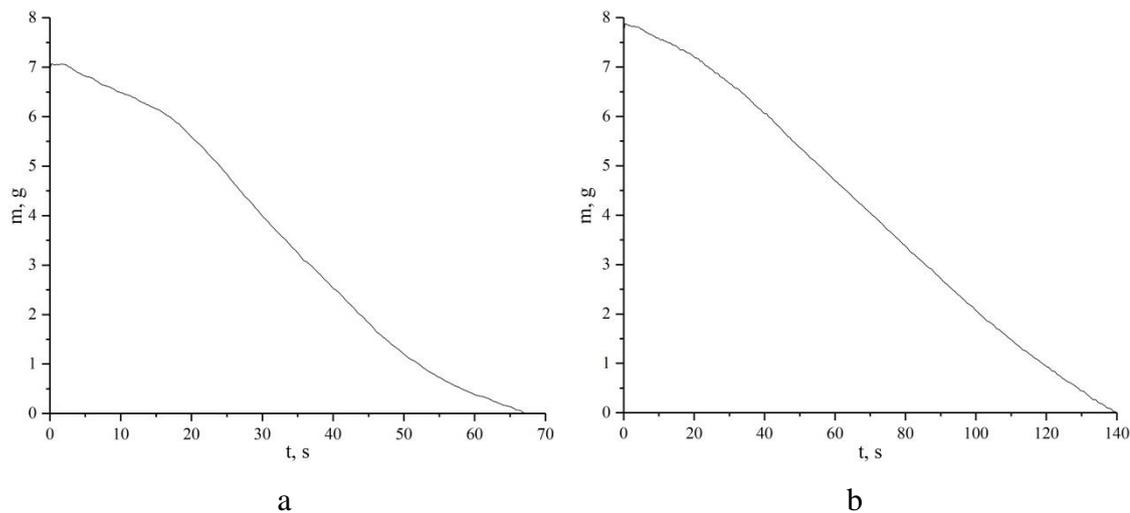


Рисунок 3 – Убыль массы топлива при воздействии с частотами 6 Гц (а) для бензина, 7,2 Гц (b) для керосина

Из анализа рисунков 2 и 3 можно сделать вывод, что при определенных частотах воздействия, возникает интенсификация горения топлива, которая сопровождается ростом амплитуды пульсаций температуры в пламени с частотами, близкими к частоте воздействия. Этот феномен можно объяснить как интенсификацию горения в отдельных турбулентных структурах вследствие улучшения перемешивания летучих горючих компонент с окислителем из внешней атмосферы, так и за счет возникновения механического резонанса. Представляет интерес в дальнейшем провести исследование изменения скоростей внутри этих турбулентных структур с помощью бесконтактных методов диагностики потока и фазового сдвига колебаний до и после прохождения высокотемпературной среды.

1. Loboda E.L., Matvienko O.V., Vavilov V.P., Reyno V.V. Infrared thermographic evaluation of flame turbulence scale // *Infrared Phys. Technol.* 2015. V. 72. P. 1–7. DOI: 10.1016/j.infrared.2015.07.001.

2. Афанасьев В.В., Кидин Н.И. Диагностика и управление устойчивостью горения в камерах энергетических установок. // *ФИЗМАТЛИТ.* 2008. 176 с.

3. Spalding D.B. Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames // *Thirteenth Symposium (International) on Combustion.* 1971. P. 649–657.

4. Damköhler G. Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen // *Zs. Elektrochem.* 1940. V. 46. 601 p.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СУПЕРПОЗИЦИИ ВИХРЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ОПТИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА АТМОСФЕРНОЙ ТРАССЕ

Герасимова Л.О.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: lilyan@iao.ru

На основе численного решения параболического волнового уравнения для комплексной амплитуды поля волны методом расщепления по физическим факторам проведено исследование распространения суперпозиции двух и трех мод Лагерр-Гауссова пучка в турбулентной атмосфере. Анализ относительной дисперсии турбулентных флуктуаций средней интенсивности осевой суперпозиции мод Лагерр-Гауссова пучка показал, что пучки сложной пространственной формы, содержащие сингулярность фазы флуктуируют меньше в турбулентной атмосфере.

Интерес к созданию пространственных распределений начального поля сложной формы обусловлен возможностью практического использования таких пучков для оптического кодирования и передачи информации в различных средах. Задачи связанные с методами генерации и исследованием дифракции когерентной суперпозиции вихревых, в частности, Лагерр-Гауссовых пучков являются актуальными [1–3].

В настоящей работе путем моделирования распространения осевой суперпозиции двух и трех мод Лагерр-Гауссова пучка проведены численные исследования распространения суперпозиции вихревых оптических полей при различной интенсивности оптической турбулентности на атмосферной трассе.

Постановка задачи

Рассмотрим задачу распространения суперпозиции вихревых лазерных пучков

$$E_{nm}^0(x=0, \mathbf{\rho}) = E_{0m1}^0(0, \mathbf{\rho}) + E_{0m2}^0(0, \mathbf{\rho}) + E_{0m3}^0(0, \mathbf{\rho}) \quad (1)$$

в виде мод Лагерр-Гаусса пучка [1]

$$E_{nm}^0(x=0, \mathbf{\rho}) = (-j)^m \left(-\frac{\mathbf{\rho}}{a}\right)^m E_0 \exp\left[-\frac{\mathbf{\rho}^2}{2a^2} + j\psi_0 + jm\theta\right] L_n^m\left(-\frac{\mathbf{\rho}^2}{a^2}\right), \quad (2)$$

на прямой трассе вдоль координаты $x \geq 0$ в турбулентной атмосфере по предложенному в [2] алгоритму численного расчета параболического волнового уравнения для комплексной амплитуды поля волны $E_{nm}^0(x, \mathbf{\rho})$ [3]

$$\left(j2k \langle n(\lambda) \rangle \frac{\partial}{\partial x} + \Delta_{\perp} + 2k^2 n'(x, \mathbf{p}) \langle n(\lambda) \rangle + jkKN_a(\lambda) \right) E_{nm}^0(x, \mathbf{p}) = 0 \quad (3)$$

В (1) – (3) введены обозначения: j – мнимая единица, k – волновой вектор, $\langle n(\lambda) \rangle$ и $n'(x, \mathbf{p})$ – среднее значение и флуктуации показателя преломления, вызываемые турбулентными вариациями температуры воздуха, соответственно, $\mathbf{p} = \{y, z\}$ – радиус вектор в плоскости, перпендикулярной оси распространения x , $KN_a(\lambda)$ – коэффициент поглощения энергии излучения атмосферным воздухом и аэрозолям, параметр a_0 – определяет ограниченность моды лаггеррова пучка в пространстве, θ – угловая координата, $L_n^m(x)$ – полином Лагерра, n и m – радиальный и азимутальный порядок моды E_{nm}^0 Лагерр-Гауссова пучка, ψ_0 – фаза волны, не зависящая от \mathbf{p} , E_0 – амплитуда пучка на его оси.

Результаты численного расчета

Для расчета амплитуды поля волны $E_{nm}^0(x, \mathbf{p})$ с использованием метода РФФ и алгоритма генерации случайных фазовых экранов в каждом слое разбиения трассы $n_x = 0, 1, \dots, N-1$ в узлах равномерной сетки $\mathbf{p} = \{(m_y - M/2)h, (m_z - M/2)h\}$ задавались следующие параметры: $a = 2$ см; $\lambda_0 = 0,633$ мкм; $L = 1$ км; $KN_a = 2,7766 \times 10^{-6}$, параметр $\beta_0^2 = 8$, что соответствует режиму сильных флуктуаций ($\beta_0^2 \gg 1$), где

$$\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^{7/6} L^{11/6}, \quad (4)$$

характеризующий интенсивность оптической турбулентности на трассе распространения, рассчитывался для значений $C_n^2 = 1,4110^{-16} \text{ м}^{-2/3}$ – структурная характеристика турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха. Усреднение было проведено по 7000 независимым случайным реализациям двумерных распределений интенсивности волны в поперечной плоскости.

На рисунке 1 представлены одномерные распределения интенсивности

$$\bar{I}(0, \mathbf{p}) = \frac{\left[E_{mn}^0(\mathbf{p}) \right]^2}{P(\mathbf{p})} \quad (5)$$

где $P(\mathbf{p}) = \int d\mathbf{p} [\text{Re} E_{mn}^0(\mathbf{p})]^2$, пучка в плоскости $x = 0$ (a) лазерного излучения и нормированной

дисперсии $\bar{\sigma}_{nm}^2 = \frac{\sigma_{nm}^2(L, \rho)}{\sigma_G^2(L, \rho)}$ соответствующую характеристику, рассчитанную для гауссова пучка,

$$\sigma_I^2(L, \rho) = \langle I^2(L, \rho) \rangle / \langle I(L, \rho) \rangle^2 - 1, \quad (6)$$

здесь $\langle \dots \rangle$ – усреднение по ансамблю реализаций, турбулентных флуктуаций плотности энергии суперпозиции лазерных пучков на трассе распространения длиной $x = L$, на значение соответствующей величины для гауссова пучка. Распределения рассчитаны на расстояниях $x = 0$ (а) и $x = 1$ км (б), для гауссова (кривая 1) и суперпозиции мод $E_{01}^0 + E_{04}^0$ (кривая 2), $E_{01}^0 + E_{06}^0$ (кривая 3) и $E_{01}^0 + E_{04}^0 + E_{06}^0$ (кривая 4) Лагерр-Гауссова пучка в зависимости от координаты вдоль радиуса пучка ρ .

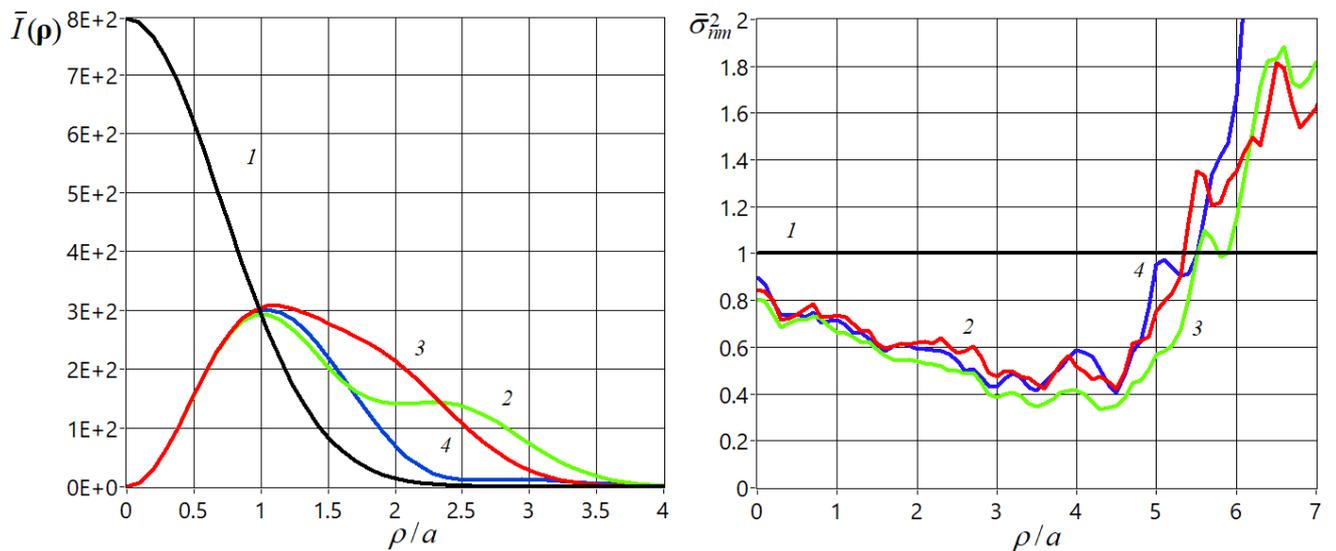


Рисунок 1 — зависимости распределений интенсивности (а) и поперечных профилей дисперсии флуктуаций средней интенсивности лазерного излучения суперпозиции двух (1, 2) и трех (3) мод Лагерр-Гауссовых пучков от ρ в плоскости $x = 0$ (а) и

$$x = 1 \text{ км, } \beta_0 = 4$$

Из рисунка 1 следует, что в следствие дифракции и турбулентного замыывания, по мере распространения размеры пучка увеличиваются. Чем сложнее начальное пространственное распределение, тем при меньших β_0 распределение интенсивности суперпозиции мод Лагерр-Гауссова пучка в поперечной плоскости становится близким к гауссову пучку.

Количественное уменьшение флуктуации интенсивности суперпозиции мод Лагерр-Гауссова пучка по сравнению с основной модой – гауссовым пучком наглядно проиллюстрировано на рисунке 1б. При смещении точки наблюдения к краю пучка, флуктуации интенсивности уменьшаются почти в два раза по сравнению с фундаментальным гауссовым пучком. С усилением оптической турбулентности ($\beta_0 \geq 2$) флуктуации средней интенсивности суперпозиции мод Лагерр-Гауссова пучка усредняются больше и, соответственно, кривые спадают круче, т.е. пучки меньше флуктуируют по сравнению с гауссовым пучком.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ № 18-79-10115.

1. *Ананьев Ю.А.* Оптические резонаторы и лазерные пучки. М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990. 264 с.
2. *Банах В.А., Герасимова Л.О., Смалихо И.Н.* Численное исследование распространения короткоимпульсного лазерного излучения в турбулентной атмосфере // Квант. электроника. 2015. Т. 45. №. 3. С. 258–264.
3. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 270 с.

ЭВОЛЮЦИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ

Герасимова Л.О.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: lilyan@iao.ru

На основе численного моделирования проведены расчёты дифракции вихревого пучка на круглом непрозрачном экране в однородной среде на примере мод Лагерр-Гауссова пучка. Проведен анализ эволюции дифрагированного пучка от степени его перекрытия круглым экраном. Продемонстрировано восстановление Лагерр-Гауссова пучка по мере его распространения даже при полном перекрытии центральной части пучка.

Исследование физических свойств дифракции оптических вихревых пучков является актуальной задачей для сингулярной оптики. В литературе хорошо изучены свойства вихревые пучки первого порядка на остром непрозрачном крае [1] и щели [2]. Когда как дифракция вихревых пучков произвольного порядка изучена недостаточно.

Для лучшего понимания свойств и физических процессов распространяющихся оптических вихревых пучков, в данной работе рассмотрены вопросы дифракции вихревых пучков произвольно порядка на круглом непрозрачном экране в зависимости от расположения экрана в поперечной плоскости.

Математическая постановка задачи

Рассмотрим задачу распространения узкополосного пучка света вдоль оси $x \geq 0$, комплексная амплитуда которого имеет вид Лагерр-Гауссова пучка [3]

$$E_{nm}^0(x_0, \mathbf{p}_0) = (-j)^m \left(-\frac{\mathbf{p}}{a_0} \right)^m E_0 \exp \left[-\frac{\mathbf{p}^2}{2a_0^2} + j\psi_0 + jm\theta \right] L_n^m \left(-\frac{\mathbf{p}^2}{a_0^2} \right), \quad (1)$$

где параметр j - мнимая единица, a_0 - определяет ограниченность моды лагеррова пучка в пространстве, $\mathbf{p} = \{y, z\}$, θ - угловая координата, $L_n^m(x)$ - полином Лагерра; n и m - радиальный и азимутальный порядок моды E_{nm}^0 Лагерр-Гауссова пучка, ψ_0 - фаза волны, не зависящая от \mathbf{p} , E_0 - амплитуда пучка на его оси; с препятствием на пути его распространения, которое частично перекрывает оптический пучок.

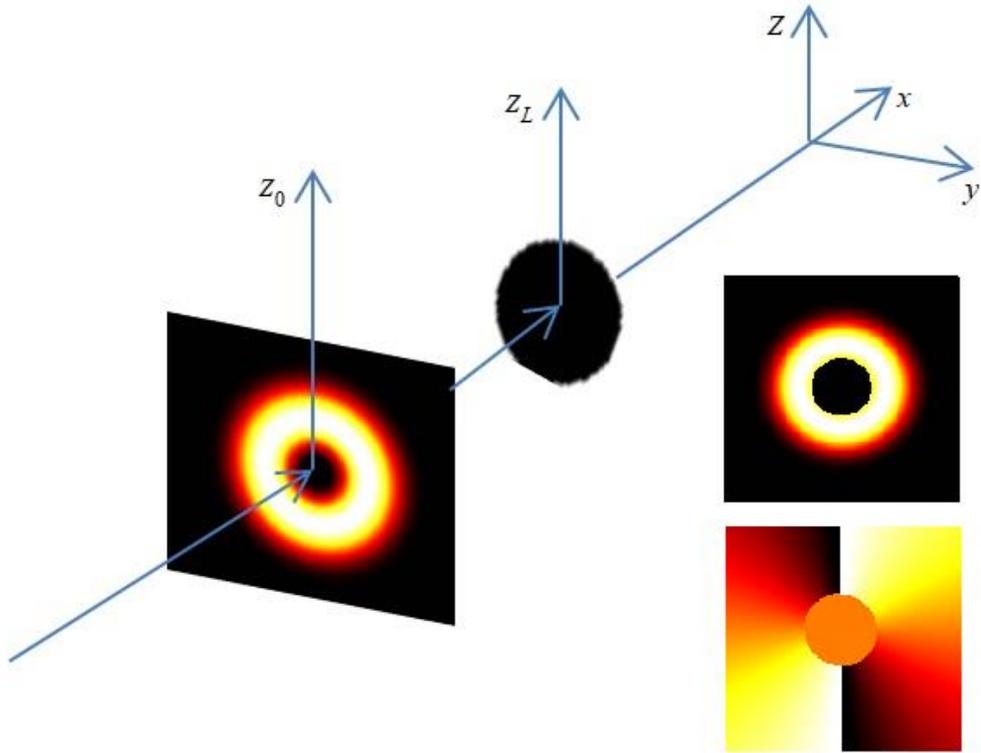


Рисунок 1 — геометрия рассматриваемой задачи (справа), профили интенсивности и фазы (слева) Лагерр-Гауссова пучка $E_{02}^0(\rho)$ в начальной плоскости

Если препятствие в виде непрозрачного круглого экрана находится вблизи источника $x \approx 0$, то распределение комплексной амплитуды поля волны сразу за экраном имеет вид

$$E_{nm}^0(\rho) = \begin{cases} 0, & y^2 + z^2 < a; \\ E_{nm}^0(\rho), & y^2 + z^2 \geq a. \end{cases} \quad (2)$$

Комплексная амплитуда на расстоянии $x > 0$ определяется дифракционным интегралом Френеля-Кирхгофа

$$E_{nm}^0(x_L, \rho_L) = \left(\int_{-\infty}^a d^2\rho + \int_a^{\infty} d^2\rho \right) \frac{k}{j2\pi x_L} E_{nm}^0(\rho_0) \exp \left\{ j \frac{k(\rho_L - \rho_0)^2}{2x} \right\}, \quad (3)$$

k – волновое число.

Результаты численного моделирования

На рисунке 1 приведены распределения интенсивности и фазы, рассчитанные путем моделирования распространения Лагерр-Гауссова пучка (1) в однородной среде по формуле (3)

в плоскости $x = 0$ и дальней зоне ($x_L = 1 - 3$ км). Параметры моделирования задавались равными: $a = 1$ см, $L = 3$ км, $\lambda = 0,63$ $\mu\text{м}$, $n = 0$, $m = 4$, $a = 0,02a_0$.

Положение экрана относительно пучка наглядно проиллюстрировано на рисунке 1 (столбец слева).

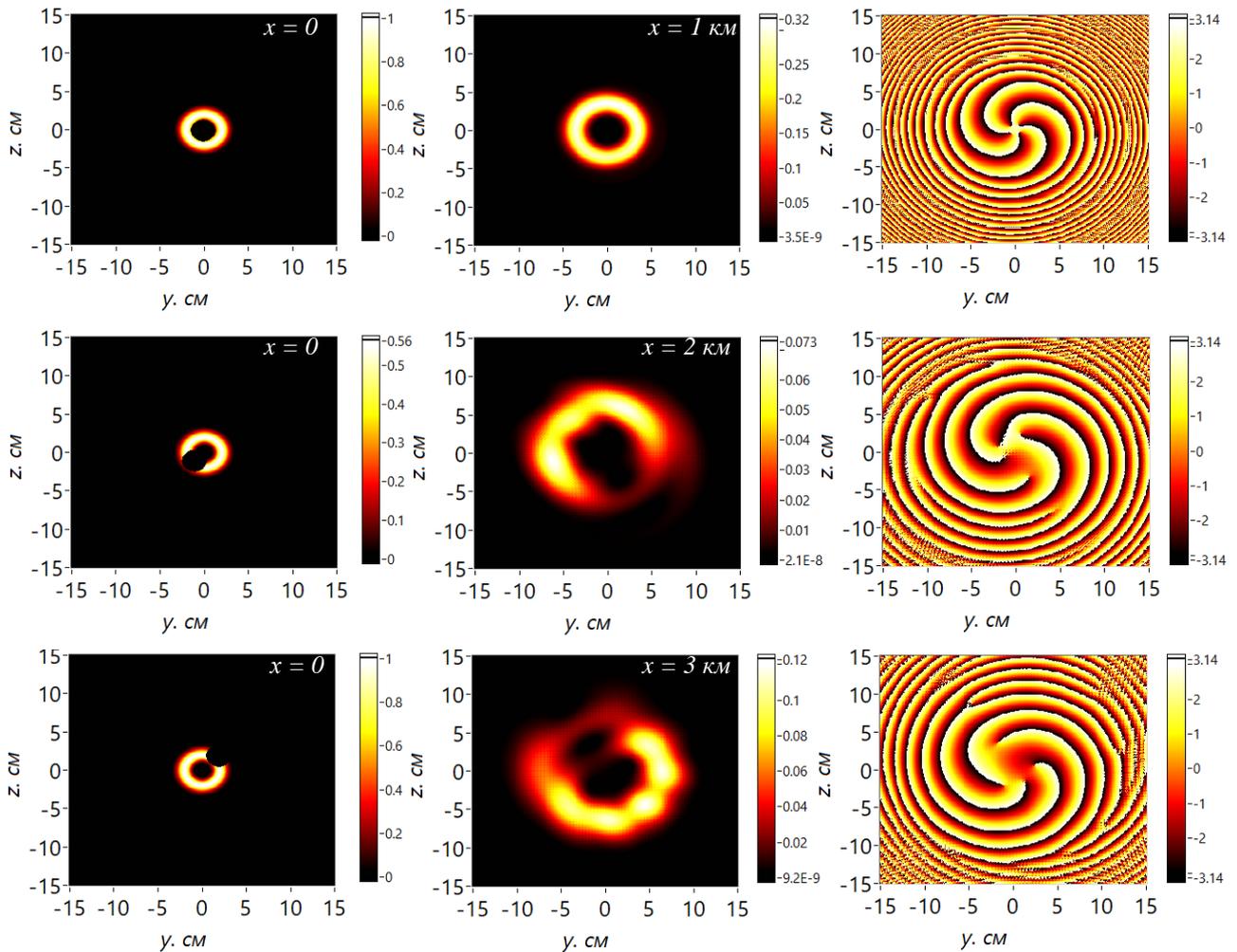


Рисунок 2 — изменение поперечного профиля интенсивности и фазы Лагерр-Гауссова пучка после мере распространения

Из рисунка 1 видно, что в зависимости от степени перекрытия пучка нарушается его пространственная симметрия. В случае, когда непрозрачный круглый экран расположен вблизи источника излучения и перекрывает радиус внутреннего кольца в соотношении $a_0/a = 1/50$, вихревой пучок распадается. По мере распространения, начиная с некоторого расстояния x дифрагированный пучок регенерируется с теми же топологическим зарядом и знаком, что и падающий пучок.

Чем дальше от центра находится препятствие в виде непрозрачного экрана, тем при меньшей степени его перекрытия нарушается кольцевая структура пучка, и тем при больших x от источника пучок регенирирует.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ № 18-79-10115.

1. *Marienko I.G., Soskin M.S., Vasnetsov M.V.* Diffraction of optical vortices // Proc.SPIE. 1999. V. 3904. P. 27–34.
2. *Devinder Pal Ghai, Senthilkumaran P, Sirohi R.S.* Single-slit diffraction of an optical beam with phase singularity // Optics and Lasers in Engineering. 2009. V. 47. P. 123–126.
3. *Ананьев Ю.А.* Оптические резонаторы и лазерные пучки. М.: Наука, 1990. 264 с.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ УДАРНО-ВОЛНОВОЙ СТРУКТУРЫ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ВБЛИЗИ МОДЕЛИ ТУРЕЛИ, РАЗМЕЩЕННОЙ В АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ Т-313 ИТПМ СО РАН, НА УГЛЫ СМЕЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Д.А. Маракасов, А.А. Сухарев

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634055, г. Томск,

пл. Академика Зуева, 1.

E-mail: mda@iao.ru, sukharev@iao.ru

В работе на основе численных расчетов по моделированию сверхзвукового течения, возникающего в камере аэродинамической трубы Т-313 ИТПМ СО РАН, проведены оценки углов смещения оптического пучка. Средние значения параметров сверхзвукового потока рассчитывались с помощью пакета программ CFD Fluent 6.3 с учетом сжимаемости газа.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-38-20115.

Введение

В работе с помощью построенной оптической модели сверхзвукового воздушного потока, возникающего в камере аэродинамической трубы Т-313 ИТПМ СО РАН, проводятся оценки углов смещения оптического пучка в предположении, что распространение пучка осуществляется с поверхности модели. Представлены результаты расчета средней плотности сверхзвукового течения, полученные с помощью пакета программ CFD Fluent 6.3.

Постановка задачи

Требуется провести численный расчет обтекания модели турели (рис. 1) сверхзвуковым потоком воздуха число Маха $M = 3$ в аэродинамической трубе Т-313 ИТПМ СО РАН.

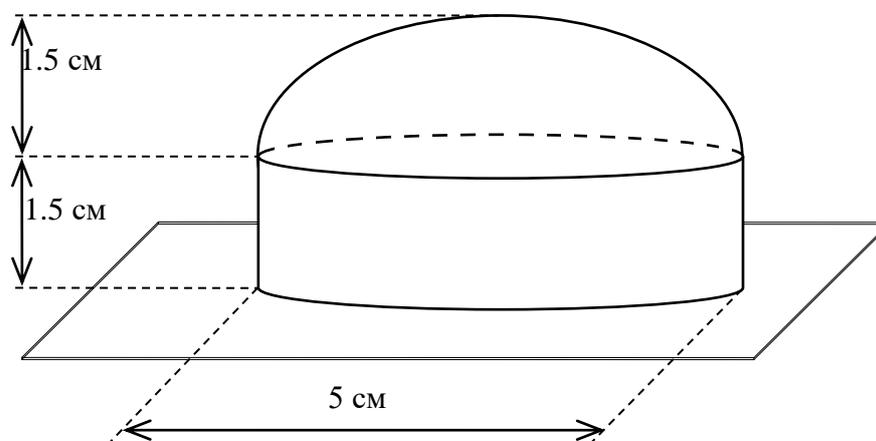


Рис. 1. Модель турели.

В первую очередь необходимо определить средние значения параметров сверхзвукового потока. Для этого пользуются системой осредненных уравнений Навье-Стокса [1]. Численное его решение осуществляется с помощью пакета программ Fluent 6.3, с использованием модели турбулентности k-omega SST (Shear-Stress Transport) [2]. Параметры потока в Fluent следует задать следующие:

Число Маха набегающего потока – $M_\infty = 3.06$;

Давление торможения набегающего потока – $p_0 = 4.3$ атм;

Температура торможения набегающего потока – $T_0 = 17$ °С;

Статическое давление в набегающем потоке – $p_\infty = 10490$ Па;

Статическая температура в набегающем потоке – $T_\infty = 101$ К.

Результаты численного моделирования

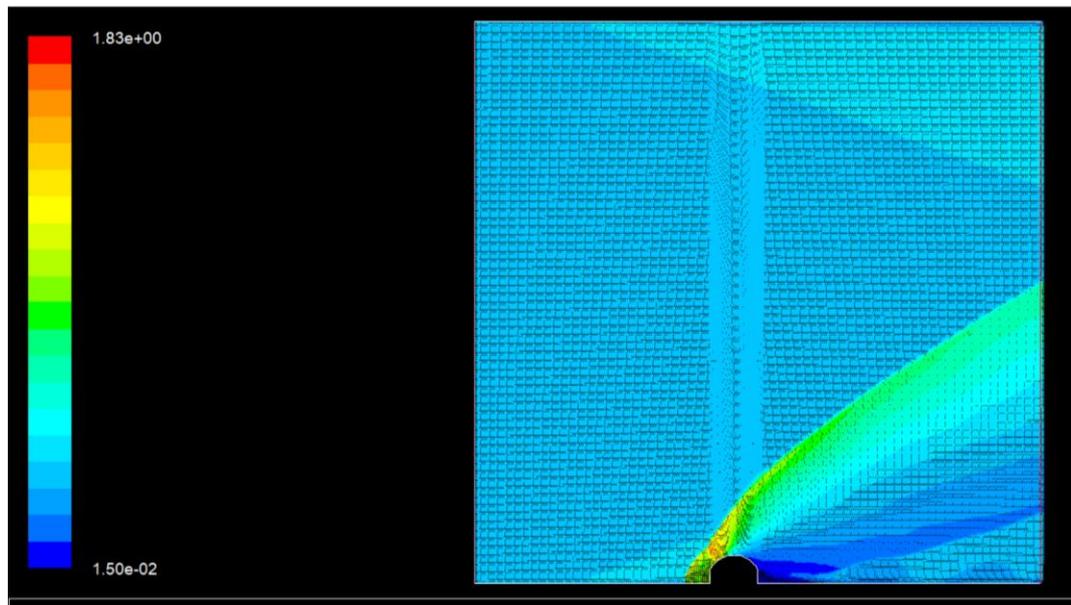


Рис. 2. Распределение средней плотности, кг/м³.

Численная прямотеневая фотография структуры сверхзвукового течения, обтекающего модель, представлена на рис.3.

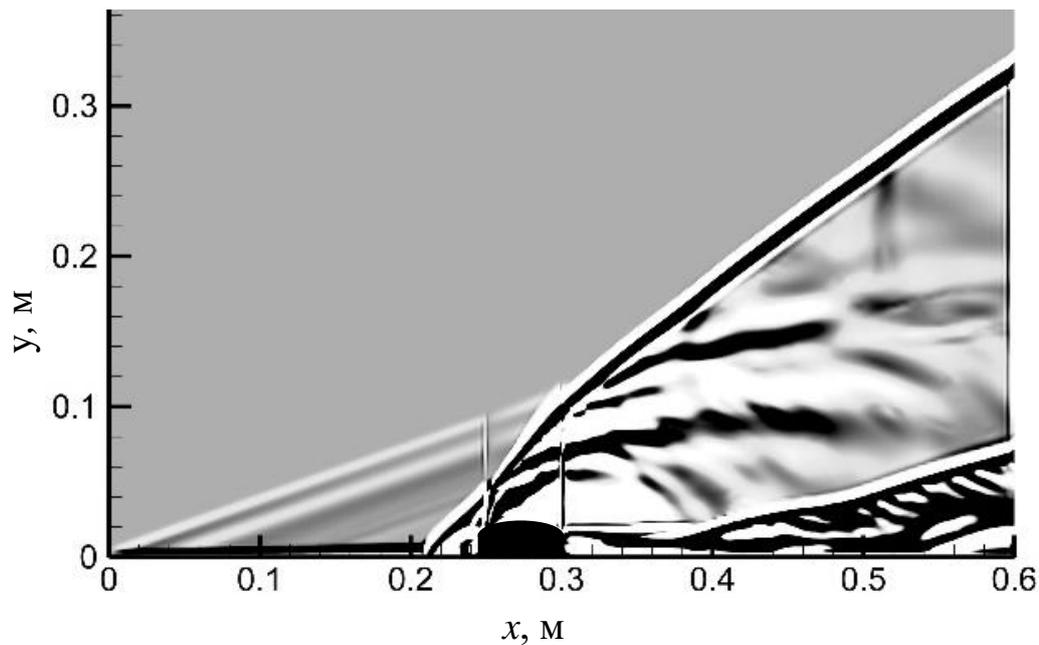


Рис. 3. Численная прямотеневая фотография.

На основе выполненного численного моделирования сверхзвукового течения были проведены оценки углов смещения оптического пучка. Были выбраны несколько сечений вдоль оси Y , опирающихся на турель, с шагом по оси X $\Delta = 0.003125$ м (рис.4).

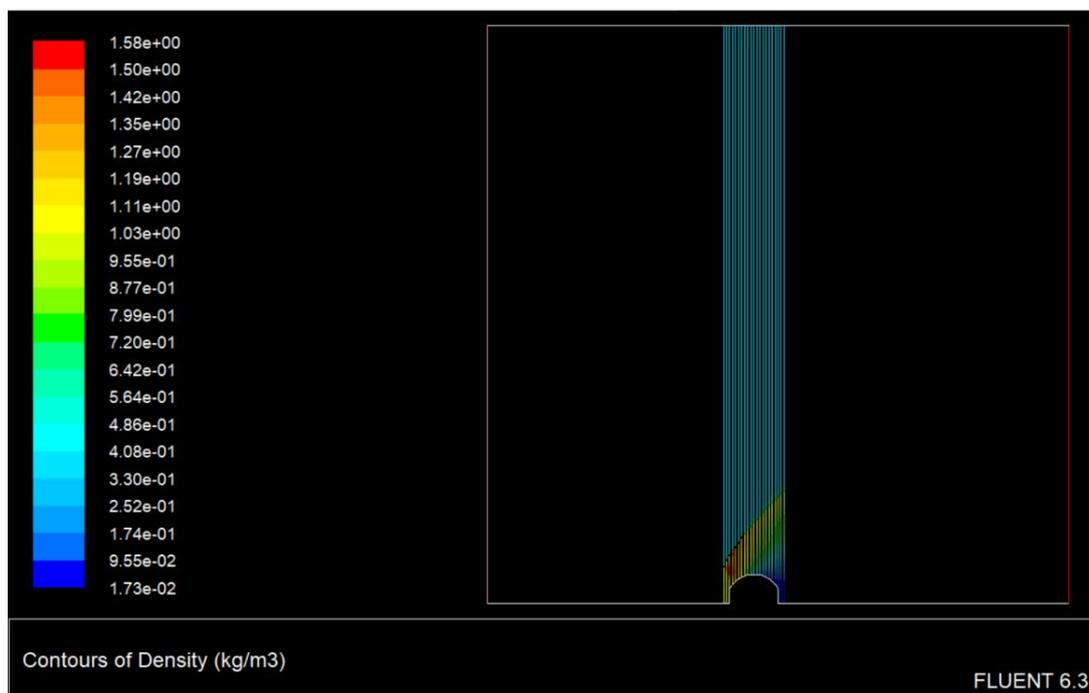


Рис. 4. X от 0.246875 до 0.30625 с шагом 0.003125 м.

Расчет угла поворота луча проведен по разности набегов фазы по соседним линиям в предположении, что луч мало отклоняется от прямой (соответствующей линии).

$$\theta \cong \tan \theta = \frac{q}{dx} \int_{y1}^{y2} \{\rho(x + dx, y) - \rho(x, y)\} dy$$

Здесь для оптического диапазона $q = 2.2 \cdot 10^{-4}$ м³/кг, а $dx = 3.125 \cdot 10^{-3}$ м – расстояние между линиями. Пределы интегрирования – по пересечению интервалов определения линий в данной паре.

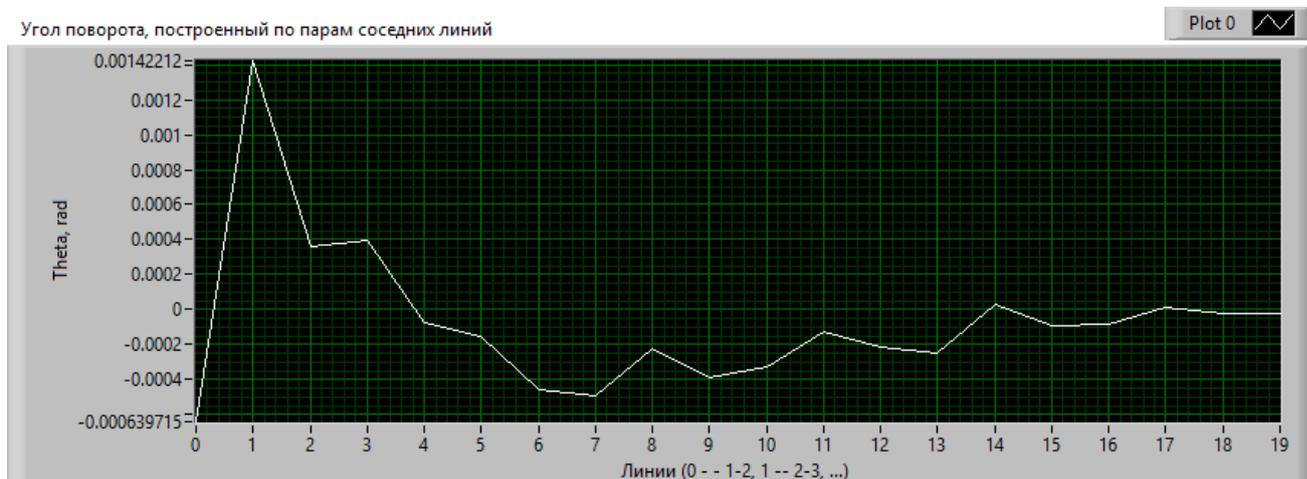


Рис. 5. Углы отклонения луча, просвечивающего поток при обтекании тела с турелью.

Результаты расчета углов отклонения луча ударной волной представлены на Рис. 5. Характерные значения угла поворота $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ рад, это означает, что смещение пучков на расстоянии 1 м будет около 0.5 мм. Такие смещения вполне уверенно регистрируются с помощью позиционно-чувствительных детекторов типа ThorLabs PDP90A.

Заключение

В работе с помощью построенной оптической модели сверхзвукового воздушного потока, возникающего в камере аэродинамической трубы Т-313 ИТПМ СО РАН, проведены оценки углов смещения оптического пучка в предположении, что распространение пучка осуществляется с поверхности модели. Представлены результаты расчета средней плотности сверхзвукового течения, полученные с помощью пакета программ CFD Fluent 6.3.

Установлено, что смещения пучков на расстоянии 1 м от модели будут около 0.5 мм, что может вполне уверенно регистрироваться с помощью позиционно-чувствительных детекторов типа ThorLabs PDP90A.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-38-20115.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч.1. – М.: Наука, 1965.
- [2] Wilcox D.C. Turbulence modeling for CFD. La Canada, California: DCW Industries, Inc., 2006. 522 p.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПИКА УОР

Разенков И.А.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: lidaroff@iao.ru

Несколько лет назад в ИОА СО РАН был разработан и применяется микро импульсный аэрозольный турбулентный лидар. Принцип работы прибора основан на эффекте увеличения обратного рассеяния (УОР), когда при зондировании турбулентной атмосферы наблюдается рост сечения обратного рассеяния в малой области относительно угла π . После усреднения флуктуаций интенсивности рассеянного обратно излучения можно зафиксировать пик УОР, возникающий в результате когерентного сложения рассеянных частицами волн. Размер и амплитуда пика зависят от интенсивности турбулентности, длины трассы зондирования и размера лазерного пучка. В работе представлены результаты исследования пика УОР, которые позволяют выбрать оптимальные параметры лидарного приёмо-передатчика.

Постановка задачи. При распространении лазерного пучка (плоская волна) в турбулентной среде волновой фронт искажается, а в дальней зоне возникают флуктуации интенсивности. При рассеянии на частицах обратные волны (сферические) имеют те же искажения, но с обратным знаком, и поэтому происходит их взаимная компенсация, как при обращении волнового фронта. В итоге волны, рассеянные частицами, возвращаются на приёмо-передающую апертуру и складываются когерентно, поэтому имеет место кратное повышение средней интенсивности на приёмной апертуре за счёт понижения интенсивности вокруг [1]. Эффект УОР наиболее сильно выражен в пределах радиуса когерентности ρ_c (область изопланатизма). Качественно это иллюстрирует рис. 1, на котором лучи из приёмо-передающей апертуры распространяются, затем в дальней зоне рассеиваются, возвращаются обратно примерно тем же путём и интерферируют на приёмной апертуре. Планировалось экспериментально оценить форму пика увеличения обратного рассеяния с целью лучшего понимания этого эффекта и оптимального выбора параметров турбулентного лидара.

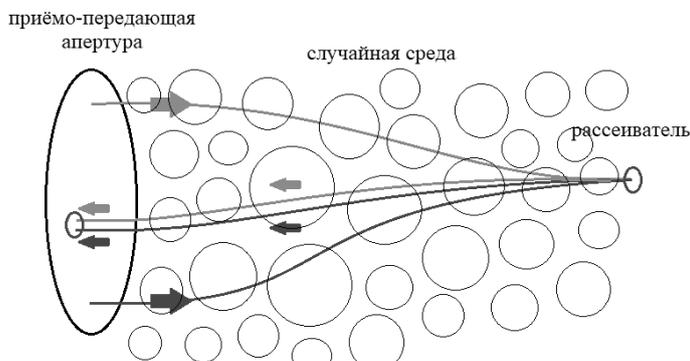


Рисунок 1 — Схема когерентного рассеяния волны

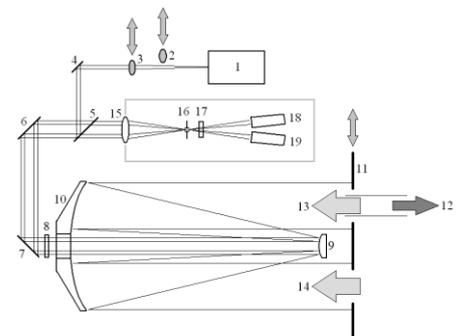


Рисунок 2 — Схема лидара

Эксперимент. На рис. 2 показана схема микро импульсного турбулентного лидара [2]. Пучок лазера 1 коллимируется либо линзой 2, либо линзой 3, при этом на выходе из лидара пучок 12 имеет размер, соответственно, либо 20 мм, либо 40 мм. Тонкоплёночный поляризатор 5 и четвертьволновая пластинка 8 представляют антенный переключатель. Зеркальный телескоп 9-10 (коллиматор) работает одновременно на передачу и на приём. Размер приёмных апертур изменяется путём смены экрана 11 с парой одинаковых круглых отверстий размером от 10 мм до 90 мм. Приходящие из атмосферы пучки основного приёмного канала 13 и дополнительного канала 14 регистрируются счётными фотодетекторами 18 и 19. Из их отношения получаем q -фактор, который является добавкой к обычному эхосигналу и пропорционален интенсивности турбулентности C_n^2 (структурная постоянная). Фактор q – это фактически интеграл от пика УОР по приёмной апертуре R . Заметим, что приёмо-передающая апертура, показанная на рис. 1, соответствует верхнему отверстию в экране 11 на рис. 2, через которое уходит лазерный пучок 12 и возвращается пучок 13. Эхосигнал 13 нормируется на дополнительный эхосигнал 14.

На рис. 3 дан пример зондирования пучками 20 мм (а) и 40 мм (б) для трёх пар приёмных апертур диаметром 50, 70 и 90 мм. Полученный результат показывает, что пик тем больше, чем больше дистанция или меньше приёмная апертура. Это происходит вследствие усредняющего эффекта приёмной апертуры. Зондирование пучками 20 мм и 40 мм для каждой апертуры не даёт разницы в эхосигналах (рис. 3). Из этого следует, что пик УОР локализован внутри лазерного пучка, т. к. любая приёмная апертура больше каждого из пучков (20 мм и 40 мм). Получаем, что когерентное сложение волн в основном имеет место внутри лазерного пучка.

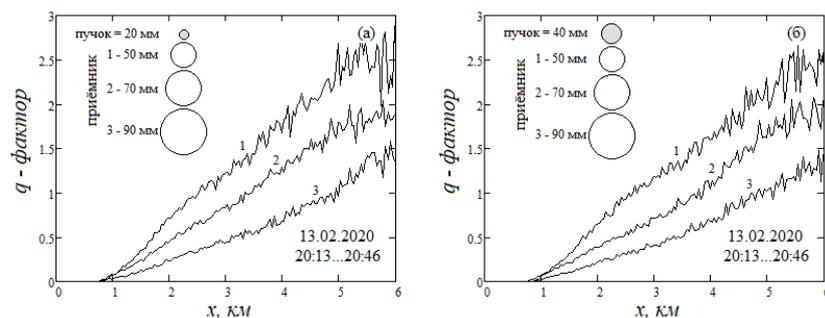


Рисунок 3 — Фактор $q(x)$ для пучков диаметром 20 мм (а) и 40 мм (б)

Другая часть исследования заключалась в зондировании апертурами разного размера от 10 мм до 90 мм. На рис. 4, а представлены отношения эхосигналов (q -фактор) при зондировании пучком 20 мм (диаметр) и приёмными апертурами радиусом 5, 10, 15, 20, 25, 35 и 45 мм. Заметим, что для апертуры 5 мм пучок, разумеется, тоже имел радиус 5 мм. Интервал накопления данных был постоянным и составлял 5 мин. Для самой маленькой апертуры (5 мм) интервал 5 мин. был недостаточным, поэтому, начиная с 3 км данные сильно зашумлены.

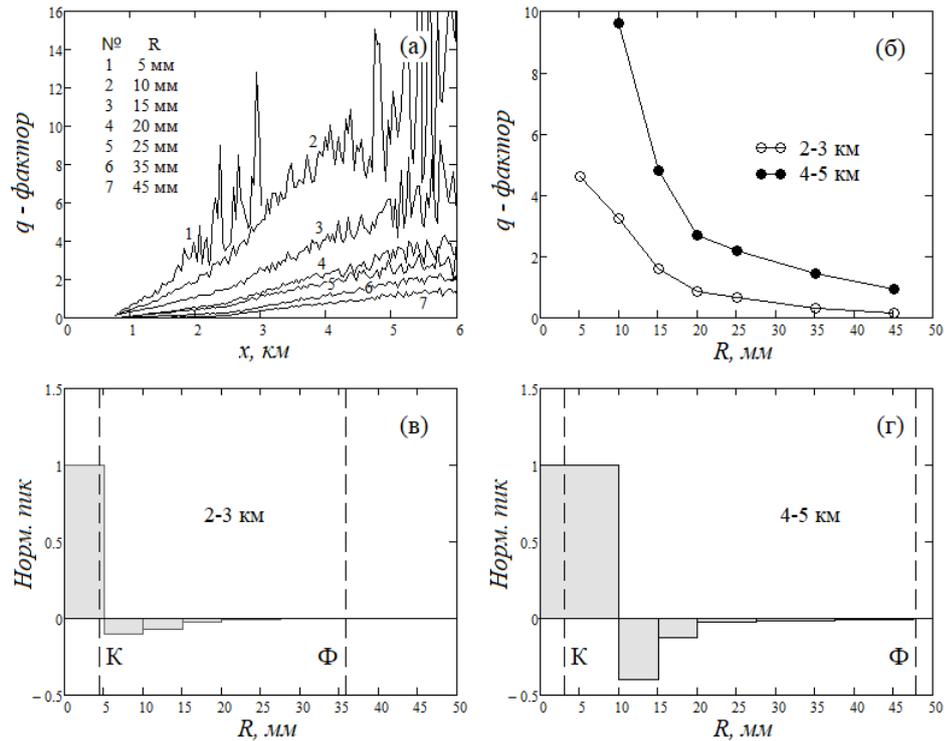


Рисунок 4 — Фактор $q(x)$ (а) и $q(R)$ (б); нормированный пик УОР (в, г)

Обработка данных производилась следующим образом. Сначала для выбранной дальности в интервале 1 км определялись средние значения q -фактора (рис. 4, б). Затем делалось предположение о том, что пик УОР находится в центре апертуры, поэтому q -фактор для дистанции x представляет собой интеграл по площади S приёмной апертуры радиусом R

$$q(x, R) = \iint_S I(x, \vec{\rho}) d\vec{\rho} \quad (1)$$

Зондирование с приёмными апертурами разного размера позволяет получить информацию о форме пика УОР. Пик при этом представляется максимумом в центре апертуры и набором вложенных друг в друга колец. Для каждой приёмной апертуры можно получить среднее значение интенсивности для кольцевой области, причём, внутренний радиус кольца равен значению радиуса предыдущей апертуры. Из закона сохранения следует, что сумма пика и колец, т.е. интеграл при максимальной апертуре, должна быть равна нулю. Расчёт интенсивности для i -го кольца пика УОР определялся с учётом всех предыдущих значений фактора q по формуле

$$I_i = \frac{q_i - \sum_{j=1}^{i-1} I_j (R_j^2 - R_{j-1}^2)}{R_i^2 - R_{i-1}^2} \quad (2)$$

Выводы. На рис. 4 показано нормированное распределение интенсивности пика увеличения обратного рассеяния для дистанции 2,5 км (в) и 4,5 км (г). В первом случае (в) радиус минимальной приёмной апертуры равен 5 мм, а во втором (г) – 10 мм.

Полученный результат показывает, что большая часть пика увеличения находится внутри лазерного пучка. Этот вывод согласуется с данными приведёнными выше, когда зондирование производилось пучками разного размера при фиксированной приёмной апертуре, а результат при этом не менялся. Если пик УОР понимать как «усиление» обратного рассеяния, то область вокруг пика следует воспринимать как «ослабление» или «затухание».

На рис. 4, в-г виден резкий переход от усиления к ослаблению, этот факт объясняется быстрым понижением q -фактора при увеличении размера приёмной апертуры R . Такой результат говорит о том, что увеличение размера приёмной апертуры с точки зрения чувствительности турбулентного лидара неэффективно, т.к. при этом будет падать отношение q . Если провести экстраполяцию графика q -фактора на рис. 4, б в сторону увеличения приёмной апертуры, то получим, что при $R > 60$ мм эффект УОР уже никак себя не проявляет. Это происходит в результате усредняющего действие приёмной апертуры, когда её размер R становится существенно больше радиуса когерентности r_c [1] (отмечен буквой К на рис. 4, в-г).

Также неразумно сильно уменьшать размер пучка и приёмную апертуру, поскольку при этом будет уменьшаться абсолютное значение эхосигнала и, соответственно, будет падать дальность зондирования, т.е. уменьшится потенциал лидара. Из лидарного уравнения следует, что уменьшение приёмной апертуры в два раза автоматически приводит, по меньшей мере, к 2-х кратному сокращению дальности зондирования, либо к 4-х кратному увеличению времени накопления сигнала. По-видимому, оптимальным компромиссом будет лазерный пучок радиусом 20-30 мм, апертура основного приёмного канала радиусом 30-40 мм и апертура дополнительного приёмного канала радиусом 40-50 мм. Несколько больший размер апертуры дополнительного канала позволит уравнивать эхосигналы основного и дополнительного приёмных каналов при наличии турбулентности и повысит точность определения q -фактора. Дальность зондирования при этом составит 10-20 км. Полученные здесь результаты не противоречат сделанным нами ранее расчётам по оптимизации турбулентного лидара [3].

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН № АААА-А17-117021310149-4.

1. *Кравцов Ю.А., Саичев А.И.* Эффекты двухкратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах. - Успехи физических наук, 1982, т. 137, вып. 3, с.501-527.

2. *Разенков И.А.* Турбулентный лидар. I. Конструкция // Оптика атмосф. и океана. 2018. Т. 31, № 1. С. 41–48; *Razenkov I.A.* Turbulent lidar: I – Desing // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 3. P. 273–280.
3. *Разенков И.А.* Оптимизация параметров турбулентного лидара. // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 01. С. 70-81.

НА ПУТИ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ СИСТЕМ АДАПТИВНОЙ ОПТИКИ В АСТРОНОМИИ

П.Г. Ковadlo, В.П.Лукин, А.Ю. Шиховцев,

¹Институт солнечно-земной физики СО РАН

²Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

Ashikhovtsev@iszf.irk.ru, lukin@iao.ru, kovadlo2006@rambler.ru

Работа посвящена обобщению цикла исследований астроклимата и систем адаптивной оптики, в том числе, для Крупного солнечного телескопа (КСТ-3). На основе накопленного опыта работы предложены рекомендации к адаптивной оптике КСТ-3.

Задачи солнечной адаптивной оптики

Создание крупноапертурных солнечных и звездных телескопов наземного базирования привело к необходимости разработки новых методов адаптивной оптики. Помимо классических систем адаптивной оптики, в которых для коррекции изображений используют тип/тилт корректор и одно деформируемое зеркало, сопряженное с плоскостью апертуры телескопа, появились и более сложные системы широкого поля зрения. Адаптивные оптические системы широкого поля зрения предназначены для более эффективной коррекции изображений уже не отдельных элементов солнечной поверхности, а, например, в целом активной области.

Существующие подходы к построению систем адаптивной оптики различного назначения (SCAO - моносопряженной АО, MCAO — мультисопряженной адаптивной оптики, MOAO — многообъектной адаптивной оптики, ExAO — адаптивной оптики «глубокой» коррекции, GLAO — адаптивной оптики приземного слоя, LTAO — АО лазерной томографии, LGSAO — адаптивной оптики с лазерной опорной звездой) описаны в работе [1]. На рис.1 схематически на зависимость числа Штреля от поля зрения нанесены типы систем адаптивной оптики [1]. К адаптивным системам широкого поля зрения относят системы GLAO, MOAO, MCAO, которые внедряются в практику солнечных наблюдений. Тем не менее и другие системы, например, адаптивной оптики «глубокой» коррекции с высокими значениями параметра Штреля, на наш взгляд, также имеют перспективы в астрономии, с точки зрения возможностей развития и теории и практических подходов определения оптических искажений (амплитуды и фазы волны) на разных удалениях от апертуры телескопа.

Адаптивные оптические системы широкого поля зрения и развиваемые для них методы разрабатываются, прежде всего, под новые крупные астрономические телескопы наземного базирования, такие как EST (Europe solar telescope) и DKIST (Daniel K. Inouye Solar Telescope) с диаметром апертуры 4 м. В список солнечных наземных телескопов необходимо отнести и

российский проект трехметрового Крупного солнечного телескопа, запланированного в рамках Мегaproекта «Национальный гелиогеофизический комплекс РАН» [2]. Эти телескопы оснащены или планируется оснастить системами адаптивной оптики (получены первые снимки с помощью адаптивной оптики телескопа DKIST). Разработка адаптивной оптической системы — задача нетривиальная и требует знания, помимо, характеристик оптической схемы телескопа, параметров оптической турбулентности, еще и технических характеристик зафокальных инструментов, используемых в самых разных задачах и режимах.

Среди задач, на решение которых нацелены новые и проектируемые крупноапертурные солнечные телескопы, можно выделить несколько, связанными с физикой:

- разрушения магнитных потоков активных образований. Здесь важнейшим вопросом является установление роли процессов мелкомасштабного пересоединения, всплытия U-петель или погружения Ω петель. Эти три процесса могут быть источником коронального/хромосферного нагрева [3];

- а также возникновением и исчезновением магнитных потоков в областях спокойного Солнца, распространением волн в различных магнитных структурах [3].

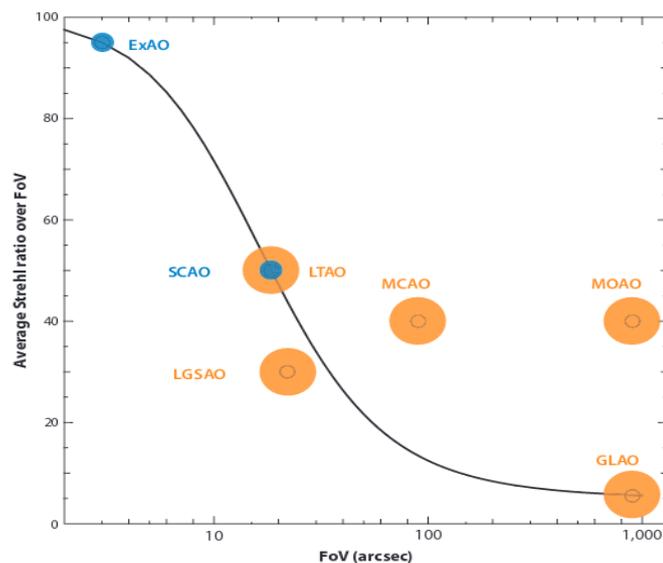


Рис.1 Типы мультисистем для солнечных и звездных систем адаптивной оптики АО, применяемых для достижения высоких значений числа Штреля в заданном поле зрения. SCAO - single conjugate AO, MCAO — мультисопряженная адаптивная оптика, MOAO — многообъектная адаптивная оптика, ExAO — адаптивная оптика «глубокой» коррекции, GLAO — адаптивная оптика приземного слоя, LTAO — АО лазерной томографии, LGSAO — адаптивная оптика с лазерной опорной звездой [1]

Решение этих вопросов связано с проведением многоволновых солнечных наблюдений и анализом данных наблюдений фотосферы, хромосферы и короны с наивысшим угловым разрешением по широкому полю зрения, которое может быть обеспечено адаптивными оптическими системами. При этом, например, для высокого углового разрешения в широком поле зрения, охватывающим активную область и окружающую фотосферу, необходимо применять методы адаптации в широком поле зрения, основанные либо на мультисопряжении, либо на многообъектном анализе или других подходах.

Наблюдения с помощью адаптивной оптики позволили получить ряд результатов. В сравнении с наблюдениями низкого разрешения, применение адаптивной оптики (Big Bear Solar Observatory) показано, что мелкомасштабные магнитные поля в межгранульных промежутках, по-видимому, сосредоточены в изолированных областях со временем жизни несколько минут [4]. Наблюдения дают основу для исследований гранул различных масштабов, включая наименьшие из них с размерами менее 600 км [5,6]. Однако по-прежнему остаются вопросы как межгранульные явления и движения в них могут взаимодействовать с приповерхностным слоем, конвективными потоками и магнитными полями на разных пространственных и временных масштабах, а также связанные с закономерностями формирования, например, поат течений. На эти вопросы, в том числе, могут ответить наблюдения с высоким разрешением, обеспечиваемым классической или мультисопряженной адаптивной оптикой.

Мультисопряженные адаптивные оптические системы

Классические системы солнечной адаптивной оптики предназначены для определения искажений и коррекции волнового фронта в пределах ограниченного поля зрения — 2 — 5 угл.сек. на длине волны 0.5 мкм. В то же время активные области на Солнце охватывают примерно 60 — 120 угл.сек. Один из путей решения задачи расширения поля зрения — измерения волновых фронтов от набора «опорных» источников света (объектов на солнечном изображении: солнечных пятен, пор, гранул). Адаптивные системы, построенные на основе данных измерений волновых фронтов от набора «опорных» источников света ограничены атмосферной турбулентностью. В частности, точность восстановления искажений на разных высотах этим методом зависит от соотношения интенсивностей оптической турбулентности в разных атмосферных слоях [7].

Наиболее перспективный подход для солнечной адаптивной оптики — это мультисопряженные адаптивные системы. Проект Европейского солнечного телескопа EST с диаметром зеркала 4 м включает в себя Ground layer адаптивную оптику, а также мультисопряженную адаптивную систему MAC [8]. Ground layer адаптивная оптика состоит из одного деформируемого зеркала и корреляционного датчика искажений волнового фронта

высоких порядков. В МАС коррекция волнового фронта осуществляется с помощью 5 деформируемых зеркал, сопряженных с апертурой телескопа - 0 км и атмосферными слоями, находящимися на высотах 1.6, 6.6, 10.6, 23.6 км. В системе используется датчик волнового фронта высоких порядков для центра поля зрения, и датчик волнового фронта низких порядков в широком поле зрения. Широкопольный датчик волнового фронта с меньшим количеством субапертур предназначен для определения искажений волнового фронта, распределение которых по апертуре телескопа определяется вертикальным профилем атмосферной турбулентности, возникающих прежде всего в верхних слоях оптически активной атмосферы. Мультисопряженная адаптивная оптика для Нового солнечного телескопа NST астрономической обсерватории Big Bear используют три деформируемых зеркала, оптически сопряженных с апертурой телескопа и двумя атмосферными слоями на высотах 2 и 6 км [9]. Система использует корреляционные датчики волнового фронта, работающих по 5 – 9 опорным участкам размером 18 на 18 угл. сек. Каждый в пределах полного поля зрения 1.4 угл.мин.

В мультисопряженной адаптивной оптике важнейшей задачей остается разработка методов определения минимального количества и положения высотных уровней в турбулентной атмосфере для оптического сопряжения для коррекции искажений в широком поле зрения.

Пути совершенствования адаптивной оптики в солнечной астрономии. Определение параметров адаптивных оптических систем узкого и широкого поля зрения

В мировой практике нет единых рекомендаций по созданию адаптивных оптических систем для солнечных и звездных телескопов. Это представляет существенную проблему для Крупного солнечного телескопа, предусматривающего работу как по Солнца, так и звездам, и нуждающегося в коррекции изображений в широком поле зрения. На сегодняшний день для КСТ-3 оптимальным вариантом можно считать мультисопряженную адаптивную оптику с набором датчиков волнового фронта для определения аберраций от разнесенных объектов. При разработке новых и оптимизации существующих элементов и систем адаптивной оптики существенны отличия в оценке их характеристик в зависимости от сложности оптической схемы и используемого поля зрения при коррекции. Классические системы адаптивной оптики, хоть и, в определенной степени, зависят от формы вертикальных профилей структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха и мгновенной скорости ветра, во многом, определяются интегральными характеристиками оптической турбулентности. Адаптивные системы, работающие в широком поле зрения, построенные на принципе оптического мультисопряжения с турбулентными слоями, требуют предварительного знания профилей оптической турбулентности. Их рабочая оптическая схема, включающая в себя

тип/тилт, деформируемое зеркало, сопряженное с апертурой, и деформируемые зеркала, сопряженные с атмосферными турбулентными слоями, во многом определяется предварительным выбором количества и положений атмосферных слоев и определением характеристик, соответствующим им, деформируемых зеркал.

Обсуждение и полученные результаты

На пути построения систем адаптивной оптики для солнечных телескопов накоплен следующий опыт:

- для Большого солнечного вакуумного телескопа (БСВТ) создана система адаптивной оптики с контуром пост-обработки изображений [10,11];
- в рамках создания и оптимизации систем адаптивной оптики для мест расположения КСТ- 3 и БСВТ выполнены измерения турбулентных характеристик приземного слоя [12-15];
- проведен анализ данных измерений «seeing» с помощью дифференциального монитора дрожания изображения звезд для места расположения КСТ- 3 [16];
- проведены серии измерений «seeing» с помощью датчиков дрожания для мест расположения КСТ- 3 и БСВТ [15, 16];
- выполнен анализ данных измерений и рассчитаны вертикальные профили структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха для различного качества изображений [17];
- выполнены первые эксперименты по восстановлению профилей оптической турбулентности по данным измерений датчика Шака-Гартмана, установленного в оптической схеме адаптивной системы Большого солнечного вакуумного телескопа [18].

Работа поддержана грантом РФФИ 19-79-00061.

1. Rigaut F., Neichel B. Multiconjugate adaptive optics for astronomy / Annual review of Astronomy and Astrophysics. - 2018. 56: 277 — 314 p.
2. Жеребцов Г.А. Национальный гелиогеофизический комплекс РАН // тезисы докладов. Всероссийская конференция по солнечно-земной физике, посвященная 100-летию со дня рождения члена-корреспондента РАН В.Е.Степанова. с.4 (2013).
- 3.Collados M. High-resolution Ground-based European Solar Physics // Lecture Notes and Essays in Astrophysics, vol. 3. Proceedings of the 3rd Symposium of the Astrophysics Group of the Spanish Royal Physical Society (Real Sociedad Española de Física, RSEF), held 10-14 September, 2007 in Granada, Spain. Edited by A. Ulla and M. Manteiga. Torculo Press, ISBN 84-936098-0-1, p. 113-130.
4. Ryutova M. Physics of Magnetic Flux Tubes. Second Edition // Springer. - 2018. - p. 747.
- 5.Abramenko V. I., Yurchyshyn V.B., Goode P., Kitiashvili I.N., Kosovichev A.G. Detection of small-scale granular structures in the quiet Sun with the New Solar Telescope // Astrophysical journal letters. 2012. V.756. L27.
6. Goode P.R. et al. Highest resolution observations of the quietest Sun // Astrophysical journal letters. 2010. V.714. L31-L35.

7. Шиховцев А.Ю., Ковадло П.Г., Больбасова Л.А., Лукин В.П. Особенности формирования наклонов волнового фронта на апертуре телескопа при различных вертикальных профилях оптической атмосферной турбулентности / *Оптика атмосферы и океана*. 2019. Т.32. №10. С. 819 — 823.
8. Montilla I. et al. Multi-conjugate AO for the European Solar Telescope / *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* 8447.
9. Langlois M. et al. Solar multiconjugate adaptive optics system for the Big Bear Observatory / *Third AO4ELT Conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes* Florence, Italy. 2013.
10. Лукин В.П., Ботыгина Н.Н., Антошкин Л.В., Борзилов А.Г., Емалеев О.Н., Коняев П.А., Ковадло П.Г., Колобов Д.Ю., Селин А.А., Соин Е.Л., Шиховцев А.Ю., Чупраков С.А. Многокаскадная система коррекции изображения для Большого солнечного вакуумного телескопа. // *Оптика атмосферы и океана*. 2019. Т. 32. № 05. С. 404–413.
11. Lukin V.P. et al. Multi-Cascade image correction system for the Large solar vacuum telescope / *Atmospheric and oceanic optics*. 2019. Т. 32. №5. p. 597 — 606.
12. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Формирование турбулентности в астрономических обсерваториях юга Сибири и Северного Кавказа // *Оптика атмосферы и океана*, 2019. Т.32. №3. С.228-246.
13. Лукин В.П., Ильясов С.П., Носов В.В., Одинцов С.Л., Ю.А.Тиллаев Изучение астроклимата региона юга Сибири и Средней Азии // *Оптика атмосферы и океана*, 2009. - Т.22. №10. С.973-980.
14. Bolbasova L.A. et al. Development of a model of atmospheric turbulence at Baikal Astrophysical Observatory site of the Large solar vacuum telescope // *Proc.SPIE*. - 10833. - 108331P.- 2018.
15. Bolbasova L.A. et al. First seasonal study of solar seeing and wind speed vertical distribution at Baikal Astrophysical Observatory // *Proc.SPIE*. 2018. 10703. 107036V.
16. Kovadlo P.G. et al. On the spectral composition of atmospheric turbulent optical distortions from observations on solar telescopes // *Proc.SPIE*. 2017. 10466. 104660U. -
17. A. Shikhovtsev, P. Kovadlo, V. Lukin Temporal Variations of the Turbulence Profiles at the Sayan Solar Observatory Site / *Atmosphere* 2019, 10(9), 499.
18. A. Shikhovtsev et al. Statistics of the Optical Turbulence from the Micrometeorological Measurements at the Baikal Astrophysical Observatory Site / *Atmosphere* 2019, 10(11), 661.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛУНАТУРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ МАЛЫХ ОЧАГОВ ПРИРОДНЫХ ПОЖАРОВ

Лобода Е.Л.^{1,2}, Касымов Д.П.^{1,2}, Агафонцев М.В.^{1,2}, Рейно В.В.², Гордеев Е.В.²,
Тараканова В.А.^{1,2}, Мартынов П.С.^{1,2}, Орлов К.Е.¹, Савин К.В.¹, Дутов А.И.¹

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

² Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, г. Томск, Россия

E-mail: loboda@mail.tsu.ru, denkasymov@gmail.com, kim75mva@gmail.com, reyno@iao.ru,
gordeev@iao.ru, veronika.tarakanova@mail.ru, falits@iao.ru, martypavel@bk.ru

Аннотация: В мире ежегодно происходит большое количество разнообразных природных пожаров. Последствия природных пожаров не ограничиваются уничтожением растительного мира, но еще включают в себя выброс в атмосферу огромного количества продуктов горения (газов и аэрозолей). В настоящей работе представлены результаты полунатурных экспериментальных исследований полевого пожара, а также движения его фронта. В результате проведения измерений были получены и проанализированы основные характеристики во фронте пожара: скорость движения, спектр изменения температуры относительная и абсолютная влажность. Показано усиление интенсивности температурной и ветровой турбулентности за счёт наведённой энергии пожара.

В мире ежегодно происходит большое количество разнообразных природных пожаров, выбросы от которых оказывают большое влияние на качество местного воздуха и глобальный климат [1, 2]. Точная оценка выброса дыма от лесных пожаров сильно зависит от точности определения характеристик сгоревшей области, а рассеивание дыма в свою очередь сильно зависит от крупномасштабной метеорологии и высоты шлейфа дыма [3–5].

Несмотря на то, что изучением природных пожаров в мире начали всерьез заниматься еще в XX-ом веке, вопрос моделирования механизмов возникновения, распространения, прогнозирования возникновения и оценки последствий еще далек даже от стадии уровня конкретизации, который позволил бы с уверенностью говорить о завершении этапа постановки задачи.

В данной работе представлены результаты полунатурных экспериментальных исследований механизмов и характеристик распространения фронта степного пожара, его влияния на метеопараметры и выброс аэрозолей.

Описание приборной базы и постановки эксперимента

Эксперименты по моделированию степных пожаров проводились 4 мая 2019 года на территории Базового экспериментального комплекса (БЭК) ЦКП ИОА СО РАН. В качестве основной экспериментальной площадки выбиралась полоса длиной 40 м и шириной 10 м. На

рисунке 1 представлено спутниковое изображение БЭЖ с отмеченными на нем местом расположения экспериментальных участков и измерительного оборудования.

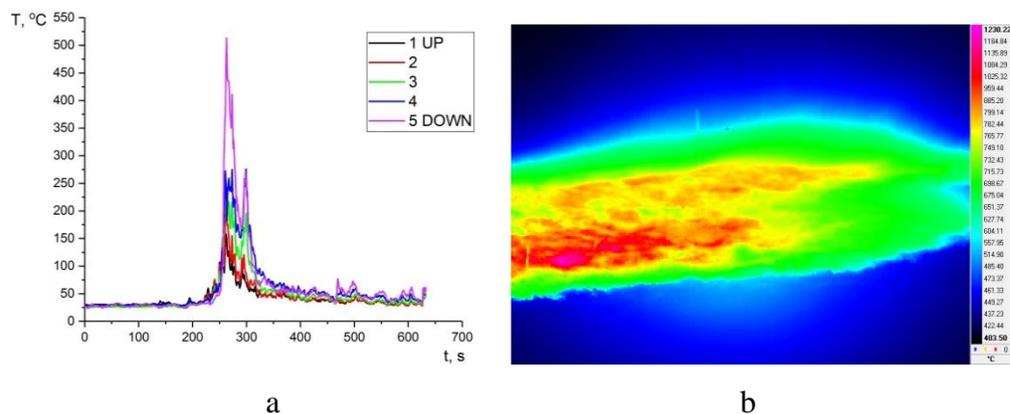


Рисунок 1 – Спутниковое изображение экспериментальных участков и расположение измерительного оборудования

Температура воздуха, относительная влажность и атмосферное давление контролировались при помощи ультразвуковой метеостанции АМК-03. Температура воздуха T варьировалась в пределах 275–278 К. Относительная влажность воздуха φ изменялась 42–44 %. Атмосферное давление P_e – 751–759 мм рт. ст. Скорость ветра изменялась в диапазоне 1–6 м/с, температура почвы на глубине 0.1 м составила – 275 К и влагосодержание – 43 %. Влагосодержание растительных горючих материалов (РГМ) определялось при помощи анализатора влажности AND MX-50 с точностью 0.01% и составило $W=15\%$. Запас РГМ на экспериментальной площадке изменялся в пределах 0,4–0,6 кг/м². Излучение в инфракрасной области спектра от фронта пожара регистрировалось с использованием ИК-камеры JADE J530SB в узком спектральном интервале 2,5–2,7 мкм длин волн с частотой съемки 50 кадров/сек. Выбор спектрального интервала обусловлен спектром излучения основных продуктов горения пламени [6]. Для корректировки коэффициента излучения пламени и контроля распространения фронта пожара по температуре внутри экспериментальной полосы размещались стойки с термопарами ХА (хромель-алюмель) типа К.

Результаты эксперимента и их анализ

Распределение температуры во фронте пожара, полученное по данным термопарных измерений приведено на рисунке 2а. На рисунке 2б приведена термограмма фронта пожара, осредненная за интервал 10 сек термограмма соответственно. Анализ распределения температур во фронте пожара говорит о существенной не стационарности процесса горения, сопровождающегося развитой турбулентностью в пламени.



а – термомпарные измерения, б – усредненная за 10 сек термограмма фронта пожара

Рисунок 2 – Распределение температуры во фронте пожара

На рисунке 3 приведен спектр изменения температуры во фронте пожара, полученный по методике обработки серии термограмм [7] за интервал времени 6 сек

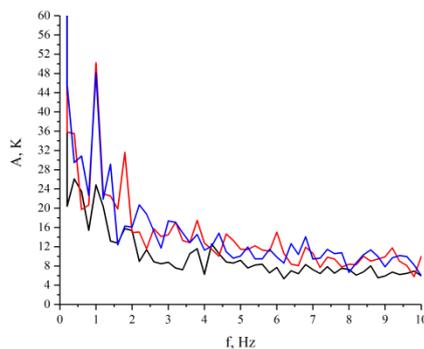


Рисунок 3 – Спектр изменения температуры во фронте пожара

Очевидно, что интенсивное тепловыделение при пожаре и развитая турбулентность в пламени в результате диссипации турбулентных структур и выброс горячих аэрозольных и газовых компонент будут оказывать влияние на окружающую атмосферу в непосредственной близости от фронта горения.

Следует отметить, что при проведении эксперимента наблюдалось изменение относительной влажности воздуха (снижение на 5 %) и абсолютной влажности воздуха (увеличение на 25 г/м²).

Также во время проведения эксперимента за счет конвекции продуктов горения наблюдались флуктуации вертикальной составляющей скорости ветра, максимальная амплитуда изменения которой составила 0,6 м/с. Получен существенный рост (на 2 порядка) структурной функции показателя преломления атмосферы Cn^2 , зарегистрированное максимальное значение которого составило $Cn^2_{\max} = 2,25 \cdot 10^{-12}$. Следует отметить, что ультразвуковая метеостанция АМК-03 рассчитывает Cn^2 по флуктуациям скорости звука между

ультразвуковыми датчиками, вследствие чего они являются отражением турбулентных процессов, протекающих в воздухе, находящемся между датчиками метеостанции.

Выводы

1. Природные пожары даже незначительного размера приводят к росту температуры воздуха в районе пожара на 2-3 градуса и изменению относительной влажности воздуха.

2. Интенсивное тепловыделение в зоне горения и развитая турбулентная структура пламени приводят к росту вертикальной компоненты скорости ветра и флуктуаций коэффициента преломления атмосферы, что является показателем усиления турбулизации атмосферы не только в направлении распространения фронта пожара, но и в ближайшей окрестности.

4. Небольшой природный пожар приводит к росту концентрации парниковых и окисляющих газов в окрестности пожара.

5. Регистрация изменения аэрозольного и газового состава атмосферы при природном пожаре происходит с задержкой, вызванной процессами атмосферного переноса, и может служить сигналом для необходимости обнаружения пожара.

6. В результате природных пожаров в приземном слое атмосферы незначительно повышается концентрация озона. Данный феномен требует отдельного исследования.

1. Kochanski A.K., Fournier A., Mandel J. Experimental design of a prescribed burn instrumentation // *Atmosphere*. 2018. Vol. 296, Iss. 9.P. 1–34. DOI:10.3390/atmos9080296.

2. Urbanski S.P., Hao W.M. Nordgren B. The wildland fire emission inventory: Western United States emission estimates and an evaluation of uncertainty // *Atmos. Chem. Phys.* 2011. Vol. 11. P. 12973–13000. DOI:10.5194/acp-11-12973-2011.

3. Colarco P.R., Schoeberl M.R., Doddridge B.G., Marufu L.T., Torres O., Welton E.J. Transport of smoke from Canadian forest fires to the surface near Washington, D.C.: Injection height, entrainment, and optical properties // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2004. Vol. 109. P. 1–12. DOI:10.1029/2003JD004248.

4. Liu Y., Achtemeier G., Goodrick S. Sensitivity of air quality simulation to smoke plume rise // *J. Appl. Remote Sens.* 2008. Vol. 2. P. 1–12. DOI:10.1117/1.2938723.

5. Clements C.B., Lareau N.P., Kingsmill D.E., Bowers C.L., Camacho C.P., Bagley R., Davis B. The Rapid Deployments to Wildfires Experiment (RaDFIRE): Observations from the Fire Zone // *American meteorological society*. 2019. P. 1–22. DOI: 10.1175/BAMS-D-17-0230.1

6. Loboda E.L., Reyno V.V., Agafontsev M.V. Choice of a spectral range for measuring temperature fields in a flame and recording high-temperature objects screened by the flame using IR diagnostic methods // *Russ. Phys. J.* 2015. Vol. 2. P. 278–282. DOI: 10.1007/s11182-015-0493-x.

7. Loboda E.L., Matvienko O.V., Vavilov V.P., Reyno V.V. Infrared thermographic evaluation of flame turbulence scale // *Infrared Phys. Technol.* 2015. Vol. 72. P. 1–7. DOI: 10.1016/j.infrared.2015.07.001.

ОСОБЕННОСТИ ЗОНАЛЬНОГО ПОДХОДА К РЕКОНСТРУКЦИИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ДАТЧИКА ШЭКА-ГАРТМАНА

Казаков Д.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН,

634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

den-kazakov-1995@mail.ru, lvv@iao.ru, lnl@iao.ru

Ключевые слова: датчик волнового фронта Шэка-Гартмана, зональный метод реконструкции волнового фронта, преобразование Фурье

В системах адаптивной оптики для получения высокоточного результата используется реконструкция волнового фронта по измерениям датчика волнового фронта Шэка-Гартмана на основе зональной идеологии. Зональный подход к реконструкции волнового фронта обладает хорошей способностью восстанавливать локальные детали по профилю фазовой поверхности. Это имеет значение при коррекции турбулентных искажений оптического излучения с помощью сегментированного зеркала, МЭМС и пространственного фазового модулятора. В данной работе подробно представлены особенности зонального подхода к реконструкции волнового фронта на основе измерений, полученных датчиком волнового фронта Шэка-Гартмана.

В работе [1] предложена идея зональной идеологии с четырехугольной геометрией субапертур и использованием измеренных локальных наклонов для определения приращения фазы в пределах субапертуры.

В датчике волнового фронта (ДВФ) Шэка-Гартмана [2, 3] волновой фронт, попадающий в пределы микролинзы, аппроксимируется плоскостью. На рис. 1 иллюстрируется прохождение оптического излучения через одиночную микролинзу $ACBD$ диаметром D_a .

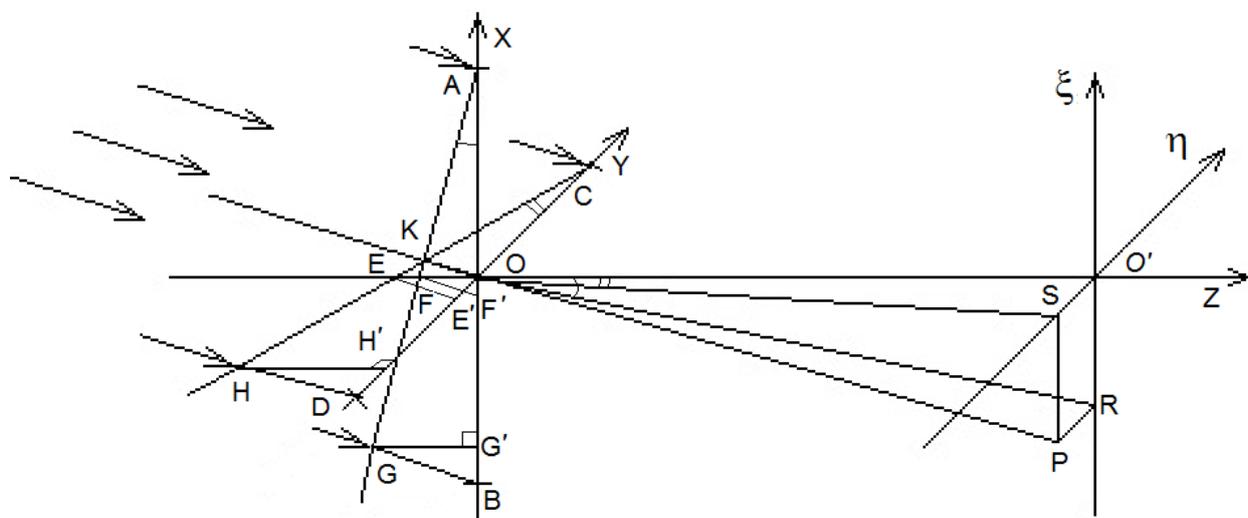


Рис. 1. Схематическое изображение прохождения оптического излучения через одиночную субапертуру в линзовом растре ДВФ Шэка-Гартмана.

В приближении геометрической оптики прямые $O'R$ и $O'S$ соответствуют плоскости приемного устройства, AB и CD – плоскости микролинзы, а прямые AG и CH – плоскости проходящего волнового фронта, которая является грубым приближением участка волнового фронта, попадающего в пределы отдельной субапертуры (рис. 2а). Данный аспект вносит ошибку в измерение локальных наклонов датчиком Шэка-Гартмана.

При прохождении через линзовый растр изменяется также положение аппроксимирующей плоскости в пространстве (рис. 2б).

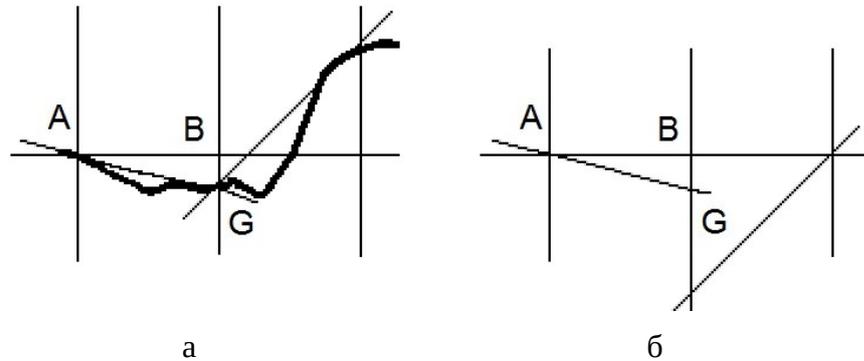


Рис. 2. Профили волнового фронта на входной апертуре системы и его приближения первого порядка (а); представление информации о световом поле после его разбиения линзовым растром на участки (б).

Принцип действия ДВФ Шэка-Гартмана основан на измерении локальных наклонов волнового фронта, которые пропорциональны смещениям координат центра тяжести [2, 3]:

$$\frac{\partial \varphi(x_k, y_k)}{\partial x} = \frac{1}{f} \Delta \xi_k, \quad \frac{\partial \varphi(x_k, y_k)}{\partial y} = \frac{1}{f} \Delta \eta_k,$$

(1)

где x_k, y_k – координаты точки K , принадлежащей аппроксимирующей плоскости измеряемого волнового фронта (рис. 1), и соответствующей точке P , изображающей в плоскости регистрации k – ый центр тяжести, координаты которого согласно алгоритму взвешенных центров тяжести вычисляются по формулам [3]:

$$\xi_k = \sum_{i=1}^{n_i} i I_i / \sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}, \quad \eta_k = \sum_{j=1}^{n_j} j I_j / \sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}, \quad I_i = \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}, \quad I_j = \sum_{i=1}^{n_i} I_{ij},$$

(2)

где I_{ij} – измеренное значение интенсивности сигнала элемента с координатами i, j ; $i=1,2,\dots,n_i$; $j=1,2,\dots,n_j$; n_i, n_j – размерности субапертур в пикселях.

На рис. 1 отрезки $O'R$ и $O'S$ равны смещениям координат центра тяжести $\xi_k - \xi_k^0$ и $\eta_k - \eta_k^0$, соответственно, где ξ_k, η_k – координаты k – ого центра тяжести искаженного волнового фронта;

ξ_k^0, η_k^0 – координаты центра k – ой субапертуры; отрезок OO' – фокусное расстояние f .
 $k = 1, 2, \dots, N_{\text{sub}}$; N_{sub} – число субапертур в растре, которое определяется размерностью раstra в датчике.

На каждой субапертуре (апертуре одной микролинзы) датчика Шэка-Гартмана волновой фронт характеризуется двумя углами наклона или углами прихода [4]. Углы прихода волнового фронта α_k, β_k пропорциональны смещениям центроидов в плоскости регистрации и могут

быть выражены в виде: $\alpha_k = \frac{1}{f} \cdot (\xi_k - \xi_k^0) = \frac{1}{f} \cdot \Delta\xi_k$ и $\beta_k = \frac{1}{f} \cdot (\eta_k - \eta_k^0) = \frac{1}{f} \cdot \Delta\eta_k$.

Углы наклона волнового фронта к плоскости микролинзы $\angle GAB$ и $\angle HCD$ (рис. 1) равны углам прихода α_k, β_k и пропорциональны отрезкам GG' и HH' , соответственно, которые определяют разности фаз $\varphi(A) - \varphi(G)$ и $\varphi(C) - \varphi(H)$ или приращения фазы в пределах субапертуры, равные отрезкам $G'B$ и $H'D$:

$$\Delta\varphi_k^\xi = \frac{D_a \alpha_k^2}{1 \pm \alpha_k^2}, \quad \Delta\varphi_k^\eta = \frac{D_a \beta_k^2}{1 \pm \beta_k^2}, \quad (3)$$

где $\alpha_k = \frac{\Delta\xi_k}{f}$, $\beta_k = \frac{\Delta\eta_k}{f}$; в знаменателе знак «плюс», если $\Delta\xi_k < 0$ и $\Delta\eta_k < 0$, соответственно.

Приращения фазы в пределах субапертуры или высоты наклонов GG' и HH' , как называют авторы работы [1], составляют:

$$\Delta\varphi_k^\xi = \frac{D_a \Delta\xi_k^2}{f^2 \pm \Delta\xi_k^2}, \quad \Delta\varphi_k^\eta = \frac{D_a \Delta\eta_k^2}{f^2 \pm \Delta\eta_k^2}. \quad (4)$$

В численных исследованиях суть зональной идеологии заключается в измерении разности фаз между двумя пространственно разнесенными точками [5]. Чтобы от положения аппроксимирующей плоскости на рис. 2б перейти к положению на рис. 2а следует в качестве разнесенных точек рассматривать не центры соседних субапертур в линзовом растре (рис. 3а), размерность которого соответствует конечной сеточной функции размерностью N , как предложено авторами [5].

В качестве разнесенных точек следует взять для оценивания точки, лежащие на осях по краям субапертур. Данные точки представляют значения высот наклонов GG' и HH' , определяемые по формулам (4). Тогда для оценки разностей фаз между точками соседних субапертур (рис. 3б) применяется выражение:

$$\Delta_{lm}^\xi = \frac{D_a}{4f} \left(\frac{\Delta\xi_l^2}{f^2 \pm \Delta\xi_l^2} + \frac{\Delta\xi_m^2}{f^2 \pm \Delta\xi_m^2} \right) (\xi_l^A - \xi_m^B), \quad \Delta_{lm}^\eta = \frac{D_a}{4f} \left(\frac{\Delta\eta_l^2}{f^2 \pm \Delta\eta_l^2} + \frac{\Delta\eta_m^2}{f^2 \pm \Delta\eta_m^2} \right) (\eta_l^C - \eta_m^D), \quad (5)$$

где $(\xi_1^A, 0); (0, \eta_1^C); (\xi_m^B, 0); (0, \eta_m^D)$ – координаты точек A, B, C, D , соответствующие l – ой и m – ой субапертурам относительно центра линзового раstra, соответственно; $\Delta\xi_l, \Delta\eta_l$ и $\Delta\xi_m, \Delta\eta_m$ – оценки локальных наклонов фазового фронта на этих субапертурах.

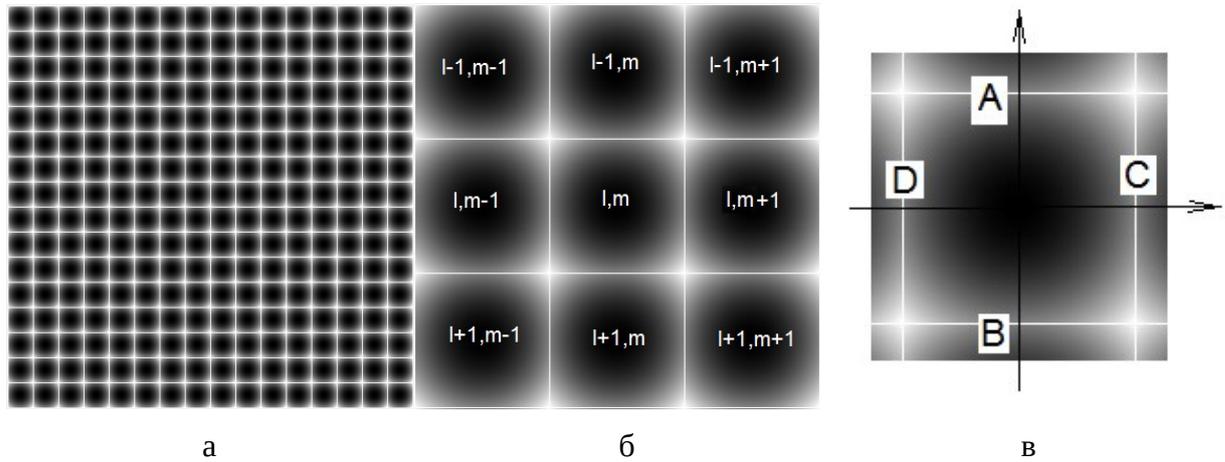


Рис. 3. Численные модели: линзового раstra в ДВФ Шэка-Гартмана (а), микролинзы и соседних с ней микролинз (б); точки оценивания разностей фаз (в).

Реконструкция волнового фронта по измерениям датчика Шэка-Гартмана на основе зонального подхода сводится к решению уравнения минимальной невязки между искомыми фазовыми оценками и измеренными оценками значений высот наклонов относительно соседних субапертур:

$$\sum_{l,m} (\varphi_l - \varphi_m - \Delta_{lm})^2 = \min, \quad (6)$$

где φ_l, φ_m – искомые оценки фазы; измеренные приращения фазы Δ_{lm} определяются по формулам [5]:

$$\begin{aligned} & \sum_{l,m} \left[(\varphi_{l+1,m} + \varphi_{l-1,m} + \varphi_{l,m+1} + \varphi_{l,m-1} - 4\varphi_{l,m}) - \Delta_{l,m}^{\xi} \right]^2 + \\ & + \sum_{l,m} \left[(\varphi_{l+1,m} + \varphi_{l-1,m} + \varphi_{l,m+1} + \varphi_{l,m-1} - 4\varphi_{l,m}) - \Delta_{l,m}^{\eta} \right]^2 = \min. \end{aligned} \quad (7)$$

Задача решается вариационным способом: вычисление частных производных по φ приводит к системе линейных уравнений, число которых равно удвоенному числу субапертур $2N$:

$$\varphi_{l+1,m} + \varphi_{l-1,m} + \varphi_{l,m+1} + \varphi_{l,m-1} - 4\varphi_{l,m} = \Delta_{l,m}^{\xi} + \Delta_{l,m}^{\eta} - \Delta_{l-1,m}^{\xi} - \Delta_{l+1,m}^{\xi} - \Delta_{l,m-1}^{\eta} - \Delta_{l,m+1}^{\eta}. \quad (8)$$

Решение системы имеет следующий вид:

$$\Phi_{L,M} = \frac{F_{L,M}}{2[\text{Cos}(2\pi L/N) + \text{Cos}(2\pi M/N) - 2]},$$

(9)

где $\Phi_{L,M}$ – результат двумерного преобразования Фурье от массива искомых оценок фаз;
 $F_{L,M}$ – результат двумерного преобразования Фурье от правой части уравнений (8).

Недостатком зонального подхода является то, что уравнение минимальной невязки не может быть корректно записано для крайних субапертур.

Продолжить искомую фазу за область определения можно продолжением сеточной функции, т.е. вычислив разности через известные значения:

$$\Delta_{-1,m}^{\xi} = \Delta_{N-1,m}^{\xi} = \sum_{l=0}^{N-2} \Delta_{l,m}^{\xi}, \quad \Delta_{l,-1}^{\eta} = \Delta_{l,N-1}^{\eta} = \sum_{m=0}^{N-2} \Delta_{l,m}^{\eta},$$

(10)

тогда искомые значения фазы за пределами сетки будут иметь вид:

$$\varphi_{1-N,m} = \varphi_{1,m} = \varphi_{1+N,m}, \quad \varphi_{l,m-N} = \varphi_{l,m} = \varphi_{l,m+N}. \quad (11)$$

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-79-20077).

Литература

1. *Lei Huang, Junpeng Xue, Bo Gao, Chao Zuo, and Mourad Idir* Zonal wavefront reconstruction in quadrilateral geometry for phase measuring deflectometry // *Applied Optics*. 2017. Vol. 56. Issue 18. pp. 5139-5144.
2. *Рукоусев А.Л., Кудряшов А.В., Лылова А.Н., Самаркин В.В., Шелдакова Ю.В.* Адаптивная оптическая система для коррекции волнового фронта в реальном времени // *Оптика атмосферы и океана*. 2015. Т. 28, № 2. С. 189-195.
3. *Лукин В.П., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Корольков В.П., Лавринова Л.Н., Насыров Р.К., Полещук А.Г., Черкашин В.В.* Датчик Шэка-Гартмана на основе раstra низкоапертурных внеосевых дифракционных линз // *Автометрия*. 2009. Т. 45. №2. С. 88-98.
4. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
5. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 211 с.

ВИДЕОЦИФРОВЫЕ ИЗМЕРИТЕЛИ ПОПЕРЕЧНОЙ КОМПОНЕНТЫ СКОРОСТИ ВЕТРА

Афанасьев А.Л.¹, Банах В.А.¹, Маракасов Д.А.¹, Аксенов В.А.², Топорков А.А.³

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия;

²Сибирский филиал ФКУ НПО «СТиС» МВД России, г. Новосибирск, Россия;

³АО «Новосибирский приборостроительный завод», г. Новосибирск, Россия.

e-mail: afanasiev@iao.ru, mda@iao.ru, sibfilial@yandex.ru, topor.a.a@gmail.com

В докладе представлены два макета видеоцифровых измерителей интегральной вдоль трассы поперечной скорости ветра. В макете «ПОИ», изготовленном в ИОА СО РАН, реализована схема параллельной синхронной регистрации изображений удаленного топографического объекта с помощью двух приемных объективов и двух скоростных видеокамер. В макете «Ветромер», изготовленном в АО «Новосибирский приборостроительный завод» совместно с ИОА, изображения двух объективов оптически сводятся на приемную матрицу одной видеокамеры. Представлены результаты параллельных оценок скорости ветра двумя приборами. Прокомментированы особенности каждой схемы измерений.

В ходе атмосферных экспериментов сопоставляются оценки скорости ветра, полученные в результате одновременной работы двух модификаций видеоцифровых измерителей (ВЦИ). Оптическая часть макета пассивного оптического измерителя «ПОИ», построена по схеме с использованием двух пространственно разнесенных объективов и двух скоростных видеокамер Basler acA720-520um. Интерфейс USB3.0, разрешение 720x540 пс, частота кадров 525 к/с.

Во втором макете «Ветромер», реализована схема со сведением изображений на матрицу одной видеокамеры Мако G-030В/С. Интерфейс Ethernet (PoE - GigE), разрешение 644x484 пс, частота кадров 309 к/с.

На рисунке 1 представлен внешний вид оптической части макета видеоцифрового измерителя бокового ветра «ПОИ», разработанного и изготовленного в Институте оптики атмосферы СО РАН [1].

Необходимым условием при реализации используемого алгоритма оценки интегральной вдоль трассы скорости поперечного ветра пассивным оптическим методом, основанным на стереоскопической регистрации видеоизображений удаленного контрастного объекта в двух приемных каналах [2,3], является покадровая синхронизация работы обеих видеокамер. Полностью избежать отличий в работе электроники камер (пропуски кадров, неодновременная регистрация изображений, различия в настройках экспозиции и т.д.) технически удастся не всегда, что может приводить к ошибкам (сбоям) в оценке скорости ветра. Возможное решение данной проблемы – оптическое сведение изображений с обоих приемных объективов на матрицу одной видеокамеры [4].



Рисунок 1 — Внешний вид макета «ПОИ».

На рисунке 2 представлен макет «Ветромер», разработанный и изготовленный в АО «Новосибирский приборостроительный завод» совместно с ИОА СО РАН. Оптическая схема макета «Ветромер» обеспечивает формирование пары изображений одного и того же объекта на приемной матрице одной скоростной видеокамеры.



Рисунок 2 — Внешний вид макета «Ветромер».

В обоих макетах используются подобные алгоритмы компьютерной обработки и программное обеспечение.

Оценки средней скорости бокового ветра макетами ВЦИ производились пассивным оптическим методом на основе анализа бинокулярных видеоизображений с применением корреляционных алгоритмов обработки. Данный метод предполагает формирование и видеорегистрацию оптического стереоизображения произвольно выбранного неподвижного удаленного объекта (мишени) при естественной освещенности, выделение контрастного участка (рабочего блока) изображения одинакового в обоих каналах, компьютерную обработку

турбулентных искажений выделенных блоков изображений и вычисление средней поперечной скорости ветра на основе взаимного корреляционного анализа пространственно–временных флуктуаций параметров изображений.

Эксперименты по параллельному определению интегральной скорости бокового ветра двумя приборами проводилось на трассах различной протяженности.

Протяженная трасса длиной 3,2 км, проходила на высотах 30-80 м над городской застройкой и поймой р. Ушайка (г. Томск), что обеспечивало заметные вариации параметров атмосферы вдоль линии визирования. В качестве наблюдаемого объекта были выбраны трубы ГРЭС, контрастно выделяющиеся на фоне неба.

Приземная трасса длиной 500 м проходила на высоте 1-4 м вдоль пересеченной местности на территории Испытательной станции Сибирского филиала ФКУ НПО «СТиС» МВД России (г. Искитим). В качестве объекта наблюдения использовался щит с контрастной мишенью.

В процессе измерений непрерывные оценки интегральной скорости бокового ветра проводились независимо и одновременно макетами «ПОИ» и «Ветромер» в режиме реального времени.

Сравнение результатов определения средней скорости бокового ветра на трассе длиной 3,2 км макетами «ПОИ» и «Ветромер» показывают достаточно высокий уровень совпадения результатов. На рисунке 3 представлен один из интервалов наблюдения. Коэффициент корреляции измеренных временных рядов скорости составляет 0,74 – 0,95.

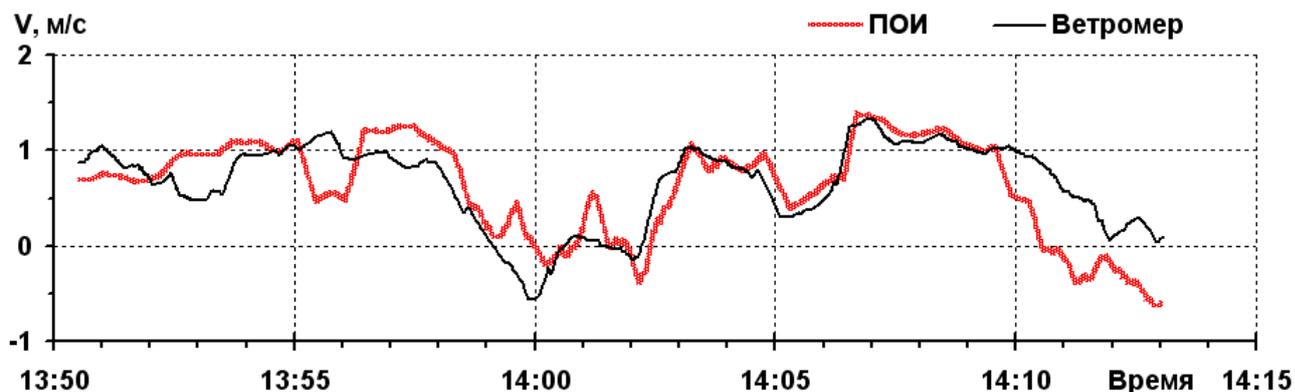


Рисунок 3 — Временные ряды скорости бокового ветра, измеренные макетами «ПОИ» и «ВЕТРОМЕР» на высотной протяженной трассе.

Сравнение результатов определения интегральной скорости бокового ветра на трассе длиной 500 м также показали хорошее совпадение. Небольшие различия могут быть связаны с тем, что измерения проведены на разных линиях наблюдения (расстояние между макетами в поперечном направлении ~10 м). На рисунке 4 представлен один из интервалов наблюдения.

Визуально прослеживается сходство динамики определяемых скоростей. СКО в приведённом случае составило 0,32 м/с.

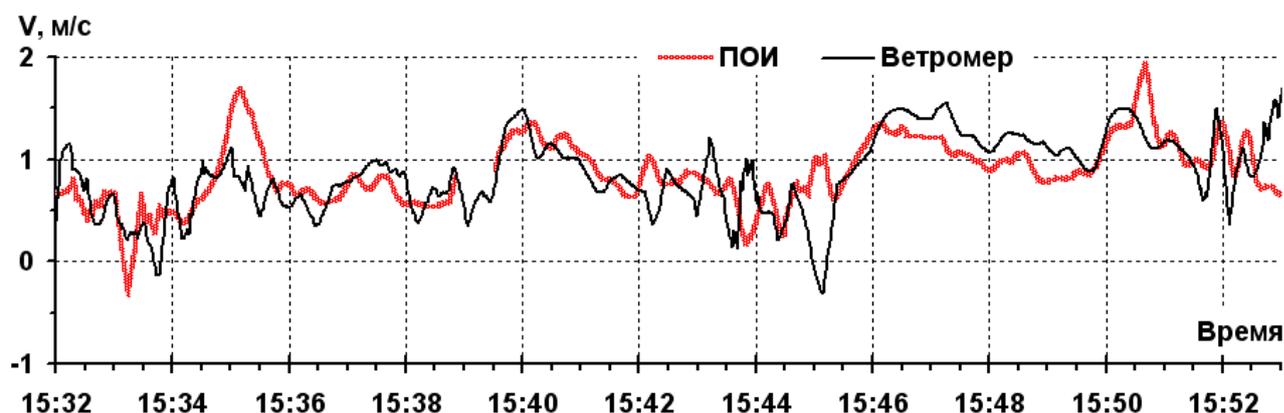


Рисунок 4 — Временные ряды скорости бокового ветра, одновременно измеренные макетами «ПОИ» и «ВЕТРОМЕР» на короткой приземной трассе.

Для схемы с двумя видеокамерами («ПОИ») можно отметить полезную возможность изменения пространственного разноса объективов (базы) по величине и направлению с целью оптимизации измерений в зависимости от диапазона измеряемых скоростей.

Схема с одной камерой («Ветромер») представляется экономически менее затратной — отпадает необходимость в наличии двух камер и их синхронизации. При этом возможно повышение быстродействия за счет уменьшения потока обмена видеоданных. Однако, при сведении изображений, сформированных двумя объективами макета, на одну видеокамеру, в случае существенного изменения дальности до объекта, может потребоваться дополнительная механическая регулировка положения оптических элементов для удержания выделенного блока изображения в соответствующей половине видеокадра.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №18-42-700005 р_а).

1. Афанасьев А.Л., Банах В.А., Гордеев Е.В., Маракасов Д.А., Разенков И.А., Ростов А.П. Пассивный оптический измеритель бокового ветра // Актуальные проблемы радиофизики: VII Международная научно-практическая конференция, г. Томск, 18-22 сентября 2017 г. Сборник трудов. – Томск: STT, 2017- 214с. ISBN 978-5-93629-606-2. С. 123-126

2. Афанасьев А.Л., Банах В.А., Гордеев Е.В., Маракасов Д.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В. Верификация корреляционного пассивного оптического измерителя поперечной скорости ветра в экспериментах с доплеровским ветровым лидаром // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т.30. №8. С. 657-663.

3. Афанасьев А.Л., Банах В.А., Маракасов Д.А. Сравнительные оценки скорости поперечного ветра из оптических и акустических измерений в приземном слое атмосферы // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т.30. №8. С. 651-657

4. Афанасьев А.Л., Банах В.А., Маракасов Д.А. Две модификации видеоцифрового измерителя скорости ветра // Аэрозоли Сибири. XXVI Рабочая группа: Тезисы докладов. Томск: Изд-во ИОА СО РАН. 2019. С.107.

СУПЕРСТАТИСТИКА ПОЗИЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ КОЛЛИМИРОВАННОГО ВОЛНОВОГО ПУЧКА НА ВЫХОДЕ АТМОСФЕРНОЙ ТРАССЫ

Бланк А.В., Сухарева Н.А.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

E-mail: blankarkadiy@physics.msu.ru, suhareva@phys.msu.ru

Предложены методы и методики анализа временных рядов вариации положения энергетического центра и профиля коллимированного волнового пучка на протяженной оптической трассе. Основываясь на суперстатистической модели, определены выражения для функций распределения величины дискретного дрейфа, проведено сопоставления вероятностных и спектральных характеристик наблюдаемого стохастического процесса. В отличие от суперстатистических приближений для вариации скорости аэродинамических потоков, дрейф энергетического центра описывается асимметричной функцией распределения по скорости смещения. Величина асимметрии пропорциональна ветровой нагрузке в интервале регистрации выборки. На основе анализа массива экспериментальных данных, собранных в апреле-мае 2019 года, связи функции распределения вероятности скорости дрейфа энергетического центра и частотного спектра предложены классы суперстатистических реализаций.

Суперстатистический подход к описанию физической системы основан на её "расщеплении" на фракции, каждая из которых обладает собственной шкалой времени, квазистационарным энергетическим распределением, может находиться в контакте с термостатом, но за счет флуктуаций внешних параметров сохраняет отличную от термостата собственную температуру. Типичные примеры подобных систем – атмосферные и гидросферные протяженные трассы, на которых существуют градиенты температур и конвективных потоков, создаваемые солнечной радиацией и глобальными течениями. При распространении по подобной трассе коллимированного пучка рефракционные флуктуации приводят к дрейфу его энергетического центра за счет вариации градиента оптической плотности, изменению линейных размеров за счет стохастических дефокусирующих преобразований. Правомерна задача восстановления суперстатистических свойств пройденного маршрута по статистическим характеристикам регистрируемого пространственно-временного распределения интенсивности. Для синтеза суперстатистической модели определяется параметр β , статистика пространственно-временных флуктуаций которого описывается квазистационарной функцией распределения $f(\beta)$. В качестве параметра β в различных задачах могут быть выбраны обратная температура, химический потенциал, характеристики диссипации энергии в аэро- или гидродинамических потоках.

Описание суперстатистической системы основано на определении обобщенного фактора как функции внутренней энергии [1]:

$$B(E) = \int_0^{\infty} f(\beta) e^{-\beta E} d\beta. \quad (1)$$

Реализуемые функции распределения по энергии или иному эквивалентному параметру могут быть получены непосредственно из распределения для обобщенного фактора в виде:

$$p(E) = \int_0^{\infty} f(\beta) \frac{1}{Z(\beta)} e^{-\beta E} d\beta, \quad (2)$$

здесь $Z(\beta)$ – нормирующая функция.

Простая динамическая реализация суперстатистики может быть построена путем рассмотрения стохастических дифференциальных уравнений с пространственно - временными флуктуирующими параметрами [2]. Например, запишем уравнение Ланжевена для положения энергетического центра коллимированного волнового пучка

$$\frac{d\vec{R}}{dt} = \gamma \vec{F}(\vec{R}) + \sigma \vec{N}(t), \quad (3)$$

$\vec{N}(t)$ - анизотропный гауссовский белый шум, $\gamma > 0$ - диссипационный коэффициент, σ мощность аддитивной помехи, $\vec{F} = -gradV(R)$ - стохастические воздействие, вызывающее мультипликативный дрейф. Маргинальное распределение по координатам составит:

$$p(\vec{R}) = \int_0^{\infty} p(\vec{R} | \beta) f(\beta) d\beta. \quad (4)$$

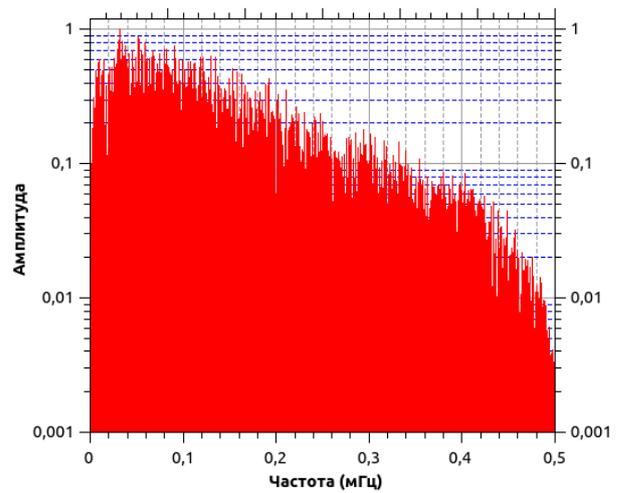
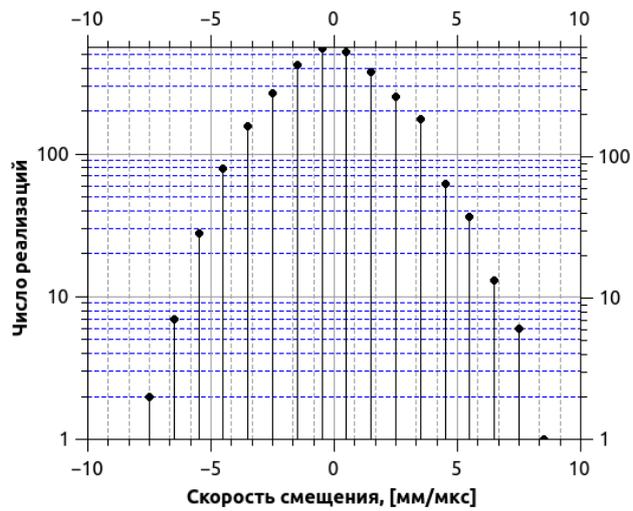
Наиболее используется в суперстатистических моделях турбулентных течений логнормальное распределение для флуктуаций диссипации энергии β , задаваемое в виде [3]:

$$f(\beta) = \frac{1}{\beta s \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\log(\beta/\mu))^2}{2s^2}}, \quad (5)$$

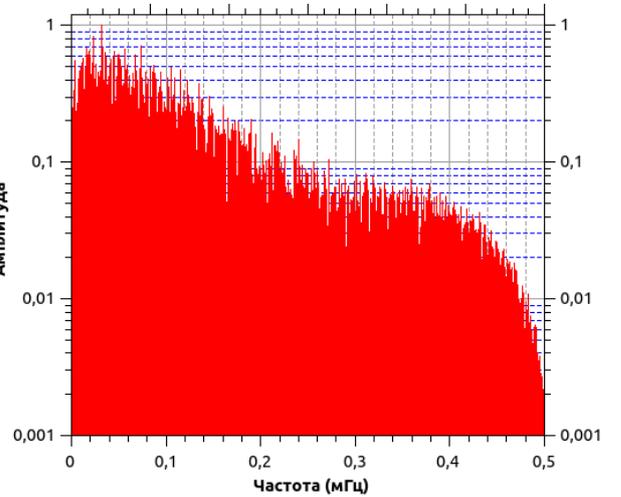
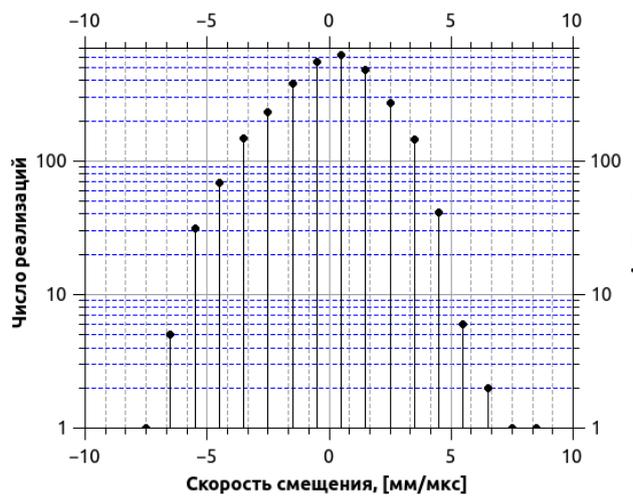
здесь μ и s - параметры. Исходя из структуры уравнений Ланжевена [4 – 9] можно определить функцию распределения для разности последовательных координат или для значений скорости дрейфа энергетического центра пучка:

$$p(u) = \frac{1}{2\pi s} \int_0^{\infty} \beta^{-1/2} e^{-\frac{(\log(\beta/\mu))^2}{2s^2}} e^{(1/2)\beta u^2} d\beta. \quad (6)$$

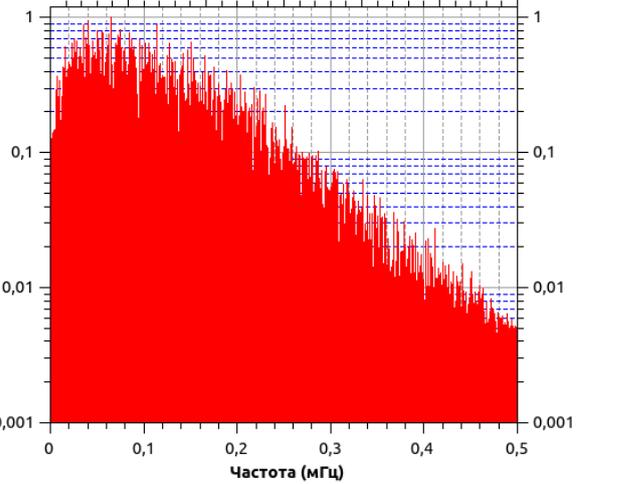
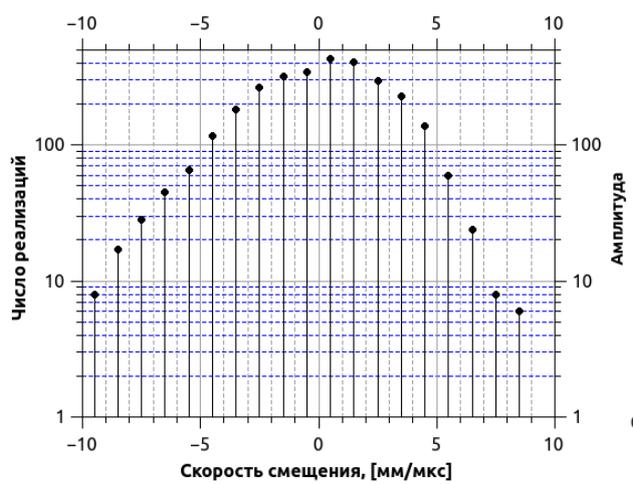
Записанное уравнение следует рассматривать лишь как гипотезу, справедливость которой необходимо обосновать в исследуемых режимах на протяженной оптической трассе.



09:30



13:04



16:43

Рисунок 1 – Типичные профили функций распределения для компонент вектора смещения и их частотных спектров для утренней, дневной и вечерней выборок

На Рис.1 представлены экспериментальные выборки статистических и спектральных характеристик горизонтального дрейфа энергетического центра пучка. Выборки были зарегистрированы на протяженной трассе длиной 1350 м, детально описанной в работах [10-11]. Перетяжка одномодового гауссова волнового пучка на длине волны 1064 нм размещалась в плоскости регистрации камеры технического зрения. Длительность отдельной серии составляла 3000 кадров или 3 секунды при частоте опроса 1000 Гц и времени экспозиции 5 мкс. Наблюдаемые зависимости позволяют контролировать модификацию функций распределения для обобщенного бoльцмановского фактора, классифицировать типы суперстатистических распределений позиционных характеристик.

1. Beck C., Cohen E. G. D. "Superstatistics" //Physica A: Statistical mechanics and its applications. – 2003. – Т. 322. – С. 267-275.
2. Beck C. "Dynamical foundations of nonextensive statistical mechanics" //Physical Review Letters. – 2001. – Т. 87. – №. 18. – С. 180601.
3. Beck C. "Superstatistics in hydrodynamic turbulence" // Physica D: Nonlinear Phenomena. – 2004. – Т. 193. – №. 1-4. – С. 195-207.
4. Hilgers A., Beck C. "Approach to Gaussian stochastic behavior for systems driven by deterministic chaotic forces" //Physical Review E. – 1999. – Т. 60. – №. 5. – С. 5385.
5. Reynolds A. M. "On the application of nonextensive statistics to Lagrangian turbulence" //Physics of Fluids. – 2003. – Т. 15. – №. 1. – С. L1-L4.
6. Beck C. "Lagrangian acceleration statistics in turbulent flows" //EPL (Europhysics Letters). – 2003. – Т. 64. – №. 2. – С. 151.
7. Dutton J. A., Thompson G. J., Deaven D. G. "The probabilistic structure of clear air turbulence—Some observational results and implications" //Clear Air Turbulence and Its Detection. – Springer, Boston, MA. – 1969. – С. 183-206.
8. Marov, Mikhail Ya and Kolesnichenko, Aleksander V "Statistical Parameters of Turbulence: Modeling from Fluctuations of the Refractive Index" //Mechanics of Turbulence of Multicomponent Gases). – 2001. – Pp. 270–307.
9. Marov M. Y., Kolesnichenko A. V. "Statistical Parameters of Turbulence: Modeling from Fluctuations of the Refractive Index" //Mechanics of Turbulence of Multicomponent Gases. – 2001. – С. 270-307.
10. Matsak I. S. et al. "Super narrow beam shaping system for remote power supply at long atmospheric paths" //Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XIX. – International Society for Optics and Photonics.2017. – Т. 10090. – С. 100900U.
11. Babanin E. A. et al. "Positional characteristics of generalized decentered elliptical Gaussian beams propagating through extended atmospheric paths" //2017 Days on Diffraction (DD). – IEEE, 2017. – С. 24-30.

Q-ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТРАССЫ

Бланк А.В., Сухарева Н.А.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

E-mail: blankarkadiy@physics.msu.ru, suhareva@phys.msu.ru

Представлены результаты теоретического и экспериментального анализа процесса мерцаний коллимированного многомодового пучка с длиной волны 808 нм на выходе 1350 метровой наклонной трассы. Обсуждается согласование значений параметра Рытова-Татарского и q-фактора Тсаллиса в приближении лог-нормальной статистики для функции распределения интенсивности в ограниченной апертуре переменного профиля. Контролируются локальные скорости дрейфа оптического потока, компонент тензора структуры распределения интенсивности в плоскости регистрации. На основе моделей для обобщенного больцмановского фактора, его связи с q-фактором через первые и вторые статистические моменты прогнозируются зависимости q-параметра от разности температур на трассе. Рассмотрены дискретные и непрерывные модели функции распределения температур на трассе, анализируются варианты многоуровневых дискретных распределений, имеющих различные асимптотики.

Оптическая трасса – открытая термодинамически неравновесная, пространственно неоднородная, нестационарная система – может быть описана как многокомпонентная совокупность находящихся в режиме тепло- и массопереноса элементарных объемов, в каждом из которых на заданном интервале времени успевает установиться термодинамическое равновесие с больцмановским фактором β . При подобном фрагментировании трассы допустимо использовать распределение вероятности для больцмановского фактора $f(\beta)$, удовлетворяющее условию нормировки и согласующееся с общепринятыми физическими моделями [1]. Обобщенный больцмановский фактор для системы с внутренней энергией E определим следующим образом:

$$V(E) = \int_0^{\infty} f(\beta) e^{-\beta E} d\beta, \quad (1)$$

фактически соответствующим отображению Лапласа. Профиль функции $f(\beta)$ определяет тип суперстатистической модели [2]. Суперстатистические модели турбулентных течений описаны в работах [3 – 8], доказана правомочность использования лог-нормальной аппроксимации для функции распределения $f(\beta)$, где в качестве параметра β могут быть использованы скорости течений и их приращения.

Пространственно-временные параметры среды "отпечатываются" в модуляции оптической плотности канала и, соответственно, в пространственно-временных модуляциях интенсивности и диаграммы направленности сигнальных пучков. Экспериментальный контроль состояния трассы может основываться на наборе температур в контрольных точках. Традиционная оценка степени развития турбулентности подобной трассы опирается на параметр Рытова или индекс мерцаний [9, 10]. В работе анализируются соотношения q-параметра Тсаллиса, вводимого для неравновесных термодинамических систем, индекса мерцаний и параметра Рытова для систем с различными распределениями температур. Обосновывается гипотеза о пропорциональности обсуждаемых параметров и возможности реконструкции суперстатистических характеристик трассы на основе статистических оптических характеристик прошедших трассу коллимированных пучков.

Рассмотрены как дискретные, так и непрерывные температурные распределения – битемпературные, мультитемпературные, полосовые распределения температур. Например, для двухтемпературной системы с функцией распределения:

$$f(\beta) = c\delta\left(\frac{1}{kT_{max}}\right) + (1 - c)\delta\left(\frac{1}{kT_{min}}\right), \quad (2)$$

где c – весовой коэффициент "горячей" зоны, среднее и дисперсия составляют:

$$\beta_0 = \frac{1}{kT_{min}} - c \frac{T_{max} - T_{min}}{kT_{max}T_{min}}, \sigma^2 = \frac{1}{k^2} c(1 - c) \frac{(T_{max} - T_{min})^2}{T_{max}^2 T_{min}^2} \quad (3)$$

После подстановки в соотношение между q - параметром Тсаллиса, дисперсией и средним для обобщенного Больцмановского фактора:

$$q = \frac{\sigma^2}{\beta_0^2} + 1, \quad (4)$$

получим:

$$q(T_{max}, T_{min}, c) = c(1 - c) \left[\frac{T_{max} - T_{min}}{(1 - c)T_{max} + cT_{min}} \right]^2 + 1, q \geq 1. \quad (5)$$

Система, находящаяся в динамическом равновесии с двумя термостатами, обладающими различной собственной температурой, при интенсивном внутреннем энергообмене могут быть рассмотрена как совокупность локальных термически равновесных систем. Функция распределения для локальной температуры в простейшем случае может быть аппроксимирована однородным распределением в полосе $\beta \in \left[\frac{1}{kT_{max}}, \frac{1}{kT_{min}} \right]$:

$$\beta_0 = \frac{1}{k} \frac{T_1 + T_2}{T_1 T_2}, \sigma^2 = \frac{1}{12k^2} \left[\frac{(T_2 - T_1)^2}{T_1^2 T_2^2} \right] \quad (6)$$

На Рис.1 представлен ход зависимостей q -параметра от соотношения температур.

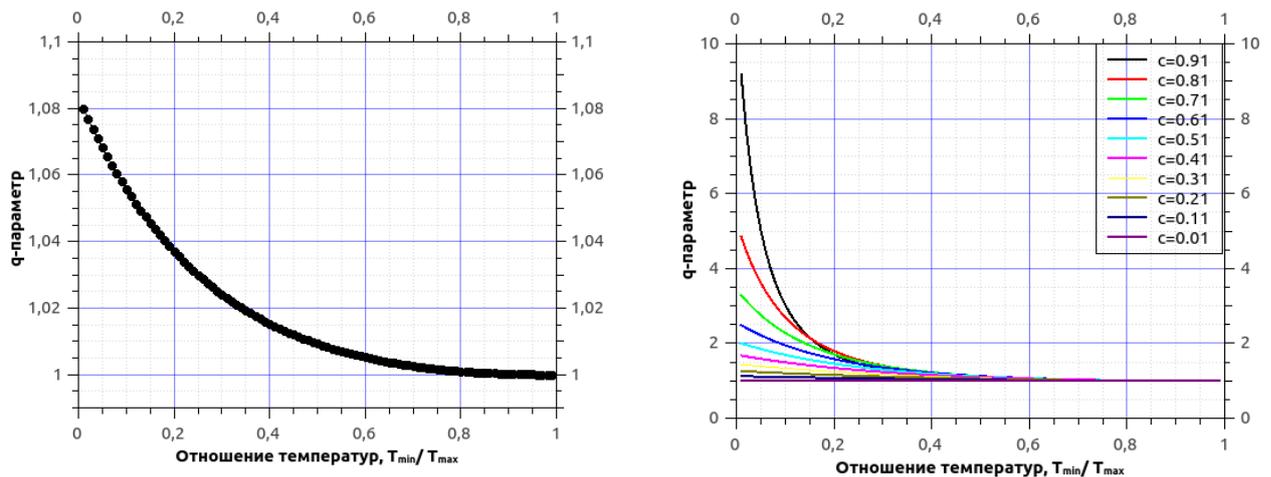


Рисунок 1 – Зависимость q -параметра от отношения граничных температур для полосы допустимых температур с равновероятным значением β (слева) и двухуровневой системы с вариацией весового коэффициента "горячей" зоны c (справа)

Возрастание q -параметра при высоких концентрациях "горячей" зоны и высоком значении верхней границы диапазона температур может быть связано с нарушением условий аппроксимации (малости средней внутренней энергии по сравнению с энергией "теплового зазора").

Часто реализуется на трассе многоуровневое симметричное распределение температур с центральной температурой термостата и M дискретных температурных уровней в "горячем" и "холодном" крыльях функции распределения. Среднее значение температуры совпадает с температурой термостата, дисперсия зависит от типа функции распределения на крыльях [11, 12]. В качестве примера рассмотрим систему S состоящую из $2M + 1$ подсистем:

$$\{S_i\} = \{S_{-M}, S_{-M+1}, \dots, S_0, S_1, \dots, S_M\} \quad (7)$$

где $M = 0, 1, 2, \dots$. Подсистема S'_i находится в локальном равновесии с локальной температурой равновесия T_i (или $\beta_i = 1/kT_i$). $\beta_0 = 1/kT_0$ - обратная температура в глобальном равновесии всей системы. Функция распределения для подобной системы:

$$f(\beta) = \sum_{i=-M}^M c_i \delta(\beta - \beta_i), B(E) = \sum_{i=-M}^M c_i e^{-\beta_i E} \quad (8)$$

где c_i - вероятность нахождения системы в состоянии S_i и эффективный больцмановский фактор системы. Рассмотрим несколько частных случаев многоуровневой системы:

- равномерное распределение по уровням: $c_i = \frac{1}{2M+1}$ -

$$\langle \beta^2 \rangle = \frac{\beta_0^2}{2M+1} \left[1 + \frac{2M}{2M+1} \left(1 + \frac{\eta^2}{2} (M+1) \right) \right] \quad (9)$$

здесь η - шаг изменения локального больцмановского фактора;

- гиперболический спад от центра: $c_0 = 1 - 2\alpha \frac{1}{M}, c_i = \frac{\alpha}{(i)}$ для $i \neq 0$ -

$$\langle \beta^2 \rangle = \beta_0^2 [1 + \alpha \eta^2 M(M+1)]; \quad (10)$$

- линейный спад от центра: $c_i = \frac{1}{M+1} \left(1 - \frac{(i)}{M+1} \right)$ -

$$\langle \beta^2 \rangle = \beta_0^2 \left[1 + \frac{\eta^2}{6} M(M+2) \right]. \quad (11)$$

Каждое из представленных распределений имеет физический аналог на протяженных атмосферных трассах с сильными конвективными течениями. Различное значение q -параметра Тсаллиса, получаемое для многоуровневых систем, фактически не позволяет опираться только на вторые статистические моменты при описании термодинамически нестационарной системы. Необходима дополнительная оценка свойств распределения $f(\beta)$ в форме высших статистических моментов.

1. Beck C., Cohen E. G. D. "Superstatistics" //Physica A: Statistical mechanics and its applications. – 2003. – Т. 322. – С. 267-275.
2. Beck C. "Superstatistics in hydrodynamic turbulence" // Physica D: Nonlinear Phenomena. – 2004. – Т. 193. – №. 1-4. – С. 195-207.
3. Reynolds A. M. "Superstatistical mechanics of tracer-particle motions in turbulence" //Physical review letters. – 2003. – Т. 91. – №. 8. – С. 084503.

4. Beck C., Cohen E. G. D., Swinney H. L. "From time series to superstatistics" //Physical Review E. – 2005. – T. 72. – №. 5. – C. 056133.
5. Abe S. "Fluctuations of entropy and log-normal superstatistics" //Physical Review E. – 2010. – T. 82. – №. 1. – C. 011131.
6. Rizzo S., Rapisarda A. "Application of superstatistics to atmospheric turbulence" //Complexity, Metastability and Nonextensivity. – 2005. – C. 246-252.
7. Beck C. "Superstatistics: Theoretical concepts and physical applications" //Anomalous Transport: Foundations and Applications. – 2008.
8. Beck C. "Recent developments in superstatistics" //Brazilian Journal of Physics. – 2009. – T. 39. – №. 2A. – C. 357-363.
9. Andrews L. C., Phillips R. L., Hopen C. Y. "Laser beam scintillation with applications". – SPIE press, 2001. – T. 99.
10. Andrews L. C., Phillips R. L. Laser beam propagation through random media. – SPIE, 2005.
11. Chung W. S., Hassanabadi H. Superstatistics with symmetric distribution function: Discrete and continuous local temperatures" //Modern Physics Letters B. – 2019. – T. 33. – №. 11. – C. 1950140.
12. Chung W. S., Hassanabadi H. General distribution function for the superstatistics and new superstatistics with non-vanishing r th moments for even r //International Journal of Geometric Methods in Modern Physics. – 2018. – T. 15. – №. 07. – C. 1850123.

МЕТОДИКА МИКРОВОЛНОВЫХ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ МЕЗОСФЕРНЫХ ОБЛАКОВ

Бордонский Г.С., Гурулев А.А., Орлов А.О., Цыренжапов С.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт природных ресурсов,
экологии и криологии Сибирского отделения Российской академии наук
lgc255@mail.ru, sansang@mail.ru, orlov_a_o@mail.ru, arahley@mail.ru

Ключевые слова: лед 0, микроволновая радиометрия, радиояркая температура, мезосферные облака.

Предложена методика измерений отраженного радиотеплового излучения Солнца и Земли от мезосферных облаков. Для обоснования методики выполнен эксперимент по измерению пропускания излучения лазера на длине волны 0.52 мкм через диэлектрические подложки, с осажденным из газовой фракции льдом. В этом эксперименте обнаружено интенсивное поглощение зондирующего излучения при температурах от -80 до -23 °С. В натурном эксперименте наблюдали одновременное увеличение радиояркой температуры на ~ 5 К на 4-х длинах волн микроволнового диапазона.

Введение. В последние десятилетия в полярных районах в мезосфере все чаще образуются облака, которые наблюдаются перед восходом или после захода Солнца [1] («серебристые облака»). Обращают на себя внимание необычные физические свойства серебристых облаков. Несмотря на то, что размеры ледяных частиц, их составляющих, весьма малы и составляют значения порядка десятков нанометров, а плотность в единице объема чрезвычайно мала, было обнаружено отражение от мезосферных облаков излучения низкочастотных радаров [2]. Имеется и вопрос о появлении воды на больших высотах в мезосфере. Считается, что ее образование связано с выбросами метана [1]. Другая гипотеза связывается с образованием воды в порах силикатных материалов при охлаждении до -45 °С и взаимодействии их поверхности с водородом [3]. Для объяснения аномалий радиочастотных характеристик серебристых облаков было высказано предположение о том, что на поверхность диэлектрических частиц нанометровых размеров конденсируется особая кристаллическая модификация льда – лед 0, обладающая сегнетоэлектрическими свойствами [4-6]. Такие частицы обладают металлической проводимостью, что приводит к сильному рассеянию излучения в видимом и микроволновом диапазонах.

Методика исследований. С целью изучения микроволновых характеристик мезосферных облаков, состоящих из ледяных частиц, обладающих проводящим слоем на границе между льдом 0 и диэлектрической частицей, предлагается методика измерений отраженного радиотеплового излучения. Методика основана на том, что металлические частицы нанометровых размеров хорошо рассеивают (отражают) излучение в широком интервале

частот, от оптического до радиочастотного диапазона, если плазменная частота колебаний зарядов выше частот этих излучений [7]. Для ее обоснования был выполнен лабораторный эксперимент по измерению пропускания излучения лазера на длине волны 0.52 мкм через диэлектрические подложки, на которых осаждали лед из газовой фракции. Результаты одного из экспериментов приведены на рисунке 1 [8].

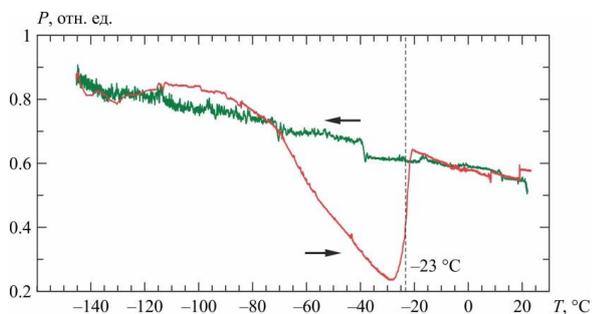


Рисунок 1 – Зависимость проходящей мощности лазерного излучения через пластинку из кварцевого стекла от его температуры в цикле охлаждение–нагревание

Из рисунка 1 следует наличие минимума мощности прохождения излучения лазера после начала конденсации льда на подложке из кварца. Коэффициент пропускания в области температур от -80 до -23 °C понижался в 4 раза. Оценка толщины льда показала, что она оказывается не больше 10 нм. Близкие результаты были получены для подложек из слюды и кристалла хлорида натрия. Объяснение эффекта связывается с возникновением поверхностных плазмонов в трехслойной среде с тонким слоем повышенной проводимости между двумя диэлектриками с шероховатыми поверхностями. При этом, в случае пленок островкового льда появление высоких значений концентрации свободных носителей заряда происходит за счет внутреннего фотоэффекта в сегнетоэлектрическом льде [9]. При росте затухания можно ожидать и возрастания рассеяния падающего на ледяные частицы излучения.

Схема эксперимента, в котором предполагали наблюдение рассеяния радиотеплового излучения, приведена на рисунке 2.

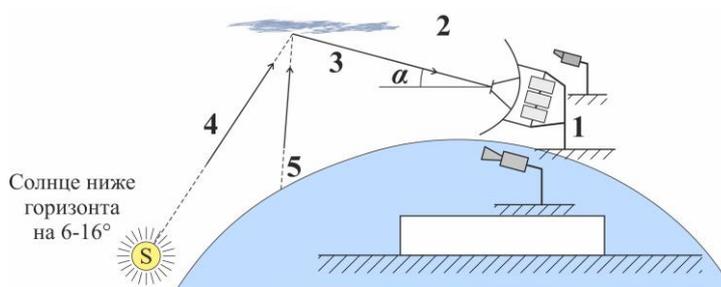


Рисунок 2 – Схема эксперимента: 1 – видеокамера и радиометрический комплекс; 2 – слой с рассеивающими частицами; 3 – рассеянное излучение, поступающее на вход радиометров; 4, 5 – радиотепловое излучение поверхности Солнца и Земли; α – угол ориентации антенн

В эксперименте угол α выбирали в пределах нескольких градусов для регистрации излучения Солнца из-за горизонта. Возможна также регистрация излучения земной поверхности, если коэффициент отражения от облаков превышает значение ~ 0.001 . В этом случае эффект наблюдается и в ночное время, без свечения в видимом диапазоне.

Отличить появление серебристых облаков от жидкокапельных можно по приблизительно одинаковым приращениям радиояркой температуры на различных длинах волн. Например, в случае использования каналов с длинами волн 2 см и 0.3 см жидкокапельные облака, создающие релеевское рассеяние будут отличаться по приращению радиояркой температуры на три порядка. В случае плотных тропосферных облаков наблюдения мезосферных облаков оказываются невозможными, такая ситуация характеризуется высокими значениями радиояркой температуры на всех длинах волн.

Результаты наблюдений. Поиски отраженного радиотеплового излучения выполняли в августе 2019 года. Наблюдения осуществляли с аппаратурой, установленной на отрогах Яблонового хребта в с. Преображенка (Забайкальский край) при ориентации антенн на северо-запад. Использовали частоты 20, 36, 95 и 125 ГГц. Ширины диаграмм направленности антенн $\sim 1...3^\circ$.

В один из дней удалось зафиксировать возрастание радиояркой температуры на близкие значения во всех четырех каналах. Приблизительно через час после захода Солнца радиояркая температура на всех частотах возросла примерно на 5 К – рисунок 3.

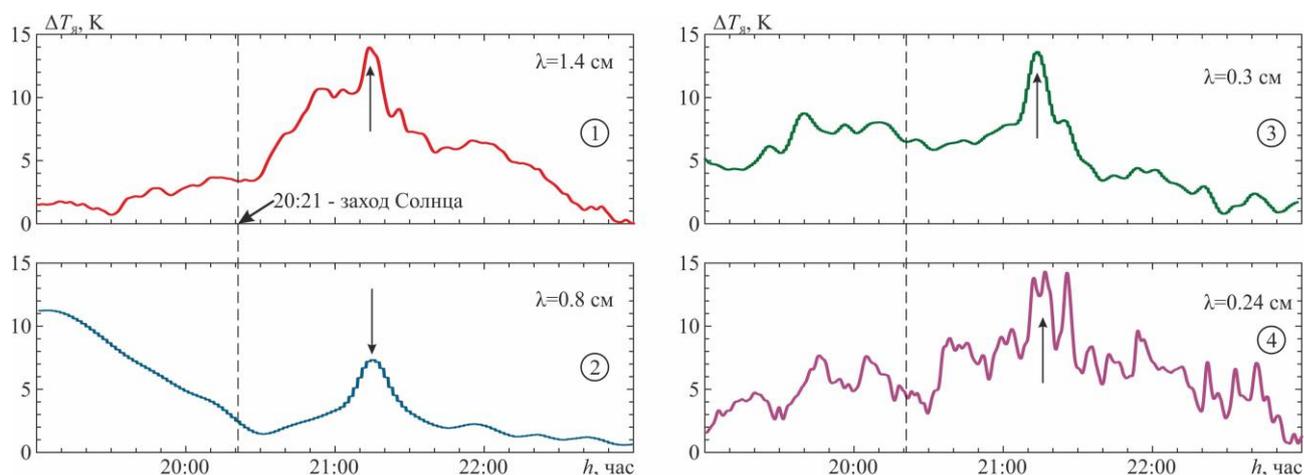


Рисунок 3 – Синхронные приращения радиояркой температуры при наблюдениях отражения от слоев ледяных частиц. Дата измерений 27 августа 2019 г. Длина волны 1 – 1.4 см; 2 – 0.8 см; 3 – 0.3 см; 4 – 0.24 см. Штриховой линией отмечен заход Солнца (время местное).

Стрелками отмечены экстремумы радиояркости

Выводы

1. Предполагается образование воды не только из метана, но и при химической реакции соединения водорода с гидроксильными группами на поверхности пор частиц из силикатных материалов при температуре -45°C . После ее замерзания образуется лед 0 и тонкие проводящие слои на его контакте с силикатными материалами.

2. В атмосфере такие частицы могут образовываться в слоях стратосферы и мезосферы, где появляются серебристые облака (высота ~ 87 км) и перламутровые облака (высота ~ 40 км).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 18-05-00085; 20-05-00563.

1. *Russell J.M.* Observations of Polar Mesospheric Clouds from Space and Their Scientific Implications. [Электронный ресурс]. URL: https://www.agci.org/sites/default/files/pdfs/lib/main/10S1_0616_JRussell.pdf (дата обращения 26.02.2020).

2. *Ролдугин В.К., Черняков С.М., Ролдугин А.В., Оглоблина О.Ф.* Вариации полярных летних мезосферных отражений во время появления неоднородностей серебристых облаков // Геомагнетизм и аэронавигация. 2018. Т. 58, № 3. С. 343-349.

3. *Бордонский Г.С., Гурулев А.А.* Экспериментальное доказательство существования линии Видома по особенностям поведения водорода в нанопористом силикате при -45°C и атмосферном давлении // Письма в Журнал технической физики. 2017. Т. 43, № 8. С. 34-40.

4. *Bordonskiy G.S., Gurulev A.A., Orlov A.O.* Attenuation of microwave radiation at millimeter waves in supercooled water of atmospheric aerosols // Proc. SPIE 11208, 25th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. 2019. P. 1120818-1/5.

5. *Russo J., Romano F., Tanaka H.* New metastable form of ice and its role in the homogeneous crystallization of water // Nature Materials. 2014. V. 13. P. 733-793.

6. *Бордонский Г.С., Орлов А.О.* Признаки возникновения льда "0" в увлажненных нанопористых средах при электромагнитных измерениях // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2017. Т. 105, № 7-8. С. 483-488.

7. *Борен К. Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 664 с.

8. *Бордонский Г.С., Гурулев А.А., Орлов А.О.* Пропускание электромагнитного излучения видимого диапазона тонким слоем льда 0, конденсированного на диэлектрическую подложку // Письма в ЖЭТФ. Т. 111, № 5. С. 311-315.

9. *Болтаев А.П., Пенин Н.А., Погосов А.О., Пудонин Ф.А.* Обнаружение фотопроводимости в сверхтонких металлических пленках в видимой и инфракрасной областях спектра // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2003. Т. 123, № 5. С. 1067-1072.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТАХ И ДРУГИХ ОБЪЕКТАХ КРИОГЕННОЙ ТЕХНИКИ

Бродников А.Ф.

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (ИЯФ), г. Новосибирск, Россия

A.F.Brodnikov@inp.nsk.su

Ключевые слова: теплопроводность, измерения, метод пластины (цилиндра), погрешность, криостат. Рассмотрены метод и измерительная установка, предназначенные для определения теплопроводности существующих и вновь создаваемых композиционных материалов, используемых в сверхпроводящих магнитах и на других объектах криогенной техники. Приведены результаты исследований температурной зависимости теплопроводности новых перспективных материалов на основе соединений гадолиния, бора, углеродных нанотрубок, РЕЕК при температуре 7...15К.

Приступая к проектированию сверхпроводящих магнитов и других объектов криогенной техники необходимы проверенные данные по свойствам конструкционных материалов, в частности, по их теплопроводности. Справочные данные по температурной зависимости теплопроводности существующих, а тем более вновь создаваемых материалов, как правило, ограничиваются температурой кипения азота (77 К) или вообще отсутствуют. Поэтому была поставлена задача создания измерительной установки для получения значений теплопроводности материалов, предназначенных для использования в области гелиевых температур.

Теоретическую основу большинства современных наиболее точных методов измерений теплопроводности составляют закономерности стационарных одномерных плоских или цилиндрических температурных полей в образцах в виде пластины или цилиндра [1,2]. Для решения поставленной задачи разработана криогенная установка, основанная на методе измерений теплопроводности, использующим стационарное одномерное температурное поле в пластине [1]. Расчет теплопроводности λ в этом случае проводится по формуле

$$\lambda = Q_0 h / (T_H - T_X) S_0, \quad (1)$$

где: Q_0 – тепловой поток в образце; h , S_0 – толщина и площадь поперечного сечения образца; T_H и T_X – температура его нагретой и охлажденной поверхностей. Образец исследуемого материала в виде плоскопараллельной пластины устанавливают между поверхностями нагревателя и теплостока. Стационарность температуры T_0 образца обеспечивают стабилизацией температуры T_X теплостока. Тепловой поток Q_0 в образце задают электрическим нагревателем с известной мощностью. Для исключения теплообмена на нижней и боковой поверхностях нагревателя используют адиабатический

экран, температуру T_A которого поддерживают равной температуре T_H нагревателя. В этом случае значение теплового потока, направляемого в образец, равно мощности P_H нагревателя и уравнение (1) принимает вид

$$\lambda = P_H h / (T_H - T_X) S_0. \quad (2)$$

Это уравнение позволяет проводить оценку влияния погрешности измерений теплопроводности в зависимости от погрешности входящих в (2) измеряемых величин. Предположим, что их погрешности равны 2%. Тогда суммарная погрешность δ_λ косвенных измерений λ при квадратичном суммировании относительных погрешностей непосредственно измеряемых величин составит

$$\delta_\lambda = 1,1(\delta_P^2 + \delta_h^2 + \delta_{\Delta T}^2 + \delta_{S_0}^2)^{1/2} < 4,5\%. \quad (3)$$

Оценка значения погрешности δ_λ , полученная в качестве примера, в полной мере соответствует уровню точности большинства средств измерений теплопроводности [2]. Её значение зависит, в основном, от наличия методических погрешностей измерений величин, входящих в (2). Значительными источниками методических погрешностей являются несоблюдения условий адиабатичности и стационарности, а также измерения температуры поверхностей образца. Если разность ΔT температуры T_A адиабатического экрана и T_H нагревателя образца не равна нулю, то между ними в общем случае возникает тепловые потоки, обусловленные теплопроводностью проводов (Q_λ), конвекцией (Q_α) и тепловым излучением (Q_ϵ) [3]. При этом в образец будет направлен тепловой поток, равный

$$Q_0 = P_H - Q_\lambda - Q_\alpha - Q_\epsilon = P_H - (\lambda_{\text{пр}} S_{\text{пр}} / l - \alpha F_H - 4\epsilon \sigma T_H^3 F_H) \Delta T, \quad (4)$$

где P_H - мощность нагревателя образца, $\lambda_{\text{пр}}, S_{\text{пр}}$ и l - теплопроводность, площадь сечения и длина проводов, идущих от нагревателя к экрану; α и F_H - коэффициент теплообмена на открытой поверхности нагревателя и её площадь; ϵ - приведённый коэффициент черноты в системе нагреватель-экран, σ - константа Стефана-Больцмана. В условиях вакуума теплопроводностью остаточного газа, а также конвективной составляющей теплообмена между нагревателем и экраном можно пренебречь ($\alpha = 0$ и $P_\alpha = 0$). Радиационный тепловой поток Q_ϵ , как следует из (4), резко уменьшается при понижении их температуры. Например, плотность потока для $\epsilon = 0,05$ и $\Delta T = 0,1$ К при $T_H = 300$ К составляет $3 \cdot 10^{-2}$ Вт/м², при $T_H = 77$ К составляет $0,5 \cdot 10^{-3}$ Вт/м², а при $T_H = 4,2$ К становится ничтожным, составляя только $8 \cdot 10^{-8}$ Вт/м². Таким образом, при криогенных температурах и в условиях вакуума теплообмен между нагревателем и экраном определяется, в основном, теплопроводностью (Q_λ) проводов, идущих от нагревателя и датчика температуры образца.

При реализации метода важно соблюдать условие стационарности, при котором тепловой поток Q_V , поглощаемый или выделяемый при изменении средней температуры

T_0 образца, пренебрежимо мал по сравнению с тепловым потоком Q_0 , идущим от нагревателя. В этом случае зависимость δ_v погрешности от скорости v изменения температуры образца имеет вид

$$\delta_v = cmv / Q_0 = c\rho\pi r^2 h v / Q_0. (5)$$

где c, m, ρ, r, h – удельная теплоёмкость, масса, плотность, радиус и толщина образца. При заданном значении δ_v формула (5) позволяет установить требования к стационарности температуры в зависимости от характеристик образца [3].

Установка для реализации рассмотренного метода создана на базе криостата КГ-15/150-1 с жидким гелием, в который погружают её тепловой блок (рисунок 1). Блок содержит основной нагреватель 9, окруженный адиабатическим экраном 6, который обеспечивает исключение тепловых потерь нагревателя, и теплосток 3 с нагревателем 4, задающим необходимую температуру образца 8. Прижимным упором 10 и тяги 5 обеспечивают плотный контакт основного нагревателя с образцом и теплостоком. Кроме этого для улучшения контакта использовался индий совместно с криогенной вакуумной смазкой «PIEZON». Для измерений температуры использовались датчики 7, 11 и 12 на основе кремневых диодов DT-670C-CU (фирмы «Lake Shore»). Всё устройство помещалось в вакуумную камеру 2. Нагреватели образца 9, теплостока 4 и адиабатического экрана 6 подключались к трёхканальному источнику питания «АКИП-114/2» 15 с цифровым управлением. Выделяемую нагревателем образца мощность, а также сигналы датчиков температуры измеряли многоканальным мультиметром 13 на базе АЦП AD7794. Весь процесс измерений регистрировали при помощи персонального компьютера 14. Расчет погрешности измерений на такой установке в диапазоне теплопроводности от 0,05 до 1 Вт/(м · К) и значений температуры от 7 до 15 К при условии, что температура адиабатического экрана отличается от температуры нагревателя не более, чем на 0,02 К, а нестабильность температуры образца в течение 10 минут не превышает 0,05 К, показывает, что её значение составляет менее 5 %. Исследования погрешности установки с помощью стандартных образцов теплопроводности из кварцевого стекла марки КВ и оргстекла (ПММА) диаметром 30 мм и толщиной 8 мм подтвердили результат расчета [4]. Полученная оценка погрешности соответствует требованиям ГОСТ 8.511-84 [5] и ГОСТ 8.177-85 [6], предъявляемым к средствам измерений теплопроводности в указанном диапазоне температур.

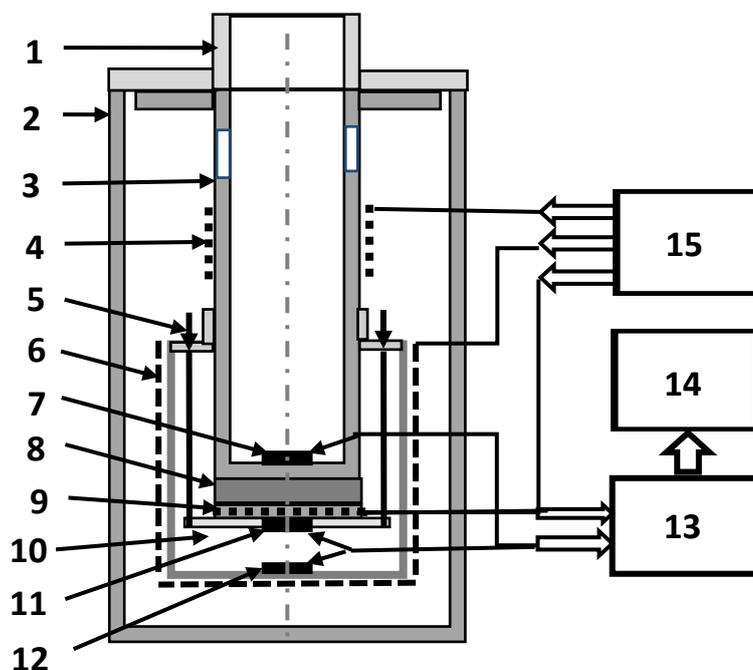


Рисунок 1 – Тепловой измерительный блок установки: 1 – фланец, 2 – вакуумная камера, 3 – теплосток, 4 – нагреватель теплостока, 5 – тяга, 6 – адиабатический экран с нагревателем, 7 – датчик температуры теплостока, 8 – образец, 9 – основной нагреватель, 10 – прижимной упор, 11 – датчик температуры нагревателя, 12 – датчик температуры адиабатического экрана, 13 – многоканальный мультиметр, 14 – компьютер, 15 – источник питания. Проведены исследования температурной зависимости теплопроводности ряда конструкционных материалов, при помощи измерительной установки, используемых при изготовлении сверхпроводящих магнитов на основе окиси алюминия (Al_2O_3), нитрида бора (BN), оксисульфида гадолиния (Gd_2O_2S), оксида гадолиния (Gd_2O_3), одностенных углеродных нанотрубок (состав: TUBALL 78%, металлические примеси 12%), смолы без наполнителя (Эд-20) и РЕЕК (Полиэфирэфиркетон).

Результаты измерений теплопроводности этих композиционных материалов приведены в таблице 1.

Таблица 1 Результаты измерений теплопроводности композиционных материалов

№	Материал образца	Теплопроводность, Вт/(м·К) при T=7 К
1	Эд20/BN, (60%/40%)	0,082
2	Эд20/BN, (75%/25%)	0.036
3	Эд20/TUBALL	0,073
4	Эд20/ Gd_2O_3	0,057
5	Эд20	0,083
6	Эд20/ Gd_2O_2S	0,118
7	Эд20/ Al_2O_3	0,051
8	РЕЕК	0,021

Результаты, полученные при проведении ряда измерений, являются основой для разработки технологии изготовления новых композиционных материалов при проектировании сверхпроводящих магнитов и других объектов криогенной техники с заданными значениями теплопроводности и характером её температурной зависимости в области криогенных температур. Созданная для этой цели измерительная установка позволяет, кроме этого, осуществлять входной контроль соответствия данных по теплопроводности материалов, поступающих от фирм-изготовителей, её фактическим значениям.

1. *В. И. Свириденко, В. И. Медведев, Н. П. Рыбкин, В. Г. Горбунова* Теплопроводность кварцевого стекла КВ при температуре 2–300 К // Измерительная техника. 1987. №5. С. 34 – 36.
2. *Черепанов, В.Я.* Измерения параметров теплообмена // Мир измерений. 2005. № 9. С. 4 – 15.
3. *Лозинская О.М., Рыбак Н.И., Черепанов В.Я., Шейнин Э.М., Ямианов В.А.* Государственный первичный эталон единицы поверхностной плотности теплового потока // Измерительная техника. 2009. № 10. С. 52 – 55.
4. *Бродников А.Ф., Черепанов В.Я.* Криогенная установка для измерений теплопроводности конструкционных материалов // Приборы. 2015. № 6. С. 35-38.
5. *ГОСТ 8.511-84. ГСИ.* Государственный специальный эталон и государственная поверочная схема для средств измерений теплопроводности твердых тел в диапазоне температур от 4,2 до 90 К.
6. *ГОСТ 8.177-85. ГСИ.* Государственный специальный эталон и государственная поверочная схема для средств измерений теплопроводности твердых тел в диапазоне температур от 90 до 300 К.

МЕТОДИКА ДИСТАНЦИОННОГО ОБНАРУЖЕНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ТУРБУЛИЗИРОВАННЫХ ОБЛАСТЕЙ В АТМОСФЕРЕ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА УСИЛЕНИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Банах В.А., Фалиц А.В.

Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

banakh@iao.ru, falits@iao.ru

С помощью численного моделирования демонстрируется методика обнаружения зон сильной турбулентности в атмосфере, основанная на проявлении эффекта усиления обратного рассеяния на локационных трассах в турбулентной атмосфере.

Алгоритм моделирования [1], с помощью которого исследовалось проявление эффекта усиления обратного рассеяния на локационных трассах, был применен для следующей задачи. Лазерный импульс распространяется в прямом направлении, проходит слой атмосферной турбулентности и далее распространяется на расстояние R , где рассеивается на атмосферном слое и распространяется в обратном направлении через тот же самый слой атмосферной турбулентности до плоскости, где происходит регистрация рассеянного излучения. Положение слоя повышенной турбулентности на трассе можно задавать произвольным образом. Рассматривались два случая расположения турбулентного слоя: 1 – в середине трассы; 2 – в конце трассы (рисунок 1).

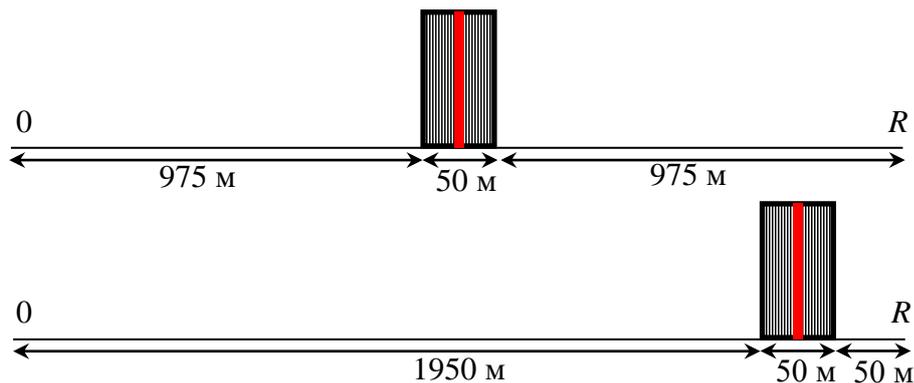


Рисунок 1 – Схема положений слоя атмосферной турбулентности на трассе

На рисунке 2 представлены результаты расчета фактора усиления средней интенсивности $N(\mathbf{R}) = \langle I(\mathbf{R}) \rangle / \langle I(\mathbf{R}) \rangle_{|\mathbf{R}| > R_{cor}}$ [1], где $\langle I(\mathbf{R}) \rangle$ – средняя интенсивность рассеянного в обратном направлении когерентного излучения; $\langle I(\mathbf{R}) \rangle_{|\mathbf{R}| > R_{cor}}$ – средняя интенсивность рассеянного излучения в поперечной плоскости на расстоянии, определяемом радиусом вектором \mathbf{R} , когда $|\mathbf{R}| = R \gg R_{cor}$, где R_{cor} масштаб проявления эффекта усиления обратного рассеяния в плоскости приема рассеянного излучения.

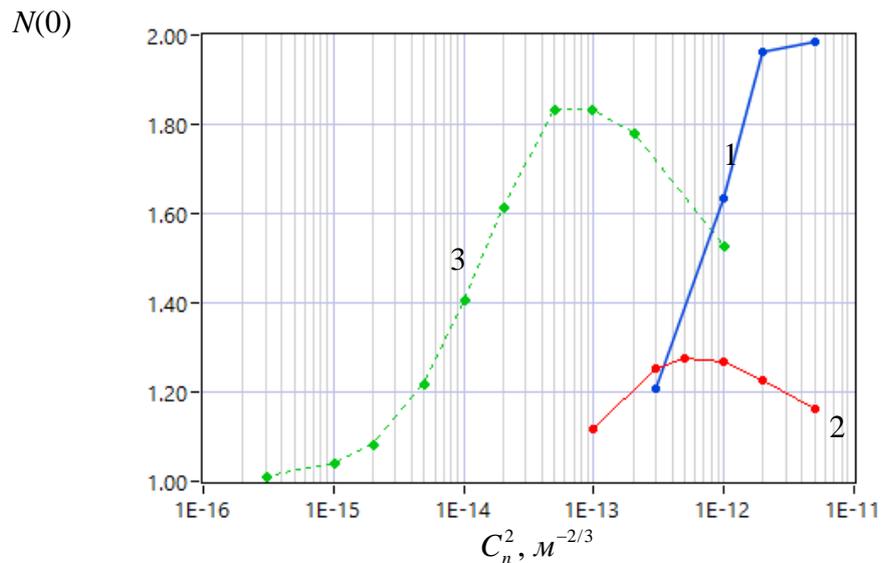


Рисунок 2 – Фактор усиления средней интенсивности рассеянного излучения $N(0)$ в зависимости от структурной постоянной показателя преломления: 1 – слой турбулентности находится в конце трассы распространения; 2 – слой турбулентности находится в середине трассы распространения; 3 – однородная турбулентность на всей протяженности трассы распространения.

Из рисунка 2 следует, что фактор усиления обратного рассеяния зависит от местоположения на трассе распространения слоя атмосферной турбулентности. Наибольшее влияние на величину фактора усиления оказывает слой, расположенный вблизи области рассеяния излучения (кривая 1 на рисунке 2). При этом для случая, когда рассматривается слой атмосферной турбулентности, значение структурной постоянной флуктуаций показателя преломления, с которого начинает проявляться эффект усиления обратного рассеяния больше, чем в случае однородной атмосферной турбулентности (кривая 3 на рисунке 2). Фактор усиления $N(0) = 1,2$ для случая однородной турбулентности соответствует значению

структурной постоянной $C_n^2 \approx 4 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$, в то время как для турбулентного слоя, расположенного в конце трассы, фактор усиления $N(0) = 1,2$ соответствует значению структурной постоянной $C_n^2 \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$.

По мере смещения слоя атмосферной турбулентности к середине трассы максимальное значение фактора усиления в зависимости от структурной характеристики показателя преломления уменьшается (кривая 2 на рисунке 2).

Такое поведение фактора усиления в зависимости от положения на трассе позволяет предложить новый метод определения зон сильной турбулентности в атмосфере. Идея метода следующая. Если измерять характер поведения фактора усиления обратного рассеяния по ходу движения летательного аппарата, то резкое увеличение значения фактора усиления показывает, что впереди находится область сильной турбулентности. Если затем значение фактора усиления резко снижается, то впереди слой, который не представляет опасность, так как имеет маленькую протяженность по ходу движения летательного аппарата. Если падения значения фактора усиления произошло незначительно, то делается вывод, что впереди протяженная область высокой атмосферной турбулентности и надо изменить курс.

Другой важной характеристикой является нормированный коэффициент усиления средней интенсивности рассеянного излучения:

$$K_N(R) = \frac{N(R) - 1}{\max(N(R) - 1)},$$

который показывает пространственную локализацию эффекта усиления в зависимости от расстояния от оси источника излучения в плоскости регистрации. Расчеты нормированного коэффициента усиления для различных значений структурной постоянной показателя преломления представлен на рисунке 3.

Из данных, представленных на рисунке 4, следует, что область пространственной локализации эффекта усиления обратного рассеяния для слоя, расположенного в середине трассы, имеет меньшие размеры, чем для слоя в конце трассы. Для сравнения на рисунке 4 приведены результаты расчёта нормированного коэффициента усиления для однородной по C_n^2 трассы.

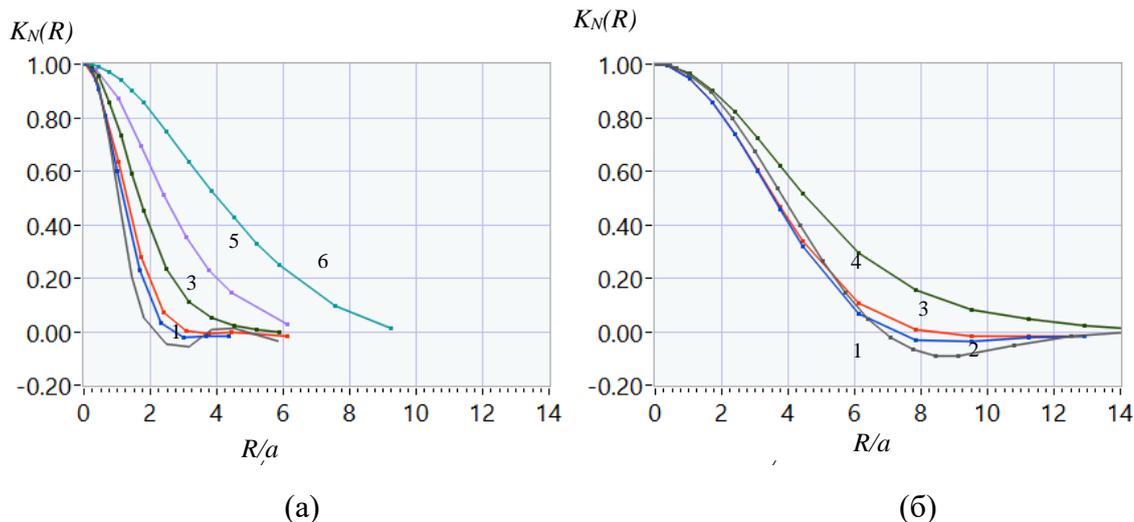


Рисунок 3 – Нормированный коэффициент усиления:
 (а) – слой в середине трассы (кривая 1 – $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, 2 – $C_n^2 = 3 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, 3 – $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, 4 – $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, 5 – $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, 6 – $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$);
 (б) – слой в конце трассы (кривая 1 – $C_n^2 = 3 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, 2 – $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, 3 – $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$, 4 – $C_n^2 = 6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$).

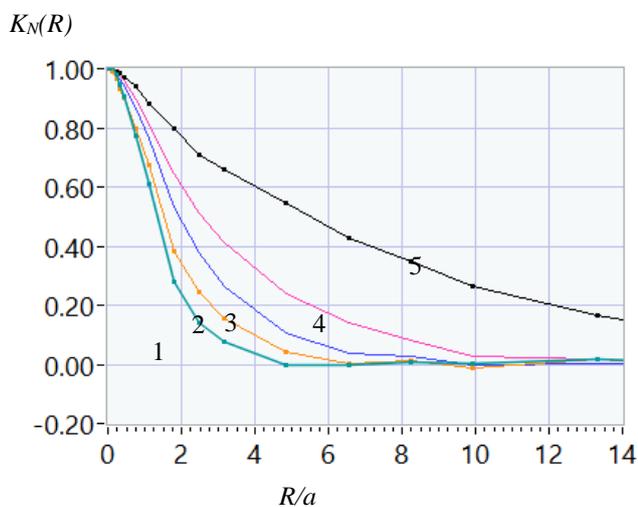


Рисунок 4 – Нормированный коэффициент усиления для случая сплошной однородной турбулентной среды (кривая 1 – $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, 2 – $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, 3 – $C_n^2 = 9 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, 4 – $C_n^2 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, 5 – $C_n^2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$).

Сравнение данных представлено на рисунках 3 и 4 показывает, что наибольшие размеры область пространственной локализации эффекта усиления в плоскости регистрации рассеянного излучения имеет в случае расположения слоя повышенной турбулентности в конце трассы зондирования. Как видно из кривой 5 рисунка 4, (случай сплошной турбулентности),

если этот слой имеет значительную протяженность вдоль трассы зондирования, то по мере смещения к началу трассы размеры области локализации эффекта усиления обратного рассеяния в поперечной плоскости не будут уменьшаться. Этот факт при зондировании с воздушного судна будет свидетельствовать о том, что впереди по курсу полёта находится обширная зона сильной турбулентности.

В заключении можно отметить, что фактор усиления обратного рассеяния зависит от местоположения на трассе зондирования слоя повышенной оптической турбулентности. Он максимален, если слой находится в конце трассы зондирования (кривая 1 на рисунке 2). По мере смещения слоя повышенной турбулентности к середине трассы максимальное значение фактора усиления уменьшается (кривая 2 на рисунке 2). Наибольшие размеры область пространственной локализации эффекта усиления в плоскости регистрации рассеянного излучения имеет в случае расположения слоя повышенной турбулентности в конце трассы зондирования. Если этот слой имеет значительную протяженность вдоль трассы, то по мере смещения к началу трассы размеры области локализации эффекта усиления обратного рассеяния в поперечной плоскости не уменьшаются.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-05-00220.

1. *Banakh V.A., Falits A.V.* Amplification of laser echo signal in a turbulent atmosphere // Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2019. V. 237. Article 106616.

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ БИМОРФНОГО ЗЕРКАЛА И ЖК ПРОСТРАНСТВЕННОГО МОДУЛЯТОРА СВЕТА ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СКВОЗЬ УМЕРЕННО РАССЕЙВАЮЩИЙ АЭРОЗОЛЬ

Галактионов И.^{1,2}, Шелдакова Ю.^{1,2}, Кудряшов А.^{1,2}

¹*Институт динамики геосфер РАН, г. Москва, Россия*

²*ООО «Активная оптика НайтН», г. Москва, Россия*

³*Московский политех, г. Москва, Россия*

galaktionov@activeoptics.ru, sheldakova@nightn.ru, kud@activeoptics.ru

Проведено экспериментальное исследование возможности фокусировки лазерного излучения с длиной волны 0.65 мкм сквозь рассеивающую среду с использованием биморфного адаптивного зеркала с 48 управляющими электродами и жидкокристаллического пространственного модулятора света с разрешением 1920x1080 пикселей. В качестве рассеивающей среды использовалась 5-мм стеклянная кювета, заполненная суспензией полистироловых микросфер диаметром 1 мкм и концентрацией от 10^5 до 10^6 мм⁻³, взвешенных в дистиллированной воде. Согласно принципу подобия, среду с такими параметрами можно в некотором приближении считать эквивалентом слою тумана средней плотности протяженностью от 300 м до 5 км. Численные и экспериментальные исследования показали, что эффективность фокусировки рассеянного лазерного излучения можно увеличить минимум на 60 %.

Введение

Среда называется мутной или рассеивающей, если она обладает явно выраженной оптической неоднородностью, вызванной присутствием примесей частиц с отличающимся показателем преломления (атмосферный аэрозоль, дымка, туман) 1. В такой среде часть энергии распространяющегося излучения поглощается, а часть перераспределяется в пространстве, образуя ореол рассеянного света, который делает очертания рассматриваемых объектов размытыми и препятствует фокусировке излучения. Решение этой проблемы имеет особую значимость для задач увеличения дальности распространения излучения, распознавания образов, передачи информации по оптическим каналам связи 2, 3.

В качестве методов активного управления излучением, распространяющимся в оптически неоднородных средах, можно рассматривать методы адаптивной оптики. С одной стороны, если показатель преломления неоднородной среды изменяется в пространстве плавно и непрерывно, изображение наблюдаемого объекта aberrировано, но различимо на общем фоне, при этом волновой фронт излучения корректно определяется и оптимизируется с использованием принципов классической адаптивной оптики. С другой стороны, если среда (например, биологическая ткань) имеет высокую концентрацию случайных неоднородностей, на

изображении наблюдаемого сквозь неё объекта начинает преобладать шумовая составляющая, и объект становится неразличимым. В этом случае применяются методы управления волновым фронтом (так называемая методика «wavefrontshaping») 3. Настоящая работа посвящена промежуточному режиму 4 – когда излучение, прошедшее рассеивающую среду, является частично когерентным, допустимо определить усреднённый волновой фронт, и методы классической адаптивной оптики ещё остаются эффективными.

В настоящей работе показана возможность принципиального улучшения качества фокусировки лазерного пучка сквозь рассеивающую среду с использованием 48-электродного биморфного адаптивного зеркала и жидкокристаллического пространственного модулятора света с разрешением 1920x1080 пикселей.

Методы фокусировки лазерного излучения

Экспериментально были протестированы 2 методики фокусировки рассеянного пучка.

1. Минимизация смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана⁵ – был использован алгоритм, описанный в⁶. Цель – минимизировать смещения фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана, используя функции отклика биморфного зеркала⁷.

$$S_k = \sqrt{\begin{vmatrix} \Delta x_k \\ \Delta y_k \end{vmatrix}} = \sum_{j=1}^N u_j \cdot b_j(x_k, y_k) \rightarrow MIN$$

где Δx_k – смещение k -го фокального пятна вдоль оси X, Δy_k – смещение k -го фокального пятна вдоль оси Y, N – количество электродов, u_j – напряжение на j -м электроде, $b_j(x_k, y_k)$ – функция отклика j -го электрода.

2. Оптимизация фокуса алгоритмом «восхождения на холм» по фокальному пятну в дальней зоне⁸. Цель метода – максимизировать яркость фокального пятна в дальней зоне, регистрируемого с помощью ПЗС-камеры.

$$(D_x + D_y) \rightarrow \max(D_x, D_y) \rightarrow MAX$$

где D_x – диаметр фокального пятна на ПЗС-камере вдоль оси X, D_y – диаметр фокального пятна на ПЗС-камере вдоль оси Y.

Экспериментальная установка для фокусировки лазерного пучка

Для подтверждения возможности фокусировки лазерного пучка, прошедшего сквозь рассеивающую среду, была собрана экспериментальная установка (рис. 2). Коллимированный лазерный пучок с длиной волны 0.65 мкм падал на стеклянную кювету с суспензией полистироловых микросфер диаметром 1 мкм, взвешенных в дистиллированной воде⁹. Рассеянный пучок попадал на расширяющий телескоп, сопрягающий плоскость выходной грани кюветы и плоскость биморфного зеркала. После отражения от поверхности

зеркала, пучок падал на сужающий телескоп и фиксировался на датчике Шака-Гартмана, при этом часть пучка ответвлялась на ПЗС-камеру с микро-объективом с 20-кратным увеличением.

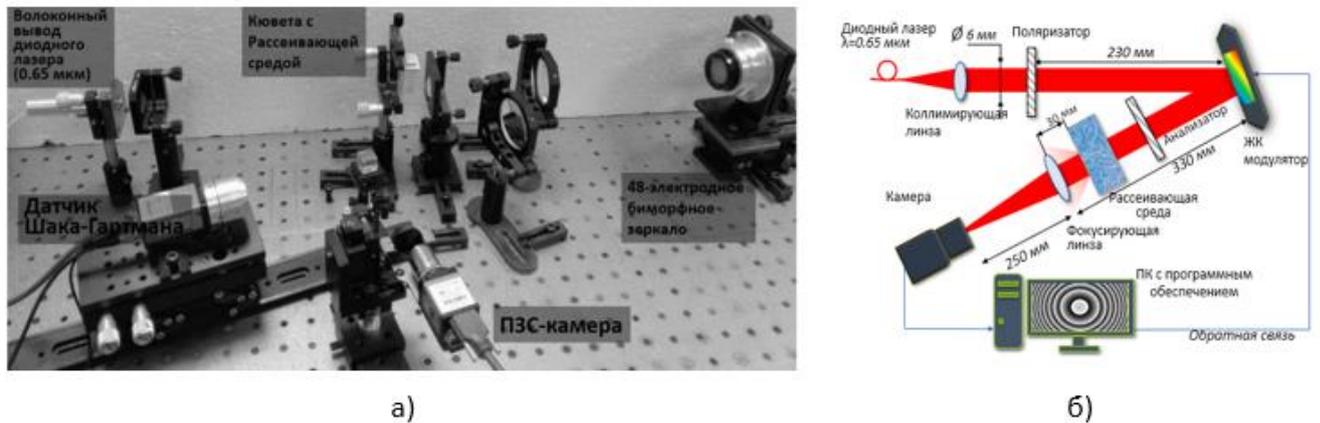


Рис. 2. а) Фотография экспериментальной установки для фокусировки рассеянного лазерного пучка с помощью биморфного зеркала и схема для фокусировки с помощью жидкокристаллического модулятора света.

На подготовительном этапе вместо биморфного зеркала был установлен эталон, кювета была заполнена чистой дистиллированной водой (без рассеивающих частиц) – в таких условиях было зафиксировано фокальное пятно в дальней зоне. Затем эталон был заменён на биморфное зеркало, что привело к ухудшению качества фокального пятна ввиду неизбежной начальной деформации поверхности зеркала. Используя методику оптимизации фокального пятна по интенсивности с помощью алгоритма «восхождения на холм», удалось увеличить начальную яркость фокального пятна в дальней зоне (максимальная интенсивность в пятне была увеличена со 160 до 255 единиц в оттенках серого).

Результаты работы

В результате использования описанных ранее методик удалось увеличить пиковую яркость фокального пятна в дальней зоне на 60 % (рис. 4).

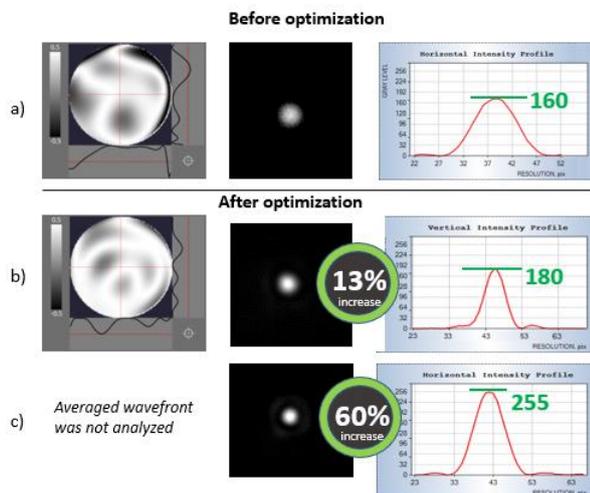


Рис. 4. Результаты фокусировки.

Заключение

Было выполнено экспериментальное сравнение эффективности фокусировки рассеянного излучения с помощью биморфного адаптивного зеркала с 48 электродами и жидкокристаллического пространственного модулятора света с использованием 2 различных методик: минимизации смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана и оптимизации алгоритмом «восхождения на холм» по фокальному пятну в дальней зоне. Компенсация вносимых рассеивающей средой искажений методами и средствами адаптивной оптики позволила увеличить общую яркость фокального пятна в дальней зоне на 60 %.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-09-00706.

1. Tuchin V.V. *Lazeryivolokonnayaoptika v biomeditsinskikh issledovaniyakh* // Lasers and Fibre Optics in Biomedical Research. Moscow: Fizmatlit, 2010.
2. Mosk A.P., Legendijk A., Lerosey G., Fink M. Controlling waves in space and time for imaging and focusing in complex media // *Nature Photonics*. 2012. 6. 283.
3. Vellekoop I. M. and Mosk A. P. Focusing coherent light through opaque strongly scattering media // *OPTICS LETTERS*. 2007. 32. 2309.
4. Vellekoop I.M. Feedback-based wavefront shaping // *OPTICS EXPRESS*. 2015. 23(9). P.12189-12206
5. Nikitin A., Galaktionov I., Denisov D., Karasik V., Sakharov A., Baryshnikov N., Sheldakova J., Kudryasho A. Absolute calibration of a Shack-Hartmann wavefront sensor for measurements of wavefronts // *Proc. of SPIE*. 2019. *Photonic Instrumentation Engineering VI*. 10925. P. 109250K.
6. Kudryashov A.V., Samarkin V.V., Sheldakova Y.V., Aleksandrov A.G., Wavefront compensation method using a shack-hartmann sensor as an adaptive optical element system // *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, 2012. V.48 (2). P. 153-158,
7. Галактионов И., Кудряшов А., Шелдакова Ю., Бялко А., Борсони Ж. Измерение и коррекция волнового фронта лазерного излучения в мутной среде // *Квантовая Электроника*. 2017. т. 47(1). С.32-37.
8. Sheldakova J., Kudryasho A., Samarkin V., Rukosuev A., Alexandrov A., Romanov P. Multi-dither algorithm on Shack-Hartmann wavefront sensor for laser beam formation // *Proc. SPIE* 2010. V. 7789. P.778912.
9. Галактионов И.В., Шелдакова Ю.В., Кудряшов А.В. Анализ aberrаций лазерного излучения, прошедшего сквозь мутную среду // *Квантовая электроника*. 2015. т. 45(2). С.143-144,

ВРЕМЕННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТОВ КАЛИБРОВОЧНЫХ ФУНКЦИЙ В ТРАДИЦИОННОМ ЧИСТО ВРАЩАТЕЛЬНОМ РАМАНОВСКОМ ЛИДАРНОМ МЕТОДЕ

Герасимов В.В. ^{1,2}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

²Томский государственный университет, Россия

gvvsnake@mail.ru

В докладе анализируется устойчивость во времени коэффициентов пяти нелинейных калибровочных функций, используемых для восстановления вертикальных профилей температуры тропосферы (3–9 км) из сигналов чисто вращательных Рамановских (ЧВР) лидаров. Устойчивость коэффициентов исследуется на примере ночных профилей температуры, полученных 6, 7 и 8 апреля 2015 г. с помощью ЧВР-лидара, разработанного в ИМКЭС СО РАН (г. Томск). С помощью сравнительного анализа ошибок калибровки определена калибровочная функция, восстанавливающая температуру тропосферы с наименьшими ошибками за рассматриваемый трёхдневный период измерений.

В последние несколько лет появились новые методы определения вертикальных профилей температуры атмосферы из сигналов чисто вращательных Рамановских (ЧВР) лидаров [1, 2]. Метод, предложенный в работах [3, 4] и требующий калибровки лидаров, в научной литературе стали именовать «традиционным». Новые методы [1, 2] упростили процедуру получения профилей температуры, но не показали преимущества в точности её определения. Поэтому традиционный метод не теряет своей актуальности и последние исследования показали возможность улучшить точность измерений с помощью новых калибровочных функций (КФ) [5, 6]. В традиционном ЧВР лидарном методе температура воздуха T определяется из отношения интенсивностей $Q(T)$ обратно рассеянных лазерных сигналов, выделенных с помощью спектральных фильтров из двух полос ЧВР-спектра молекул N_2 и O_2 . Для восстановления температуры из $Q(T)$, полученного из лидарных измерений, это отношение калибруют, т.е. аппроксимируют $\ln Q(T)$ некоторой КФ. Коэффициенты КФ – калибровочные коэффициенты (КК) – определяются с помощью метода наименьших квадратов с использованием значений $Q(T)$ и эталонного профиля температуры. За эталонный профиль берётся профиль температуры модели атмосферы или профиль, полученный с помощью радиозонда, который запускается одновременно с лидарными измерениями.

Во время измерительной кампании в течение нескольких дней (ночей) может возникнуть ситуация, когда в одну из дат измерений отсутствуют эталонные данные по причине обрыва радиозонда. Возникает вопрос: можно ли использовать эталонные данные, полученные в другие даты измерения, и как это скажется на точности измерения температуры. В данной работе рассматривается трёхдневный период измерений, в каждый из дней которого убираются эталонные профили и температура восстанавливается по эталонным данным за оставшиеся два дня. Для восстановления температуры использовались пять из девяти нелинейных КФ [6], которые обеспечивают меньшие разности между восстанавливаемыми и эталонными

профилями. Устойчивость коэффициентов КФ исследуется на примере ночных профилей температуры, полученных 6, 7 и 8 апреля 2015 г. с помощью ЧВР-лидара, разработанного в ИМКЭС СО РАН (г. Томск) [7]. Для определения температуры используется не КФ $Q = Q(T)$, а функция восстановления температуры (ФВТ) $T = T(Q)$, выведенная из соответствующей КФ. Ниже приведены пять ФВТ, используемых в данной работе. Каждая ФВТ i и её КК (A_i, B_i, C_i, D_i) для удобства пронумерованы ($i = 3, 4, 7, 8$ и 9) в полном соответствии с [6]:

$$T = \frac{C_3}{(\ln Q)^2 + B_3 \ln Q + A_3}, \quad (1)$$

$$T = \frac{\ln Q}{B_4(\ln Q)^2 + A_4 \ln Q + C_4}, \quad (2)$$

$$T = \frac{D_7}{(\ln Q)^3 + C_7(\ln Q)^2 + B_7 \ln Q + A_7}, \quad (3)$$

$$T = \frac{(\ln Q)^2}{B_8(\ln Q)^3 + A_8(\ln Q)^2 + C_8 \ln Q + D_8}, \quad (4)$$

$$T = \frac{\ln Q}{C_9(\ln Q)^3 + B_9(\ln Q)^2 + A_9 \ln Q + D_9}. \quad (5)$$

Ввиду отсутствия возможности запускать радиозонды одновременно с лидарными измерениями, эталонные температурные точки $T_{\text{эт.}}$ над Томском во время измерений (рис. 1–3) определялись с помощью карт абсолютной барической топографии. Лидарные измерения в Томске проводились близко по времени (около 06:00) к запускам радиозондов на ближайших к Томску метеостанциях, по показаниям которых строились данные карты. Методика определения эталонных точек по таким картам подробно описана в [7].

На рис. 1, *а* показаны четыре профиля температуры, восстановленные из лидарных данных, полученных 6 апреля. По лидарным данным за 6 апреля профили восстанавливались с помощью ФВТ 4 с КК (A_4, B_4 и C_4), определёнными по эталонным данным за 6, 7 и 8 апреля. Также рассматривалась ситуация, когда эталонные данные за 6 апреля отсутствовали и КК определялись как среднее от соответствующих КК, определённых по эталонным данным за 7 и 8 апреля. При исследовании сравнивались две характеристики. На рис. 1, *б* показана разность по модулю $|T_{\text{эт.}} - T_i|$ между эталонными точками на Томском $T_{\text{эт.}}$ и соответствующими значениями температуры T_i , восстановленными с помощью ФВТ 4. Индекс i принимает значения 6, 7, 8 и “ср.”, что означает следующее: T_6, T_7 и T_8 соответствуют профилям, восстановленным с помощью ФВТ 4 с КК, определёнными по эталонным данным за 6, 7 и 8 апреля; $T_{\text{ср.}}$ – профиль, восстановленный с использованием усреднённых КК, определённых по эталонным данным за 7 и 8 апреля. На рис. 1, *в* показаны разности по модулю $|T_6 - T_j|$ между профилем T_6 и остальными профилями. На рис. 2 и 3 представлены профили температуры, восстановленные по лидарным данным за 7 и 8 апреля, соответственно (все характеристики аналогичны рис. 1).

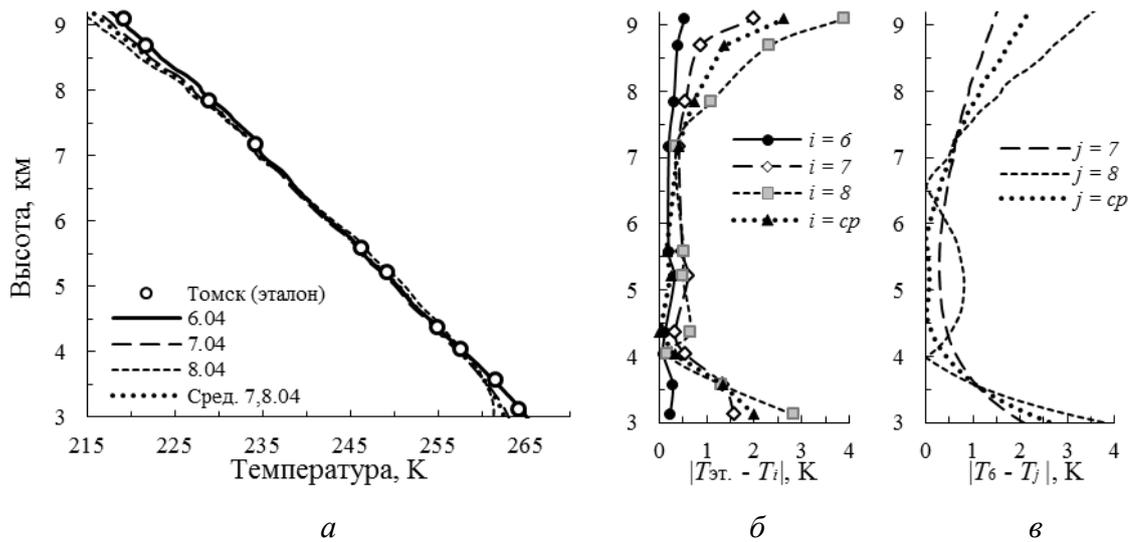


Рис. 1. Профили температуры, восстановленные из лидарных данных, полученных за 6 апреля (а); разности по модулю $|T_{\text{эт.}} - T_i|$ (б) и $|T_6 - T_j|$ (в) (см. описание в тексте).

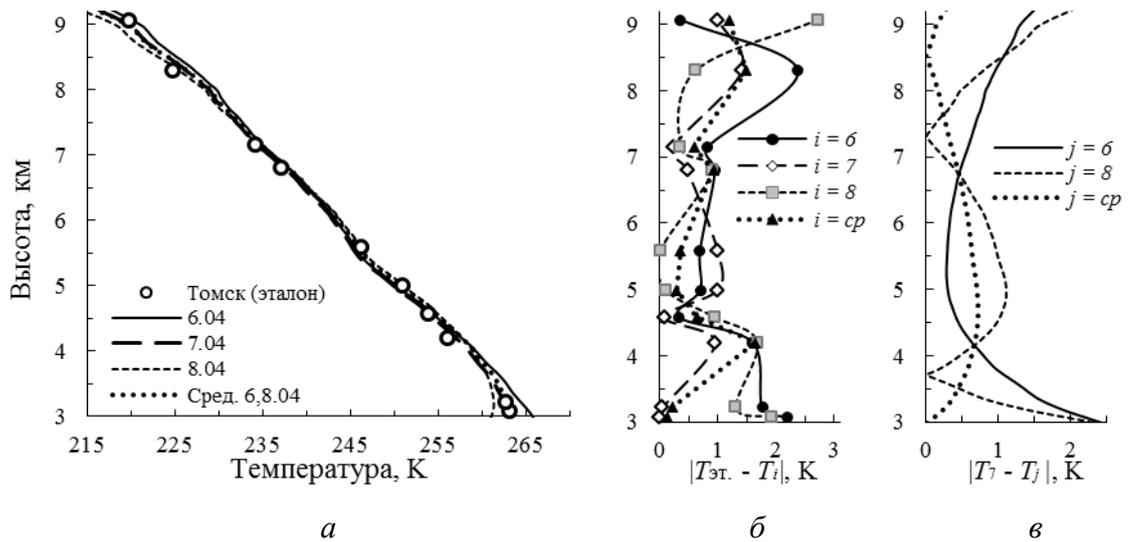


Рис. 2. Профили, восстановленные из лидарных данных за 7 апреля (а); (б) и (в) (см. описание в тексте).

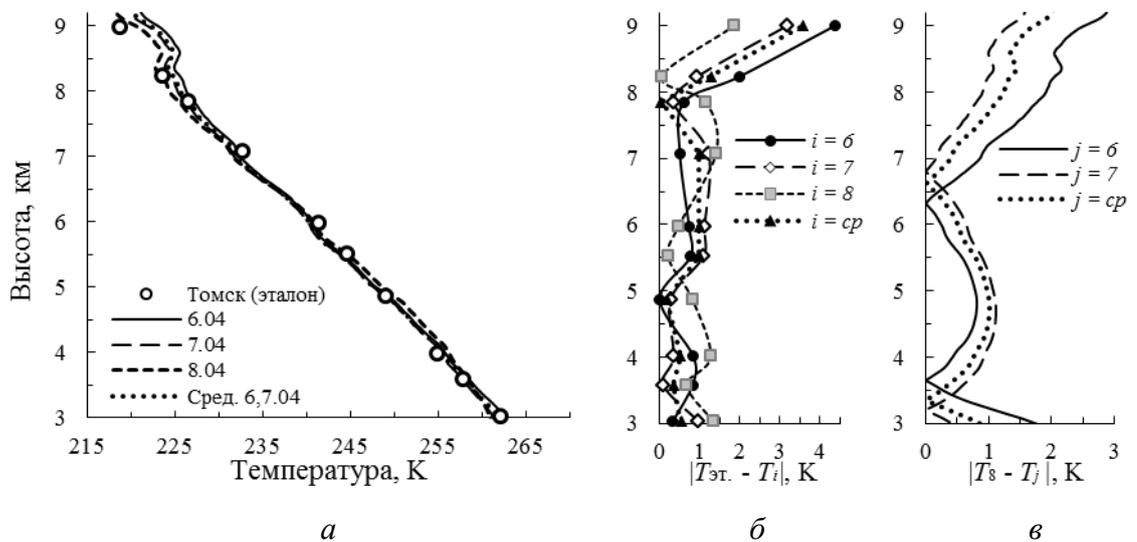


Рис. 3. Профили, восстановленные из лидарных данных за 8 апреля (а); (б) и (в) (см. описание в тексте).

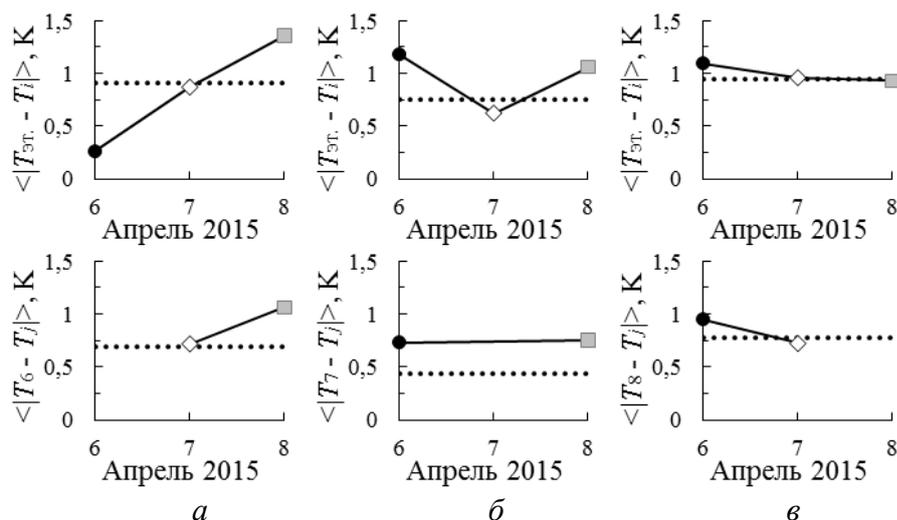


Рис. 4. Средние по высоте абсолютные значения разностей $\langle |T_{\text{Эт.}} - T_i| \rangle$ и $\langle |T_6 - T_j| \rangle$ (а), $\langle |T_7 - T_j| \rangle$ (б), $\langle |T_8 - T_j| \rangle$ (в).

По рис. 1–3 трудно судить о степени отличия профилей друг от друга, поэтому на рис. 4 представлены средние по высоте абсолютные значения разностей $\langle |T_{\text{Эт.}} - T_i| \rangle$ и $\langle |T_{6,7,8} - T_j| \rangle$. Средние значения КК, определённые по имеющимся в наличии эталонным данным, позволяют с высокой точностью восстанавливать температуру в день измерений без эталонных данных.

Проведённые исследования показали следующие результаты. В каждую из дат измерения (6, 7 и 8 апреля 2015 г.) ФВТ 7, 8 и 9 с четырьмя КК восстанавливают профили температуры с меньшими ошибками, чем трёхкоэффициентные ФВТ 3 и 4. ФВТ 7 является самой точной из всех рассмотренных функций, что согласуется с результатами [6]. С другой стороны, ФВТ 3 и 4 с меньшими (по сравнению с ФВТ 7–9) ошибками восстанавливают профили за даты измерений, в которые отсутствуют эталонные данные. Следовательно, коэффициенты ФВТ 3 и 4 наиболее устойчивы во времени, по крайней мере, в трёхдневный период измерений. ФВТ 4 показала наименьшие ошибки по усредненным параметрам. Поэтому при восстановлении температуры за конкретную дату измерений предпочтительнее использовать ФВТ 7, а при отсутствии эталонных данных – ФВТ 3 и 4 с КК, усреднёнными за остальные дни измерений.

Автор благодарит В.Л. Правдина, В.В. Зуева, А.В. Павлинского и Д.П. Мордус (Нахтигалову) за помощь в получении лидарных данных и эталонных температурных точек.

1. Miao Weng, Fan Yi, Fuchao Liu, Yunpeng Zhang, Xiangliang Pan. Single-line-extracted pure rotational Raman lidar to measure atmospheric temperature and aerosol profiles // Opt. Express. V. 26, N 21. P. 27555-27571.
2. Mahagammulla Gamage, S., Sica, R.J., Martucci, G., Haeefele, A. Retrieval of temperature from a multiple channel pure rotational Raman backscatter lidar using an optimal estimation method // Atmos. Meas. Tech. 2019. V 12, N 11. P. 5801–5816.
3. Cooney J.A. Measurement of atmospheric temperature profiles by Raman backscatter // J. Appl. Meteorol. 1972. V. 11, N 1. P. 108–112.
4. Arshinov Yu.F., Bobrovnikov S.M., Zuev V.E., Mitev V.M. Atmospheric temperature measurements using a pure rotational Raman lidar // Appl. Opt. 1983. V. 22. N 19. P. 2984–2990.
5. Gerasimov V.V., Zuev V.V. Analytical calibration functions for the pure rotational Raman lidar technique // Optics Express. 2016. V. 24, N 5. P. 5136–5151.
6. Gerasimov V.V. Comparative analysis of calibration functions in the pure rotational Raman lidar technique // Appl. Phys. B. 2018. V. 124, N 7. P. 134.
7. Zuev V.V., Gerasimov V.V., Pravdin V.L., Pavlinskiy A.V., Nakhtigalova D.P. Tropospheric temperature measurements with the pure rotational Raman lidar technique using nonlinear calibration functions // Atmos. Meas. Tech. 2017. V. 10, N 1. P. 315–332.

ИЗМЕРЕНИЯ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ ХОЛОДНОГО АЭРОЗОЛЯ НАД ГОРОДОМ ЧИТА

Бордонский Г.С., Гурулев А.А., Орлов А.О.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт природных ресурсов, экологии и криологии Сибирского отделения Российской академии наук

lgc255@mail.ru, sansang@mail.ru, orlov_a_o@mail.ru

Ключевые слова: тепловой ИК-диапазон, радиационная температура, лед 0, холодный аэрозоль, инверсия.

Выполнено измерение загрязненной зимней атмосферы при инверсии температура над г. Чита в тепловом ИК-диапазоне. Обнаружено возрастание радиационной температуры при температуре слоя воздуха $-23\text{ }^{\circ}\text{C}$ вблизи поверхности, на которой была установлена измерительная аппаратура. Эффект связывается с образованием сегнетоэлектрического льда 0 в пористых увлажненных диэлектрических частицах при данной температуре.

Введение. Жидкая вода может существовать в увлажненной пористой среде при ее охлаждении до $-70\text{ }^{\circ}\text{C} \dots -90\text{ }^{\circ}\text{C}$ [1]. В работе [2] было обращено внимание на возрастание затухания электромагнитного излучения при его распространении через нанопористые увлажненные частицы при отрицательных температурах. Этот эффект становится особенно заметным в инфракрасном и микроволновом диапазонах из-за большого погонного затухания излучения в жидкой воде. В настоящей работе выполнено измерение ИК-излучения холодного аэрозоля над г. Чита для изучения особенностей температурных изменения его электромагнитных характеристик при фазовых превращениях воды в порах аэрозольных частиц.

Постановка задачи. Известно, что при понижении температуры жидкая вода замерзает, переходя в кристаллические модификации лед Ih и Ic. Вместе с тем, в [3-5] было показано, что при температурах ниже $-23\text{ }^{\circ}\text{C}$ вода может превращаться в иную кристаллическую модификацию – лед 0. Эта модификация имеет сегнетоэлектрические свойства и при конденсации на диэлектрической поверхности образует на их границе двойной электрический слой, обладающий высокой электропроводностью [6]. Электропроводность в слое порядка 1 нм может на 5-6 порядков превосходить ее значение в объеме материала. Несмотря на его малую толщину в случае большой удельной поверхности пор возникают значительное возрастание фактора потерь в микроволновом диапазоне [7]. В зависимости от свойств носителей заряда этот эффект может сохраняться до частот дальнего и среднего ИК-диапазонов. Кроме того, появление сложной электрической структуры может приводить к дополнительному поглощению излучения и усилению эффектов рассеяния, т.е. к росту экстинкции.

Таким образом, в общем случае сложно определить электромагнитные потери в веществе холодного аэрозоля в широком интервале температур. Однако, исходя из общих представлений,

холодный аэрозоль должен обладать особым температурными характеристиками. Одна из особых температурных точек должна находиться вблизи $-23\text{ }^{\circ}\text{C}$, ниже которой вода, в случае ее замерзания, переходит в сегнетоэлектрическую модификацию – лед 0 [3-5].

Методика измерений. Измерения излучения атмосферы г. Чита выполнены в январе 2020 г с использованием ИК-радиометра с пироэлектрическим детектором на длины волн 8-12 мкм. Дополнительно измеряли микроволновое излучение атмосферы на длине волны 2,4 мм (в полосе частот 124...125 ГГц) с использованием супергетеродинного радиометра и излучение в видимом диапазоне для регистрации облачных образований. Также выполняли измерения приземной температуры воздуха. Во время проведения экспериментов ее значение изменялось в пределах $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$... $-2\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ширина диаграммы направленности объектива ИК-радиометра $\sim 6^{\circ}$, антенны СВЧ-радиометра $\sim 3^{\circ}$, датчика видимого излучения $\sim 10^{\circ}$. Угол наблюдения $\alpha \sim 45^{\circ}$, приборы ориентировались на юго-восточном направлении. Приборы располагали в центральной части города на высоте 675 м над уровнем моря. Наинизшая часть города находится над уровнем моря 640-650 м [8].

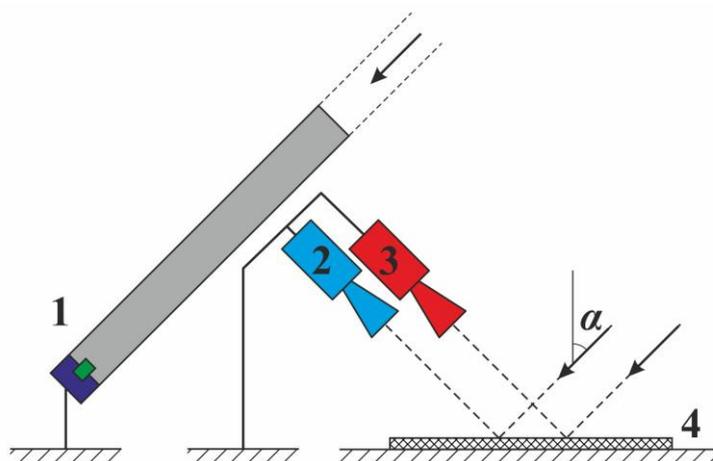


Рисунок 1 – Схема установки для ИК измерений атмосферного аэрозоля. 1 – датчик видимого излучения, 2 – ИК-радиометр, 3 – СВЧ-радиометр, 4 – металлическое зеркало

Результаты измерений. Результаты измерений радиационной температуры (T_r) в ИК диапазоне, отражающие зависимость ее от температуры приземного воздуха при отсутствии облачности, приведены на рисунке 2.

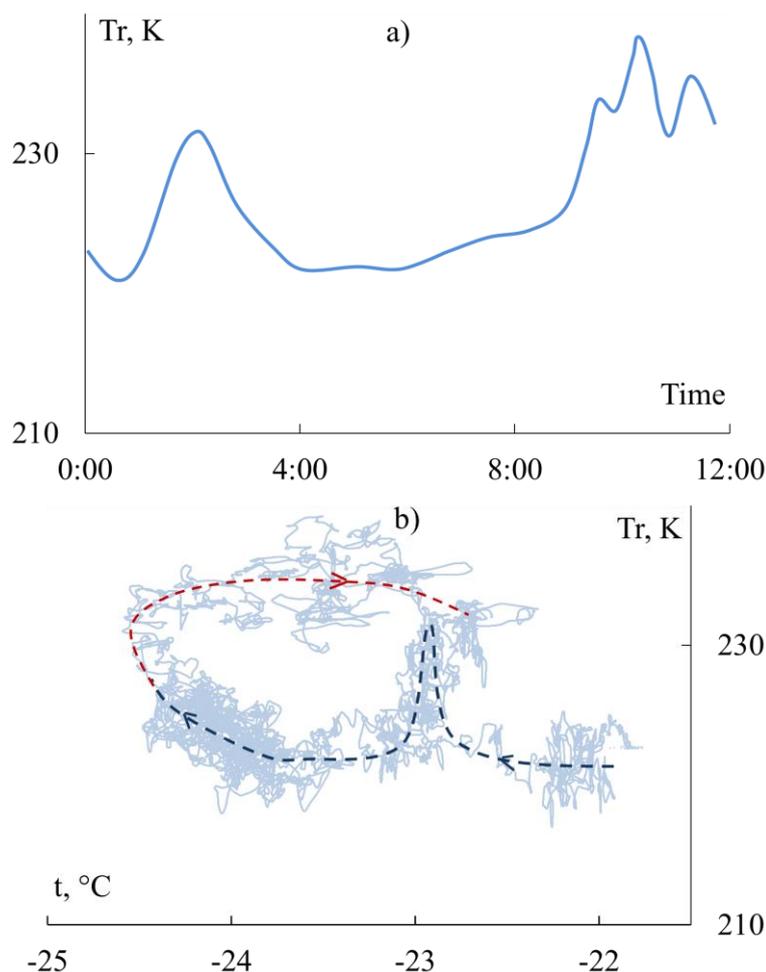


Рисунок 2 – а) Зависимость среднего значения радиационной температуры в тепловом ИК-диапазоне от времени атмосферы г. Чита 17.01.20 (время местное). б) То же в зависимости от температуры приземного воздуха в месте установки измерительной аппаратуры (по всему набору измеренных точек). Штриховая линия – среднее значение величины от температуры (стрелками указано направление изменения сигнала во времени)

Характерной особенностью зимней погоды в г. Чита является инверсия температуры при антициклоне и из-за расположения города в горной впадине. Инверсия температуры достигает 2-3 км с возрастанием температуры по вертикали $\sim 1^\circ\text{C}$ на 100 м [8]. Поэтому в более верхних слоях температура выше, чем это представлено на рисунке. Возникновение слоя приземной инверсий приводит к загрязнению атмосферы промышленными выбросами, из которых пыль в наибольшей степени влияет на радиационную температуру в ИК окне прозрачности. По данным метеостанции в нижней части города метеорологическая видимость 17.01.20 составила ~ 4 км.

Выводы. При суточных вариациях состояния зимней атмосферы, содержащей увлажнение пылевые частицы в приземном слое, наблюдали особенности радиационной температуры в

тепловом ИК-диапазоне при их температуре $-23\text{ }^{\circ}\text{C}$, что можно объяснить замерзанием части жидкой воды при температурах ниже $-23\text{ }^{\circ}\text{C}$ с образованием льда 0. В этом случае радиационная температура возрастает за счет как собственного, так и рассеянного восходящего излучений из-за появления высоко проводящего слоя на границе сегнетоэлектрического льда 0 и диэлектрика. Приращение радиационной температуры определяется долей диэлектрических частиц в общей массе аэрозоля, их увлажнением и пористости.

1. *Limmer D.T., Chandler D.* Phase diagram of supercooled water confined to hydrophilic nanopores // *Journal of Chemical Physics*. 2012. V. 137, N 4. P. 1841-1844

2. *Bordonskiy G.S., Gurulev A.A., Orlov A.O.* Attenuation of microwave radiation at millimeter waves in supercooled water of atmospheric aerosols // *Proc. SPIE 10833, 24th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics*. 2018. P. 1083322-1/5.

3. *Russo J., Romano F., Tanaka H.* New metastable form of ice and its role in the homogeneous crystallization of water // *Nature Materials*. 2014. V. 13, N 7. P. 733-739.

4. *Quigley D., Alfè D., Slater B.* Communication: On the stability of ice 0, ice i, and Ih // *Journal of Chemical Physics*. 2014. V. 141, N 16. P. 161102-1/5.

5. *Бордонский Г.С., Орлов А.О.* Признаки возникновения льда "0" в увлажненных нанопористых средах при электромагнитных измерениях // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2017. Т. 105, № 7-8. С. 483-488.

6. *Korobeynikov S.M., Melekhov A.V., Soloveitchik Yu.G., Royak M.E., Agoris D.P., Pyrgioti E.* Surface conductivity at the interface between ceramics and transformer oil // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2005. V. 38, N 6. P. 915-921.

7. *Bordonskiy G.S., Orlov A.O.* Electric properties of supercooled water contained in cylindrical nanopores / *arXiv:1303.4873v1 (cond-mat.soft)*. 20 Mar 2013. 5 p.

8. *Климат Читы / Под редакцией Ц.А. Швер, И.А. Зильберштейна. Л.: Гидрометеиздат, 1982. 246 с.*

СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДАХ С СИЛЬНО ВЫТЯНУТЫМИ ИНДИКАТРИСАМИ

Илюшин Я.А.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Институт радиотехники и электроники В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

e-mail: ilyushin@phys.msu.ru

Исследована слабая локализация в средах с сильно вытянутыми индикатрисами рассеяния. Ранее известная теория обобщена для случая неравномерного сечения обратного рассеяния в задней полусфере. Получены асимптотические выражения для интенсивности обратного рассеяния в малоугловом диффузионном приближении.

Когерентное усиление обратного рассеяния (слабая локализация) является одним из основных когерентных волновых эффектов, характерных для случайных сред самой различной природы [1-4]. В средах, состоящих из частиц, не малых по сравнению с длиной волны, обычно преобладает рассеяние на малые углы. Слабая локализация в таких средах имеет свои специфические особенности, проявляющиеся в периферических областях (крыльях) пика обратного рассеяния [5-7].

Мотивацией к данному исследованию является достижение более глубокого понимания процессов формирования различных частей пика когерентного обратного рассеяния. Для этого, в данном исследовании анализируются и обобщаются асимптотические закономерности слабой локализации, установленные ранее.

Эффект когерентного усиления обратного рассеяния (слабой локализации) в случайных средах впервые был теоретически предсказан в работах [1-2]. В работе [3] эффект проанализирован в приближении двукратного рассеяния. В дальнейшем, в работе [4] была предложена диффузионная теория эффекта, применимая к средам с сильно вытянутыми индикатрисами в транспортном приближении.

Систематическое исследование слабой локализации в таких средах было проведено Рогожкиным [5]. В этой работе было показано, что периферийные области (т.н. "крылья") пика обратного рассеяния сформированы квазиоднократно обратно рассеянной компонентой излучения. В работах [5-7] различные асимптотические выражения для когерентно обратного рассеянного излучения были получены для различных индикатрис рассеяния. В работе [8] некоторые из этих приближенных решений проверены непосредственным численным расчетом. В работе [9] аналогичные приближенные решения получены для сред с систематическим градиентом коэффициента преломления.

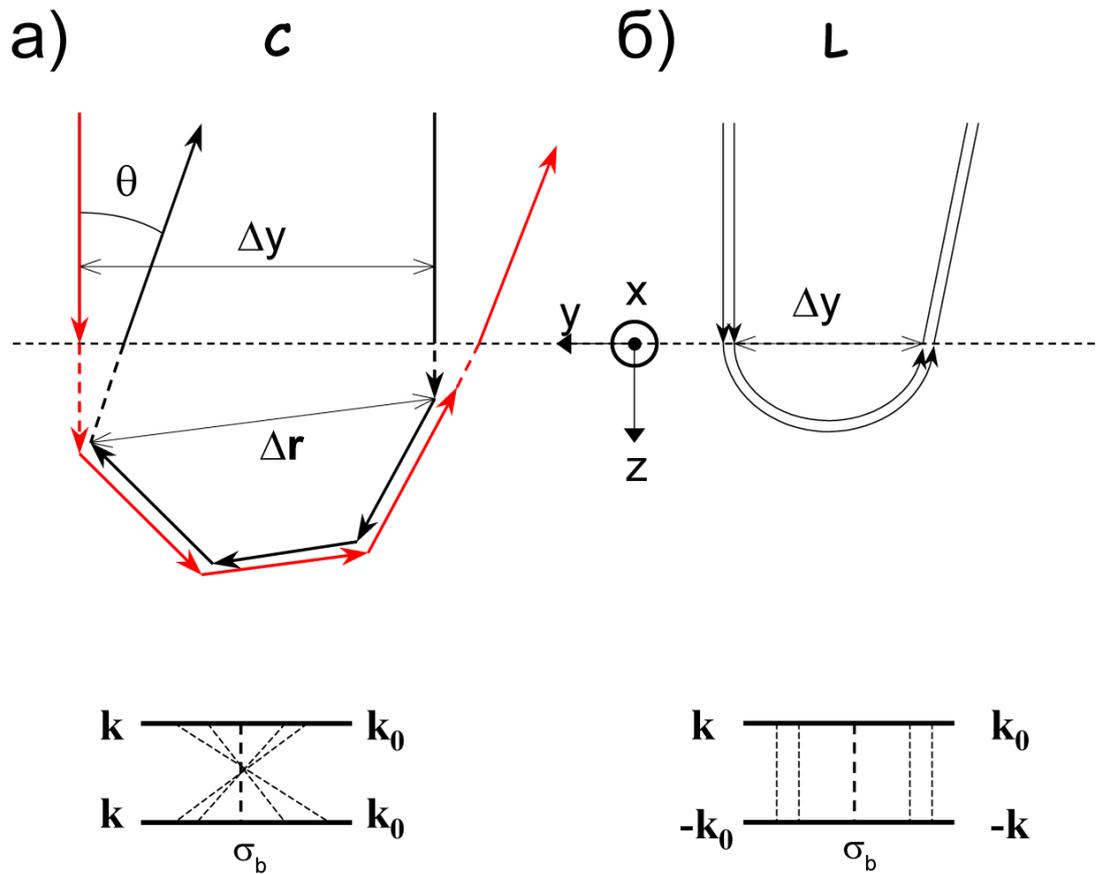


Рисунок 1 — Эквивалентные диаграммы обратного рассеяния

В приближении Тверского, задача о слабой локализации может быть сведена к задаче для уравнения переноса излучения (УПИ) с точечным мононаправленным (ТМ) источником излучения (рис. 1). Без учета поляризации излучения, в силу принципа взаимности амплитуды рассеянного излучения, прошедшего по встречным траекториям циклической диаграммы (рис. 1, а), равны друг другу. Таким образом, интенсивности рассеяния циклической и лестничной диаграмм оказываются равны друг другу с точностью до фазового множителя, зависящего лишь от фазового угла рассеяния. Тем самым, расчет циклических диаграмм рассеяния сводится к расчету эквивалентных им лестничных диаграмм, что в ряде случаев оказывается значительно проще на практике. В работе [10] получены формулы связи между циклическими и лестничными диаграммами для поляризованного излучения.

Этот приближенный подход широко распространен и неоднократно обсуждался во многих работах (см., например, [4-9] и цитированную там литературу). В данной работе анализируется и уточняется полученное в рамках этого подхода асимптотическое выражение

для интенсивности когерентно рассеянной компоненты в крыльях пика обратного рассеяния [5-7]. Целью настоящей работы является расчет обратно рассеянных интенсивностей в эффектах слабой локализации с учетом неоднородности дифференциального сечения обратного рассеяния при малых фазовых углах и, в частности, уточнение формул усреднения для эффективного сечения σ_b . В ней проанализированы эффекты обратного рассеяния в средах с сильно вытянутыми вперед индикатрисами рассеяния. Исследовано влияние неравномерности сечения однократного рассеяния вблизи обратного направления. Получены асимптотические решения для обратно рассеянной интенсивности для быстро убывающих малоугловых индикатрис $\propto o(\theta_s^{-4})$.

Недостаточно быстро убывающие в указанном смысле индикатрисы требуют дополнительного исследования. Оценка когерентно рассеянной компоненты интенсивности обратного рассеяния получена в работах [5,6]. В работе [9] этот результат обобщен для сред с регулярными градиентами коэффициента преломления, и получены соответствующие асимптотические выражения для когерентно рассеянной компоненты интенсивности. Когда средний квадрат угла рассеяния в малоугловом приближении конечен $\langle \theta_s^2 \rangle < \infty$, квадратичное приближение характеристической функции индикатрисы рассеяния $\chi(\omega)$ соответствует ее дифференциальной (тейлоровской) аппроксимации при $\omega = 0$. Дифференциальные свойства характеристической функции $\chi(\omega)$ в нуле определяются поведением сечения рассеяния при больших углах рассеяния θ_s , при которых теряет смысл собственно малоугловое приближение. Тем не менее, в работах [6,7] получены асимптотические решения для нескольких индикатрис рассеяния, в том числе для убывающих медленнее четвертой степени θ_s . В рамках малоуглового приближения, средний квадрат угла рассеяния оказывается бесконечным $\langle \theta_s^2 \rangle = \infty$. Однако, в реальности угол рассеяния вместе с его средним квадратом ограничен на сфере направлений рассеяния $0 \leq \theta_s \leq \pi$, и для больших (близких к единице) значений параметра асимметрии рассеяния g может быть эффективно определен по формуле

$$\langle \theta_s^2 \rangle \approx 2(1-g) .$$

По этой причине асимптотические решения, полученные с помощью тейлоровских аппроксимаций характеристических функций, требуют тщательной проверки. Исследование этого вопроса является темой отдельной самостоятельной работы.

Настоящее исследование проведено в рамках государственного задания МГУ № 01200408544 и частично поддержано грантом Российского Научного Фонда (РНФ) 17-77-20087 и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ) 15-02-05476 и 15-45-03266. Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования

сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова [Воеводин и др., 2012].

1. *Watson K. M.* Multiple Scattering of Electromagnetic Waves in an Underdense Plasma // *J. Math. Phys.* 1969. V.10. P.688.
2. *Barabanenkov Yu. N.* Wave corrections to the transfer equation for “back” scattering. // *Radiophysics and Quantum Electronics.* 1973, V.16, №1. PP 65-71.
3. *Tsang L., Ishimaru A.* Backscattering enhancement of random discrete scatterers. // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1984. V.1 №8. C.836--839.
4. *Akkermans E., Wolf P. E., Maynard R.* Coherent backscattering of light by disordered media: Analysis of the peak line shape. // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V.56. №14. PP.1471--1474.
5. *Rogozkin D. B.* Coherent backscattering of waves from disordered systems with large-scale inhomogeneities. // *Laser Physics.* 1995. V.5. №4. P.787--792.
6. *Marinyuk V. V., Rogozkin D. B.* Effects of nondiffusive wave propagation upon coherent backscattering by turbid media. // *Laser Physics.* 2009. V.19. №2. PP.176--184.
7. *Marinyuk V. V., Rogozkin D. B.* Wings of coherent backscattering from a disordered medium with large inhomogeneities. // *Phys. Rev. E.* 2011. V.83. P.066604.
8. *Ilyushin Ya. A.* Backscattering halo from the beam in the scattering medium with highly forward peaked phase function: is it feasible? // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2012. V.29. №9. PP.1986--1991.
9. *Ilyushin Ya. A.* Coherent backscattering enhancement in medium with variable refractive index. // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* 2013. V.117. PP.133--139.
10. *Mishchenko, M. I.* Polarization effects in weak localization of light: Calculation of the copolarized and depolarized backscattering enhancement factors // *Physical Review B.* 1991. V.44. №22. PP.12597-12600.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РОЛИ ВЛИЯНИЯ ОБЩЕГО СОДЕРЖАНИЯ ОЗОНА, ОБЛАЧНОСТИ, АЭРОЗОЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ И АЛЬБЕДО ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА УРОВЕНЬ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ РАДИАЦИИ ПО ДАННЫМ МНОГОЛЕТНИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ТОМСКЕ

Белан Б.Д., Ивлев Г.А., Складнева Т.К.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: bbd@iao.ru, ivlev@iao.ru, tatyana@iao.ru

В докладе анализируются вариации значений приземной ультрафиолетовой радиации, определяемые влиянием общего содержания озона (ОСО), облачностью, аэрозольной оптической толщиной (АОТ), альbedo подстилающей поверхности. Для этого используются многолетние ряды наблюдений приземной ультрафиолетовой (В) радиации в городе Томске, ОСО, АОТ и др. Выявлена хорошая обратная корреляционная зависимость между изменениями УФ–В радиации и общим содержанием озона, как для отдельных лет, так и всего периода наблюдений. Максимальная корреляционная зависимость наблюдалась в 2011 году ($r=-0,42$), минимальная – в 2006 ($r=-0,22$). Установлена количественная связь между УФ–В радиацией и зенитным углом Солнца для разных диапазонов изменения ОСО при разных типах подстилающей поверхности (снег, нет снега).

Ультрафиолетовая радиация (УФ), поступающая на земную поверхность, является важным фактором влияния на многие атмосферные процессы, на изменение состава атмосферы в приземном слое. Уровень УФ–радиации в приземном слое атмосферы зависит от облачности, альbedo подстилающей поверхности, атмосферного аэрозоля, озона и некоторых других малых газовых примеси. Для коротковолновой части спектра УФ–радиации существенно увеличивается роль общего содержания озона.

В данной работе проанализированы взаимосвязи вариаций значений приземной ультрафиолетовой радиации с общим содержанием озона (ОСО), облачностью, аэрозольной оптической толщиной (АОТ) и альbedo подстилающей поверхности.

Для этого использованы данные многолетнего мониторинга УФ–В радиации (2003-2016 гг.) на TOR-станции ИОА СО РАН ($56^{\circ}28'$ с.ш., $85^{\circ}03'$ в.д.) [1]. Измерения осуществляются ультрафиолетовым пиранометром UVB-1 (Yankee Environmental Systems, Inc., США), данные о содержании озона в столбе атмосферы и АОТ₅₀₀ полученные при спутниковых наблюдениях прибором AIRS (Atmospheric Infrared Soudne) и аэрозольных измерениях солнечным фотометром в Томске (программа Aerosol Robotic Network – AERONET) [2]. Дополнительно привлекалась информация о количестве и форме облаков из синоптической базы данные за 1993-2016 гг.

Рассчитаны суточные суммы УФ–В радиации по данным ежечасных наземных измерений интегральной интенсивности УФ–В радиации. Суточное поступление УФ–В радиации имеет

ярко выраженный годовой ход с максимумом в летний период и минимумом зимой. С целью исключить влияние годового хода УФ–В радиации для оценки взаимосвязи вариаций УФ–В радиации и ОСО использовалось сравнение отклонений суточных сумм УФ–В радиации и средних значений ОСО для каждого дня (Y_i) от средних многолетних значений для данного дня времени года ($Y_{i\text{сред}}$). Полученный результат нормировался на средние многолетние значения для данного дня времени года за рассматриваемый период (2003-2016 гг.). Отклонения рассчитывались по формуле:

$$\Delta_i = (Y_i - Y_{i\text{сред}})/Y_{i\text{сред}} \cdot 100\% .$$

Таким образом, было получено два многолетних ряда (2003-2016 гг.) дневных отклонений УФ-В радиации ($\Delta\text{УФ-В}_i$) и ОСО ($\Delta\text{ОСО}_i$), а так же ряды отклонений для каждого года. Между этими рядами выявлена существенная обратная корреляционная зависимость, как для отдельных лет, так и всего периода наблюдений. Максимальная корреляционная зависимость наблюдалась в 2011 году ($r=-0,42$), минимальная – в 2006 ($r=-0,22$). Все значения коэффициента корреляции значимы с вероятностью 0,9995.

Для оценки совместного влияния облачности и АОТ на суточное поступление УФ-В радиации при изменении ОСО из всего массива данных было сформировано несколько массивов, отсортированных по признаку наличия того или иного балла облачности в светлое время суток. В итоге получилось пять массивов с разным баллом общей облачности ($N_{\text{общ}}$): $N_{\text{общ}} \leq 2$, $2 < N_{\text{общ}} \leq 4$, $4 < N_{\text{общ}} \leq 6$, $6 < N_{\text{общ}} \leq 8$, $8 < N_{\text{общ}} \leq 10$. Затем внутри каждого из пяти полученных массивов данных, были выбраны дни с $\text{АОТ}_{500} \leq 0,15$ (чистая атмосфера). На рисунке 1 для примера показана зависимость приращения УФ–В радиации от приращения общего содержания озона при облачности меньше 2 баллов

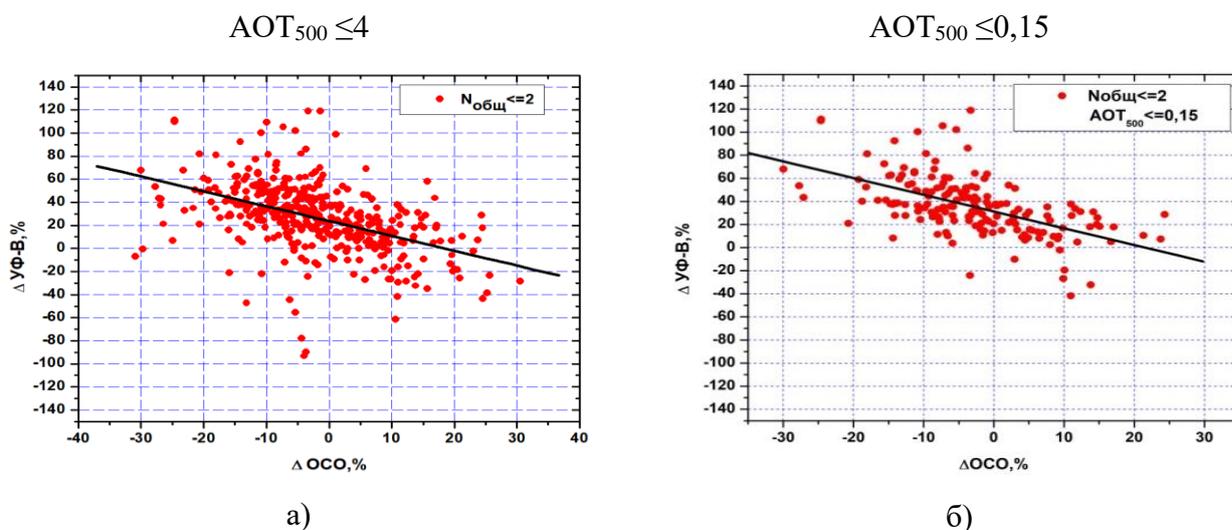


Рисунок 1 – Регрессионная связь $\Delta\text{УФ-В}_i$ и $\Delta\text{ОСО}_i$.

В условиях прозрачной атмосферы с облачностью до 6 баллов приращение дневных сумм УФ–В радиации (в случае уменьшения ОСО) на 30,1% выше среднего многолетнего значения. Однако, для такого же балла облачности, но без учёта АОТ, среднее многолетнее приращение УФ–В радиации составляет уже 23%. Для облачности $6 < N_{\text{общ}} \leq 8$ и $8 < N_{\text{общ}} \leq 10$ в условиях прозрачной атмосферы приращение УФ–В радиации составляет 19,2% и 2,5% соответственно, без учёта АОТ – 14,9% и -8,4%.

Для анализа взаимосвязей вариаций значений приземной ультрафиолетовой радиации с альбедо подстилающей поверхности из общего массива данных исключены ситуации дымов ($АОТ > 0,3$) и проведена группировка отобранных значений по типу подстилающей поверхности (наличие (снег) или отсутствие снежного покрова (нет снега)). Произведена группировка полученных двух массивов данных на подмассивы по признакам нахождения Солнца в определенных диапазонах зенитных углов ($N^\circ \leq Z < (N+2)^\circ$) в момент проведения измерения УФ-радиации в диапазоне $50^\circ \leq Z < 74^\circ$. Для исключения влияния облачности был сформирован массив данных при условии ясного неба ($N_{\text{общ}} = 0 \div 2$ балла) – 2595 случаев, который в дальнейшем использовался.

Установлена количественная связь между УФ–В радиацией и зенитным углом Солнца для разных диапазонов изменения ОСО и двух типов подстилающей поверхности (снег, нет снега). В диапазонах изменения ОСО 300-400 и 400-500 е.Д. изменение УФ–В радиации хорошо аппроксимируется полиномом 2-й степени (коэффициент детерминации $R^2 = 0,99$) (рис.2). Для ОСО=200-300 е.Д. картина иная: при отсутствии снега изменение УФ–радиации также хорошо описывается полиномом 2-й степени, при условии снежного покрова (из-за слабой статистической обеспеченности) – нет, поэтому выявление каких либо закономерностей в данном диапазоне изменения ОСО не представляется возможным.

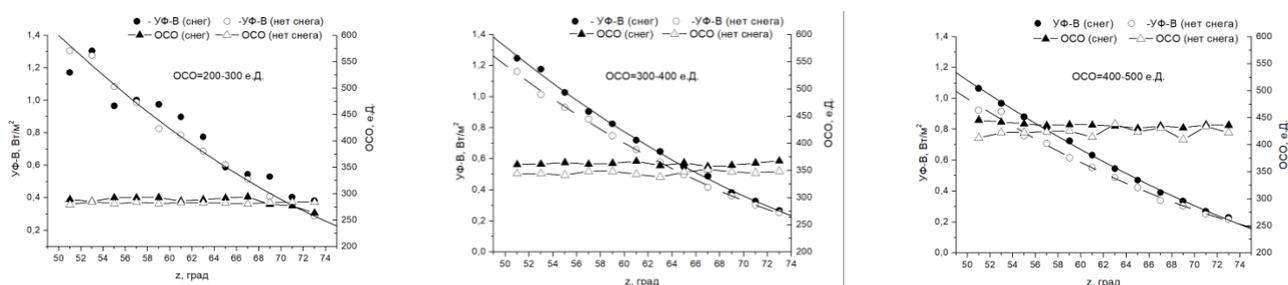


Рисунок 2 – Зависимость УФ–В радиацией от зенитного угла Солнца для разных диапазонов изменения общего содержания озона ($N_{\text{общ}} = 0-2$ балла, $АОТ < 0,3$).

Из рисунка 2 видно, что средние значения ОСО при устойчивом снежном покрове превышают средние значения ОСО при отсутствии снега. Несмотря на это отмечается увеличение уровня УФ–В радиации при устойчивом снежном покрове на подстилающей

поверхности на 8-10% по сравнению с уровнем УФ–В радиации при отсутствии снега и ОСО=300-400 е.Д. и на 11-12% при ОСО=400-500 е.Д. и $Z < 68^\circ$.

Рассчитаны соотношения относительных изменений УФ–В радиации и ОСО – RAF (Radiation Amplification Factor) [3] ($RAF = (\Delta U\Phi\text{-}B / U\Phi\text{-}B) / (\Delta ОСО / ОСО)$) для каждого диапазона зенитных углов ($N^\circ \leq Z < (N+2)^\circ$) лежащего в пределах ($50^\circ < Z < 74^\circ$) для двух типов подстилающей поверхности (рис.3). Из рисунка 3 следует, что RAF для идентичных условий ОСО при наличии и отсутствии снега на подстилающей поверхности имеет как существенно отличающиеся значения, так и различный характер поведения в зависимости от зенитного угла Солнца.

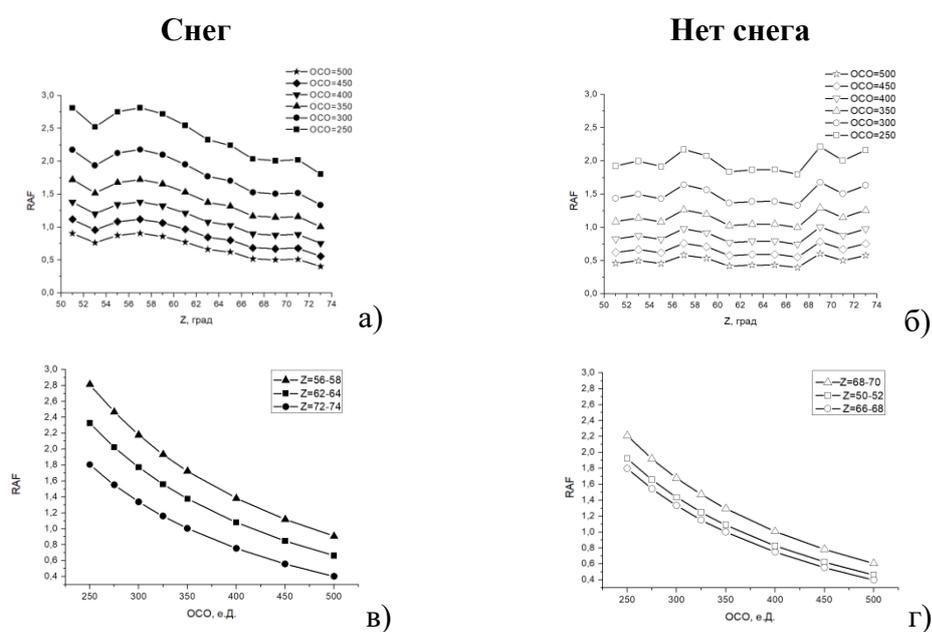


Рисунок 3 – RAF в зависимости от зенитных углов Солнца (а,б) и общего содержания озона (в,г) – максимальные, средние и минимальные RAF.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №19-05-50024. Для выполнения гранта использовалась инфраструктура ИОА СО РАН, созданная и эксплуатируемая по госзаданию № АААА-А17-117021310142-5, включая ЦКП «Атмосфера».

1. Давыдов Д.К., Белан Б.Д., Антохин П.Н., Антохина О.Ю., Антонович В.В., Аршинова В.Г., Аршинов М.Ю., Ахлестин А.Ю., Белан С.Б., Дудорова Н.В., Ивлев Г.А., Козлов А.В., Пестунов Д.А., Рассказчикова Т.М., Савкин Д.Е., Симоненков Д.В., Складнева Т.К., Толмачев Г.Н., Фазлиев А.З., Фофонов А.В. Мониторинг атмосферных параметров: 25 лет TOR-станции ИОА СО РАН // Оптика атмосф. и океана. 2018. Т. 31, N 10. С.845-853.
2. https://aeronet.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/type_one_station_opera_v2_new.
3. Booth CR, Madronich S Radiation amplification factors: improved formulation accounts for large increases in ultraviolet radiation associated with Antarctic ozone depletion. Ultraviolet radiation in Antarctica: measurements and biological effects. Antarctic research series. 1994. 62. p. 39–42.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ЛУЧА ЛАЗЕРА ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ НАВИГАЦИИ

Е.Г. Каблукова¹, С.М. Пригарин^{1,2}, В.Г. Ошлаков³

¹ Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН

пр. Академика Лаврентьева, 6, 630090, г. Новосибирск, Россия

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

³ Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН,

пл. Академика Зуева, 1, 634055, г. Томск, Россия

e-mail: kablukovaE@sscc.ru, sergeim.prigarin@gmail.com, oshlakov@iao.ru

Ключевые слова: лазерная система навигации, облачность, метод Монте-Карло, рассеяние лазерного излучения, угловые распределения радиации

Аннотация. Работа посвящена моделированию методом Монте-Карло рассеяния лазерного излучения в облачной среде и построению изображения луча лазера на фотоприемнике навигационной системы. Изучается вклад излучения разной кратности рассеяния в интенсивность сигнала на фотоприемной матрице.

Исследование особенностей распространения лазерного излучения в рассеивающих средах представляет интерес при решении широкого спектра прикладных задач. Одной из таких задач является разработка лазерных инструментальных систем посадки летательных аппаратов (ЛА) и проводки судов в условиях плохой видимости, см., например, [1, 2]. При посадке ЛА лазерный луч системы навигации совпадает по направлению с глиссадой. Два фотоприемных блока, размещенных на ЛА на базовом расстоянии от изображений луча, определяют положение луча и глиссады в системе координат самолета, что позволяет определять положение точки касания взлетно-посадочной полосы в условиях плохой видимости. При этом актуальной является задача оценки мощности излучения и определения вкладов излучения различной кратности рассеяния в изображении луча лазера на фотоприемной матрице.

Для решения задачи были построены оценки статистического моделирования потока излучения в фиксированных точках пространства r_d относительно положения луча навигационной системы для граничных плоскостей обзора фотоприемной матрицы α_{35} и α_{75} , имеющих углы наклона $\psi=35^\circ$ и 75° относительно прямой, содержащей луч лазера (рис. 1). Кроме этого, вычислялись угловые распределения направлений фотонов с различной кратностью рассеяния. Для решения задачи построены оценка по столкновениям потока излучения прямым методом Монте-Карло и локальная оценка в точку r_d . При построении оценки потока излучения прямым методом точка $r_d = (x_d, y_d, z_d)$ условно помещалась в

некоторый «регистрирующий» объем V . Статистика набиралась по направлениям движения всех фотонов, которые испытали столкновения в объеме V , при этом угол φ между вектором направления до рассеяния $\omega=(a, b, c)$ и плоскостью обзора α_ψ должен быть меньше заданного достаточно малого угла ($|\varphi| < \Delta\varphi$). Ввиду симметрии задачи относительно луча источника в качестве регистрирующего объема рассматривалось кольцо точек, расположенных на одинаковых расстояниях r_\perp от луча. Оценка потока излучения нормировалась с учетом регистрирующего объема и телесного угла приема. Для оценки угловых распределений в плоскости α_i построены гистограммы частот попадания проекции вектора ω на плоскость α_ψ для интервала углов $(0, \pi)$, причем начало отсчета в гистограмме частот соответствует направлению \mathbf{r}_{v_0} движения фотона от луча лазера к приемнику излучения.

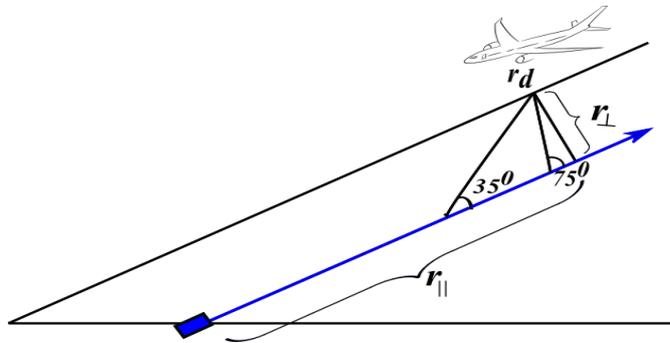


Рисунок 1 – схема задачи

Также была построена локальная оценка [4] углового распределения потока излучения на фотоприемник. Локальная оценка потока излучения $I^{(k)}$ в k -ый угловой элемент гистограммы с размером ячейки $\Delta\theta$ имеет вид:

$$I^{(k)} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \xi_m^{(k)}, \quad \xi^{(k)} = \sum_{j=1}^N Q_j \eta^{(k)}(\mathbf{r}_j, \boldsymbol{\omega}_j, \mathbf{r}_d), \quad \eta^{(k)}(\mathbf{r}_j, \boldsymbol{\omega}_j, \mathbf{r}_d) = \frac{\exp(-\sigma_{ext} |\mathbf{r}_d - \mathbf{r}_j|) g(\mu) \Delta(\Omega^{(k)})}{2\pi |\mathbf{r}_d - \mathbf{r}_j|^2 2 \sin(\Delta\varphi) \Delta\theta},$$

где M – число моделируемых траекторий фотонов, $(\mathbf{r}_j, \boldsymbol{\omega}_j)$ – координаты j -ой точки столкновения в траектории фотона при решении уравнения переноса излучения методом Монте-Карло, r_d – координаты приемника излучения, $Q_j = q^j$ – статистический вес фотона после j -го столкновения, N – номер последнего столкновения в траектории фотона, $g(\mu)$ – индикатриса рассеяния, интеграл от которой по интервалу $[-1, 1]$ равен единице, μ – косинус угла рассеяния между направлением движения фотона до столкновения и вектором $\mathbf{s} = \mathbf{r}_d - \mathbf{r}_j$. $\Delta(\Omega^{(k)})$ – индикатор области $\Omega^{(k)}$, для которой угол между вектором \mathbf{s} и плоскостью α_ψ меньше $\Delta\varphi$, а угол между проекцией вектора \mathbf{s} на плоскость α_ψ и \mathbf{r}_{v_0} находится в k -ой ячейке гистограммы.

Результаты расчетов двумя методами совпадают в пределах статистической погрешности. Ниже приведены результаты расчетов потока излучения на фотоприемнике в точке r_d для оптических расстояний от источника до приемника излучения $\tau_{\parallel} = \sigma_{ext}\tau_{\parallel} = 5$ и $\tau_{\parallel} = 7$, расстояние от приемника до луча лазера $r_{\perp} = 15$ м. В качестве модели облачной среды рассматривается однородный рассеивающий слой с коэффициентом ослабления $\sigma_{ext} = 0.016 \text{ м}^{-1}$, альбедо однократного рассеяния $q = 0.98922$ и индикатрисой рассеяния, соответствующей модели облака С1 из [3] для длины волны 1.5 мкм.

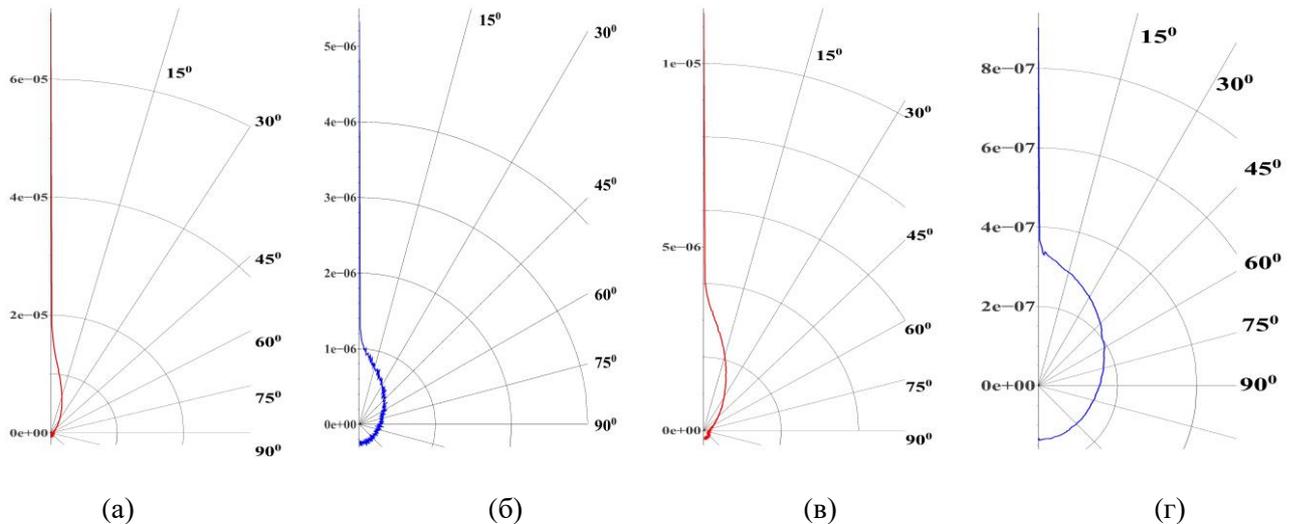


Рисунок 2 – Угловые распределения полного потока излучения на фотоприемнике в плоскостях α_{35} (а) и α_{75} (б) для $\tau_{\parallel} = 5$, а также α_{35} (в) и α_{75} (г) для $\tau_{\parallel} = 7$ в полярной системе координат

Предполагается, что источник излучения находится в точке $(0,0,0)$, луч лазера направлен вдоль вектора $(0,0,1)$. Область моделирования траекторий фотонов – прямоугольный цилиндр высоты 1000 м и радиуса 1000 м, ось которого направлена вдоль вектора $(0,0,1)$, начало координат расположено на оси цилиндра на высоте 100 м над нижним основанием. За пределами цилиндра находится абсолютный поглотитель. Размеры области моделирования подбирались таким образом, чтобы увеличение ее объема практически не влияло на результаты расчетов. Для построения оценок угловых распределений моделировались порядка 10^{10} траекторий фотонов. Для оценки прямым методом Монте-Карло область V определялась отклонениями по вертикальной оси ± 10 м, а также отклонениями по расстоянию от оси лазера ± 2 м, $\Delta\varphi = 5^\circ$. Локальная оценка определялась в точке r_d для $\Delta\varphi = 5^\circ$. На рис. 2 представлены угловые распределения потока излучения на фотоприемной матрице для $\tau_{\parallel} = 5$ и $\tau_{\parallel} = 7$ в крайних плоскостях обзора навигационной системы α_{35} и α_{75} . На рис. 3 изображены угловые распределения интенсивности излучения с кратностью рассеяния от 2 до 5 и многократного

рассеяния с кратностью больше 5 для $\tau_{\parallel} = 5$ в плоскостях α_{35} и α_{75} , а также интенсивности многократного рассеяния, за вычетом вкладов первой и второй кратностей рассеяния. Следует отметить, что в отличие от результатов аналогичных вычислений [5] методом малоуглового приближения в наших расчетах отсутствуют локальные минимумы и максимумы потока излучения, представленные в работе [5] на рис. 2(б).

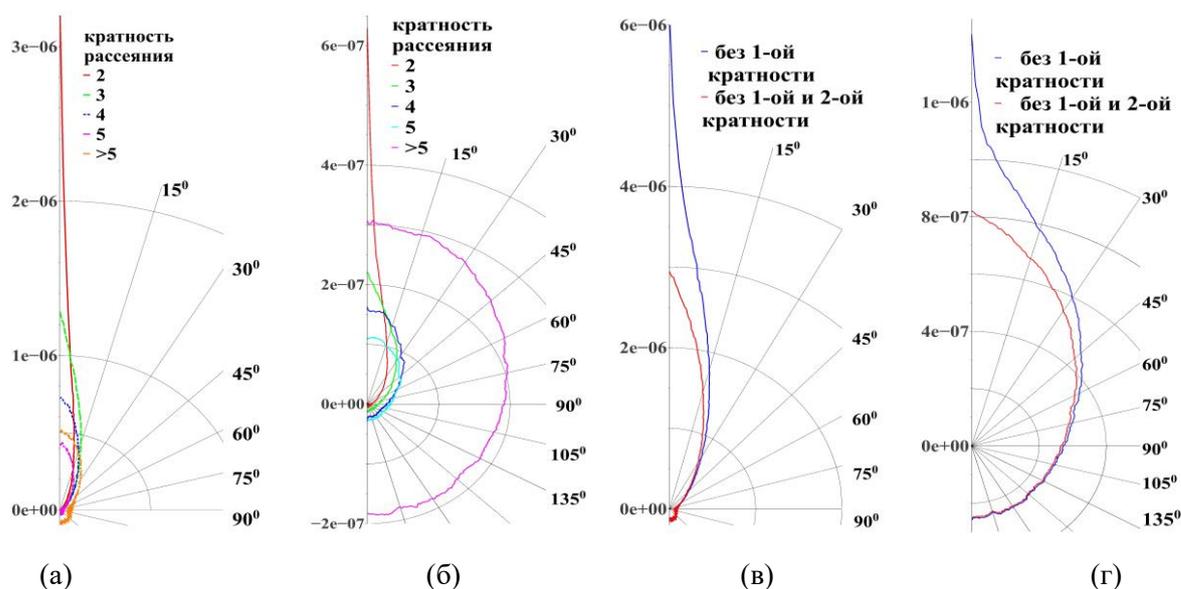


Рисунок 3 – Вклады в угловые распределения потока излучения ($\tau_{\parallel} = 5$) с кратностью рассеяния от 1 до 5, многократного рассеяния с кратностью более 5 в плоскостях α_{35} (а) и α_{75} (б), и поток излучения при отсутствии первой и второй кратности рассеяния в α_{35} (в) и α_{75} (г)

Работа выполнена в рамках гос. задания 0315-2019-0002 и при поддержке РФФИ (проект 18-01-00609).

Литература

1. Ошлаков В.Г., Цвык Р.Ш., Илюшин Я.А. Оптическая инструментальная система ориентирования в условиях недостаточной видимости // Сборник трудов научно-технической конференции «Техническое зрение в системах управления 2012». Москва. 2012.
2. Ошлаков В.Г., Цвык Р.Ш., Солдатов А.Н., Илюшин Я.А. Принципы построения лазерных лучевых инструментальных систем ориентирования Ч.1 // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56, № 10/2. С. 84-93.
3. Deirmendjian D. Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions. New York: American Elsevier, 1969.
4. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск. Наука. 1976.
5. Ошлаков В.Г., Илюшин Я.А., Пеньков П.Н. Поляризационные методы исследования рассеянного излучения в глубинном режиме. Труды XXII Международного симпозиума "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы" 2016, Томск.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ СЛОИСТОЙ ОБЛАЧНОСТИ С ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНОЙ, ВОССТАНОВЛЕННОЙ ПО ДАННЫМ CARRIBA И VERDI

Каблукова Е.Г.¹, Пригарин С.М.^{1,2}

¹ Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, г. Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Россия

jane_k@ngs.ru, sergeim.prigarin@gmail.com

Работа посвящена анализу влияния пространственной неоднородности слоистой и перистой облачности на потоки проходящей и отраженной солнечной радиации. Радиационные характеристики рассчитывались для облачных слоёв с неоднородными полями оптической толщины, полученными по данным наблюдений в ходе экспериментов CARRIBA и VERDI.

Исследование влияния облаков на радиационные потоки на поверхности Земли и в атмосфере представляет собой важную проблему при изучении климата и решении задач дистанционного зондирования. Целью настоящей работы является анализ возможного влияния пространственной неоднородности облачных слоев на радиационные потоки в атмосфере на конкретных примерах наблюдаемых полей оптической толщины арктических слоистых и перистых тропических облаков, а также оценка погрешностей, вносимых однородными моделями облачности. Потоки пропущенного и отраженного излучения для облачных слоев с неоднородной структурой полей оптической толщины и для соответствующих однородных моделей оценивались методом Монте-Карло. Поля оптической толщины были получены в ходе измерений, проведенных в рамках экспедиций CARRIBA (Cloud, Aerosol, Radiation, and Turbulence in the Trade Wind Regime over Barbados [1]) в апреле 2011 года на о. Барбадос и VERDI (Vertical Distribution of Ice In Arctic clouds [2]) в окрестностях г. Инувик (Канада) в мае 2012 года. Двумерные поля оптических толщин перистых облаков были восстановлены по результатам наземного дистанционного зондирования, арктических слоистых – по результатам самолетных измерений для диапазона длин волн от 400 до 970 нм с разрешением 1.25 нм [2, 3].

В среднем облака арктических широт имеют меньшую мощность (и водность), чем облака умеренных широт при той же температуре [4]. Кроме того, вероятность существования переохлажденной жидкой фазы в полярных облаках выше, чем в облаках умеренных широт. Согласно исследованиям [5], проведенным над морем Бофорта, в июне 1995 в жидкокапельных облаках эффективный радиус каплей r_{eff} арктических облаков изменялся от 4.5 до 11.7 мкм, и в среднем равнялся 7.8 мкм. В работе [6] утверждается, что значение r_{eff} может меняться в пределах от 3.6 мкм до 11.4 мкм со средним значением 7.5 мкм для полярных облаков нижнего уровня. По измерениям арктических облаков в окрестностях Шпицбергена [7] значение

эффективного радиуса капель варьируется в пределах от 2 до 14 мкм со средним значением 8 мкм. Согласно [8] средний радиус капель в арктических слоистых облаках равен примерно 5 мкм (измерения проводились в июне 1980 года над морем Бофорта).

Для статистического моделирования переноса солнечной радиации в слоистых жидкокапельных облаках использовались индикатрисы рассеяния для моделей Stratus Maritime (средний радиус капель - 8.18, эффективный радиус - 11.28 мкм, средний косинус угла рассеяния - 0.867) и Stratus Continental (средний радиус капель - 5.57, эффективный радиус - 7.33 мкм, средний косинус угла рассеяния - 0.865) из пакета OPAC [8] для длины волны 550 нм. Для перистых облаков использовалась индикатриса модели OPAC Cirrus_1 (средний косинус угла рассеяния - 0.783). Перенос солнечного излучения моделировался методом Монте-Карло для горизонтальных слоёв с полями оптической толщины St-01 (участок 10 км на 1.27 км, 4000×467 пикселей), St-04 (10.5 км на 1.21 км, 3750×467 пикселей) жидкокапельных арктических облаков и полем оптической толщины Ci-01 (15.7 км на 7.47 км, 3270×1023 пикселей) перистых облаков, см. [3, 10]. Средняя оптическая толщина поля St-01 $\bar{\tau} = 9.9769$, среднее квадратическое отклонение $\sigma_{\tau} = 1.545$, $\tau_{min} = 2.038$, $\tau_{max} = 17.457$; для поля St-04 $\bar{\tau} = 14.3377$, $\sigma_{\tau} = 2.36$, $\tau_{min} = 4.609$, $\tau_{max} = 23.887$; для Ci-01 $\bar{\tau} = 0.4124$, $\sigma_{\tau} = 0.164$, $\tau_{min} = 0.0085$, $\tau_{max} = 1.225$. Предполагалось, что высота облачного слоя равна 200 м для арктических слоистых облаков и 50 м – для перистых. На рис. 1 даны плотности одномерных распределений полей оптических толщин исследуемых облаков. Моделирование длины свободного пробега фотона в неоднородной среде проводилось методом максимального сечения. Отметим, что поглощение в видимом диапазоне длин волн незначительно (для жидкокапельных облаков альbedo однократного рассеяния равно $1-2.4 \times 10^{-7}$, поглощение в кристаллическом облаке отсутствует). На рис. 2 представлены поле оптической толщины слоистого облака St-01 (2000×467 пикселей) и рассчитанные поля пропущенной и отраженной радиации при вертикальном падении излучения.



Рисунок 1 - Плотности распределения оптической толщины облачных полей St-01, St-04, Ci-01

Согласно исследованиям [4, 11], влияние пространственной неоднородности облачных слоев на радиационные потоки в атмосфере, пропускание радиации слоистыми и слоисто-кучевыми облаками из-за неоднородности увеличивается на 5–15 % по сравнению с

однородным слоем средней оптической толщины. Моделирование методом Монте-Карло для каскадной модели облачности с учетом подстилающей поверхности [12] показало, что абсолютное смещение значений альbedo для однородного плоского слоя в арктических слоистых облаках не превышает 0.02 (величина относительного смещения альbedo ниже 2%), и абсолютное смещение коэффициента пропускания не более 0.05, но величина относительного смещения коэффициента пропускания может превышать 10%.

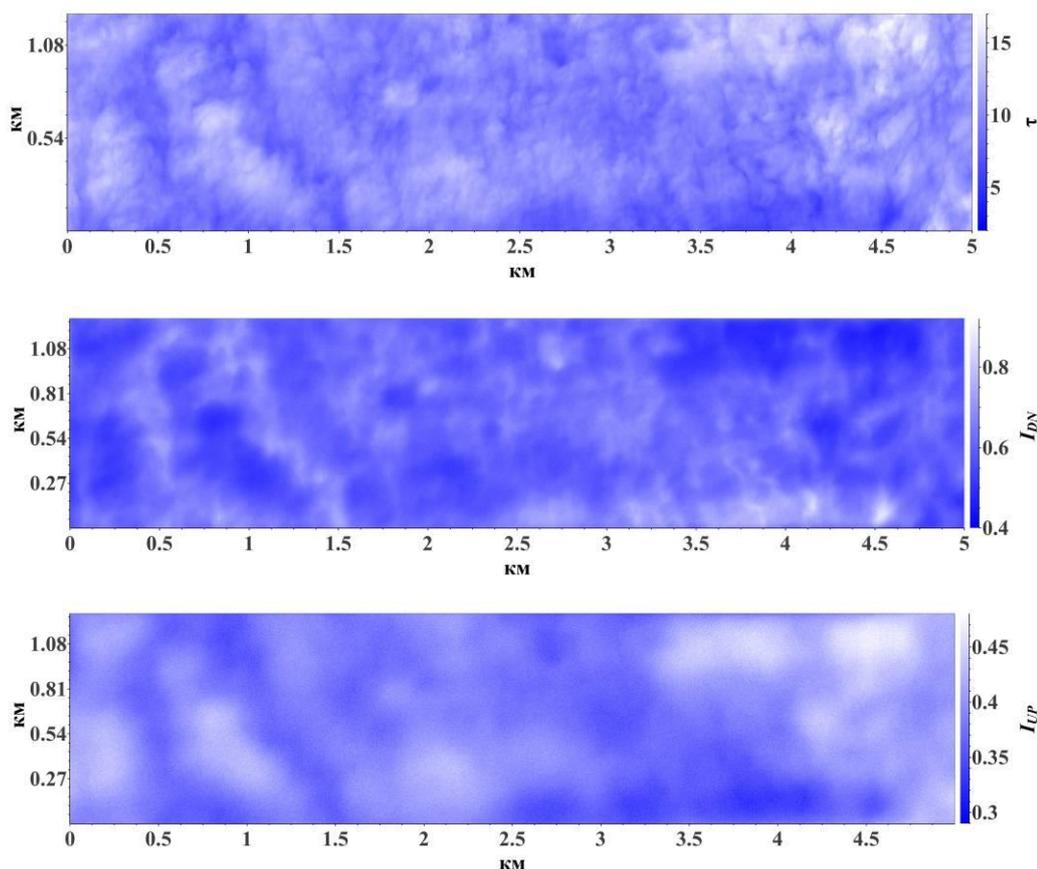


Рисунок 2 – Поле оптической толщины облака St-01 (сверху), поле проходящей радиации I_{DN} (в центре) и поле отраженной радиации I_{UP} (снизу) при вертикальном угле падения излучения.

Наши расчеты показали практически полное совпадение интегральных и угловых характеристик излучения, отраженного и пропущенного случайными облачными полями с реальной оптической толщиной (St-01, St-04, Ci-01), наблюдаемой в экспедициях CARRIBA и VERDI для арктических слоистых и перистых облаков, с соответствующими характеристиками, рассчитанными для однородных облачных слоев со средней оптической толщиной. Результаты расчетов представлены в таблицах 1 и 2 для зенитных углов источника 0° и 60° . Среднеквадратическое отклонение оценок альbedo по результатам статистического моделирования не превышает значения $2 \cdot 10^{-5}$ для арктических слоистых облаков и $6 \cdot 10^{-6}$ – для перистых облаков, что позволяет говорить о точности 4 и 5 знаков после десятичной точки,

соответственно. Относительная погрешность вычисления альбеда при переходе к однородному слою не превышает 1% для слоистых облаков и 2.5% для перистых.

Таблица 1. Альбеда A , рассеянное пропущенное T и прямое пропущенное излучение T_0 для неоднородных и однородных плоских слоев, зенитный угол источника - 0°

	St-01, $\bar{\tau} = 9.9769$	Однор. сл., $\tau = 9.9769$	St-04, $\bar{\tau} = 14.3377$	Однор. сл., $\tau = 14.3377$	Ci-01, $\bar{\tau} = 0.4124$		Однор. сл., $\tau = 0.4124$
St Mar.	A=0.3866	A=0.3895	A=0.4897	A=0.4942	Ci-01	A=0.03429 T=0.29503 T ₀ =0.67068	A=0.03432 T=0.30363 T ₀ =0.66206
St Cont.	A=0.4024	A=0.4055	A=0.5054	A=0.5101			

Таблица 2. Альбеда A , рассеянное пропущенное T и прямое пропущенное излучение T_0 для неоднородных и однородных плоских слоев, зенитный угол источника - 60°

	St-01, $\bar{\tau} = 9.9769$	Однор. сл. $\tau = 9.9769$	St-04, $\bar{\tau} = 14.3377$	Однор. сл. $\tau = 14.3377$	Ci-01, $\bar{\tau} = 0.4124$		Однор. сл. $\tau = 0.4124$
St Mar.	A=0.5825	A=0.5844	A=0.6553	A=0.6579	Ci-01	A=0.09199 T=0.44763 T ₀ =0.46039	A=0.09316 T=0.46850 T ₀ =0.43834
St Cont.	A=0.5934	A=0.5956	A=0.6659	A=0.6686			

Авторы благодарят М. Schäfer за предоставленные данные по полям оптической толщины облачных полей и Бориса Александровича Каргина за плодотворные обсуждения. Работа выполнена в рамках гос. задания 0315-2019-0002 и при поддержке РФФИ (проект 18-01-00609).

1. Sieber H., Beals M., Bethke J., et al. The fine-scale structure of the trade wind cumuli over Barbados – an introduction to the CARRIBA project // Atmos. Chem. Phys. 2013. V.13. P. 10061–10077.
2. Schäfer M., Bierwirth E., Ehrlich A., Jäkel E., Wendisch M. Airborne observations and simulations of three-dimensional radiative interactions between Arctic boundary layer clouds and ice floes // Atmos. Chem. Phys. 2015, V.15. P. 8147–8163.
3. Schäfer M., Bierwirth E., Ehrlich A., Jäkel E., Werner F., Wendisch M. Directional horizontal inhomogeneities of cloud optical thickness fields retrieved from ground-based and airborne spectral imaging // Atmos. Chem. Phys. 2017. P. 2359 – 2372.
4. Радиация в облачной атмосфере / Под ред. Фейгельсон Е.М. Ленинград: Гидрометеиздат, 1981. 280 с.
5. Hobbs P.V., Rangno A.L. Microstructures of low and middle-level clouds over the Beaufort Sea // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1998. V. 124, P. 2035-2071.
6. Curry J. A. et al. FIRE Arctic Clouds Experiment // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 2000. V. 81. P. 5 – 29.
7. Bierwirth E., Ehrlich A. et al. Optical thickness and effective radius of Arctic boundary-layer clouds retrieved from airborne nadir and imaging spectrometry // Atmos. Meas. Tech. 2013 V. 6, P. 1189–1200.
8. Tsay S.-C., Jayaweera K. Physical Characteristics of Arctic Stratus Clouds // Journal of climate and applied meteorology 1984. V.23, P. 584 - 596.
9. Hess M., Koepke P., Schult I. Optical properties of aerosols and clouds: the Software package OPAC // Bull. Amer. Meteor. Soc. 1998. V.79, P. 831-844.
10. Schäfer M., Loewe K., Ehrlich A., Hoose C., Wendisch M. Simulated and observed horizontal inhomogeneities of optical thickness of Arctic stratus // Atmos. Chem. Phys. 2018, V. 18. P. 13115–13133.
11. Мулламаа Ю.-А., Сулев М.А., Пылдмаа В.К. и др. Статистическая структура полей облачности и радиации. Тарту: ИФА АН ЭССР. 1972. 281с.
12. Rozwadowska A., Cahalan R. F. Plane-parallel biases computed from inhomogeneous Arctic clouds and sea ice // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, № D19, P. 4384 – 4400.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЛАМБЕРТОВСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В СЛАБО РАССЕЙВАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Кан В.А.^{1,2}, Сущенко А.А.^{1,2}, Лю Е.Р.², Ворновских П.А.^{1,2}

¹Институт прикладной математики ДВО РАН, г. Владивосток, Россия

²Дальневосточный Федеральный Университет, г. Владивосток, Россия

e-mail: kan.va@inbox.ru, sushchenko.aa@dvfu.ru, elizavetarobertovna@gmail.com,
vornovskikh_pa@students.dvfu.ru

Аннотация: на основе модели, описывающей процесс переноса излучения в случайно-неоднородной среде, исследована задача определения донной поверхности в приближении однократного рассеяния и импульсного источника. При этом отражающие свойства искомой границы подчиняются закону Ламберта. В результате получено решение обратной задачи в виде нелинейного дифференциального уравнения для функции кривой, описывающей донный профиль. Разработан алгоритм решения обратной задачи на основе явных и неявных численных схем. Используя синтетические данные, проведены вычислительные эксперименты, сравнивающие два подхода решения задачи. Сделан анализ влияния объемного рассеяния на восстановление поверхности дна при разных методах решения нелинейного дифференциального уравнения.

Введение

В работе рассматривается обратная задача для нестационарного уравнения переноса излучения в области с неизвестной границей, на которой заданы условия диффузного отражения по закону Ламберта. Требуется найти неизвестную границу при некотором условии переопределения решения начально-краевой задачи. С физической точки зрения такая постановка задачи наиболее близка к проблемам мониторинга земной поверхности и морского дна с помощью авиационных радиолокационных станций и гидролокаторов бокового обзора [1-3].

Ранее в статьях [4, 5] авторами рассматривалась задача батиметрии в предположении нерассеивающей среды. Однако очевидно, что при рассмотрении задачи картографирования, среда распространения звука является флуктуирующей и может содержать различные рассеиватели. Таким образом, для адекватности данного подхода необходимо учитывать рассеянное излучение при моделировании акустического зондирования.

В работе получено решение обратной задачи с учетом объемного рассеяния в виде нелинейных дифференциальных уравнений. А также сделан анализ влияния объемного рассеяния на восстановление поверхности дна, на основе двух подходов численного решения уравнений.

1. Математическая модель

Процесс распространения акустического излучения описывается уравнением переноса [4-7]:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \mathbf{k} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} I(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) + \mu I(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = \frac{\sigma}{2\pi} \int_{\Omega} I(\mathbf{r}, \mathbf{k}', t) d\mathbf{k}' + J(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t), \quad (1)$$

где c – скорость звука в среде, $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^2$, $t \in [0, T]$, волновой вектор \mathbf{k} принадлежит единичной окружности $\Omega = \{\mathbf{k} \in \mathbb{R}^2: |\mathbf{k}| = 1\}$; $I(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ – плотность потока энергии волны в момент времени t в точке \mathbf{r} , распространяющейся в направлении \mathbf{k} со скоростью c . Величины μ и σ имеют смысл коэффициентов затухания и рассеяния, а функция $J(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ описывает источники звукового поля. Процесс распространения эхосигналов происходит в области $G \in \mathbb{R}^2$, которая представляет собой верхнее полупространство ограниченное снизу кривой $\gamma = \partial G$, заданной параметрическими уравнениями: $r_1 = -\rho(\varphi) \sin \varphi$, $r_2 = \rho(\varphi) \cos \varphi$. Функция $\rho(\varphi)$ определена и непрерывна на множестве $(\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2})$, дифференцируема при $\varphi \in (\frac{\pi}{2}, \pi) \cup (\pi, \frac{3\pi}{2})$, монотонно убывает и возрастает на первом и втором промежутках, соответственно. В точках $\varphi = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi = \frac{3\pi}{2}$ функция $\rho(\varphi)$ стремится к бесконечности. В задачах акустического зондирования кривая γ описывает изменения рельефа дна.

Дополним уравнение (1) начальными и граничными условиями:

$$I^-(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)|_{t < 0} = 0, \quad (2)$$

$$I^-(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = 2 \sigma_d \int_{\Omega_+(\mathbf{y})} |\mathbf{n}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{k}'| I^+(\mathbf{r}, \mathbf{k}', t) d\mathbf{k}', \quad \mathbf{r} \in \gamma, \mathbf{k} \in \Omega_-(\mathbf{r}), \quad (3)$$

$$I^{\pm}(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = \lim_{\varepsilon \rightarrow -0} I(\mathbf{r} \pm \varepsilon \mathbf{k}, \mathbf{k}, t \pm \varepsilon/c),$$

где $\Omega_{\pm}(\mathbf{r}) = \{\mathbf{k} \in \Omega, \text{sgn}(\mathbf{n}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{k}) = \pm 1\}$, $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ – единичный вектор внешней нормали к границе области ∂G , σ_d – коэффициент донного рассеяния. Импульсный точечный изотропный источник описывается функцией $J(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = \delta(\mathbf{r}) \delta(t)$, где δ – дельта-функция Дирака.

Введем условия переопределения решения прямой задачи (1) – (3) в точке $\mathbf{O} = (0,0)$, которая совпадает с началом декартовой системы координат:

$$\int_{\Omega_+(\mathbf{y})} S^{\pm}(\mathbf{k}) I^+(\mathbf{O}, \mathbf{k}, t) d\mathbf{k} = P_{\pm}(t), \quad (4)$$

где $\mathbf{k} \in \{\mathbf{k} \in \Omega: \text{sgn}(k_1) = \pm 1\}$, функции $S^{\pm}(\mathbf{k})$ характеризуют диаграммы направленности приемных антенн по «правому» и «левому» бортам носителя антенны, соответственно. $P_{\pm}(t)$ определяют измеряемую суммарную интенсивность на разных бортах носителя антенн. Данное условие позволяет сформулировать обратную задачу для нестационарного уравнения переноса излучения: «*Определить кривую γ из соотношений (1)–(4) в которых μ, σ_d, σ, J и функции P^{\pm}, S^{\pm} известны*».

2. Обратная задача

В данной работе, согласно описанному ранее предположению о монотонности и дифференцируемости функции $\rho(\varphi)$, получено решение обратной задачи в следующем виде:

$$\varphi_{\pm}^{\prime 2}(\rho) = \frac{\rho^2 \left(P_{\pm} \left(\frac{2\rho}{c} \right) - Q(\rho, \varphi_{\pm}(\rho)) \right)^2}{\sigma_d^2 c^2 \exp(-4\mu\rho) - \rho^4 \left(P_{\pm} \left(\frac{2\rho}{c} \right) - Q(\rho, \varphi_{\pm}(\rho)) \right)^2}, \quad (5)$$

$$Q(\rho, \varphi_{\pm}(\rho)) = \pm \frac{\sigma c \exp(-2\mu\rho)}{4\mu\rho} \left(\pi \pm \frac{\pi}{2} - \varphi_{\pm}(\rho) \right),$$

где $\rho = ct/2$ – наклонная дальность, $\varphi_{\pm}(\rho)$ – обратные функции ρ на интервалах $\left(\frac{\pi}{2}, \pi\right)$ и $\left(\pi, \frac{3\pi}{2}\right)$, соответственно. Функция $Q(\rho, \varphi)$ описывает вклад рассеянного излучения в решении обратной задачи.

В предположении, что известна одна точка искомой кривой $\rho(\pi) = l$, решения дифференциальных уравнений (5) эквивалентны решениям интегральных уравнений для функций φ_{\pm} :

$$\varphi_{\pm}(\rho) = \pi \pm \int_l^{\rho} \frac{s \left(P_{\pm} \left(\frac{2s}{c} \right) - Q(s, \varphi_{\pm}(s)) \right)}{\left(\sigma_d^2 c^2 \exp(-4\mu s) - s^4 \left(P_{\pm} \left(\frac{2s}{c} \right) - Q(s, \varphi_{\pm}(s)) \right)^2 \right)^{1/2}} ds. \quad (6)$$

3. Вычислительный эксперимент

В рамках решения прямой задачи (1) – (3) получены данные, моделирующие результат гидролокационных работ для картографирования поверхности, описывающей форму подводных каньонов, рис. 1. На их основе проведен анализ численного решения обратной задачи (1) – (4).

В задачах зондирования донной поверхности, мы имеем дело с дискретным множеством измеренных значений функций $P_{\pm}(2\rho_i/c)$, $\rho = \rho_i$, $i = 0, \dots, n$. Учитывая это замечание, построим численную схему для уравнений (6).

1. прогноз:

$$Q(\rho_i, \varphi_{\pm}^i) = \pm \frac{\sigma c \exp(-2\mu\rho_i)}{4\mu\rho_i} \left(\pi \pm \frac{\pi}{2} - \varphi_{\pm}^i \right),$$

$$\widehat{\varphi}_{\pm}^{i+1} = \varphi_{\pm}^i \pm \frac{\rho_i \left(P_{\pm} \left(\frac{2\rho_i}{c} \right) - Q(\rho_i, \varphi_{\pm}^i) \right) (\rho_{i+1} - \rho_i)}{\left(\sigma_d^2 c^2 \exp(-4\mu\rho_i) - \rho_i^4 \left[P_{\pm} \left(\frac{2\rho_i}{c} \right) - Q(\rho_i, \varphi_{\pm}^i) \right]^2 \right)^{1/2}}.$$

2. коррекция:

$$Q(\rho_{i+1}, \widehat{\varphi}_{\pm}^{i+1}) = \pm \frac{\sigma c \exp(-2\mu\rho_{i+1})}{4\mu\rho_{i+1}} \left(\pi \pm \frac{\pi}{2} - \widehat{\varphi}_{\pm}^{i+1} \right),$$

$$\varphi_{\pm}^{i+1} = \varphi_{\pm}^i \pm \left[\frac{\rho_{i+1} \left(P_{\pm} \left(\frac{2\rho_{i+1}}{c} \right) - Q(\rho_{i+1}, \widehat{\varphi}_{\pm}^{i+1}) \right)}{\left(\sigma_d^2 c^2 \exp(-4\mu\rho_{i+1}) - \rho_{i+1}^4 \left[P_{\pm} \left(\frac{2\rho_{i+1}}{c} \right) - Q(\rho_{i+1}, \widehat{\varphi}_{\pm}^{i+1}) \right]^2 \right)^{\frac{1}{2}}} + \frac{\rho_i \left(P_{\pm} \left(\frac{2\rho_i}{c} \right) - Q(\rho_i, \varphi_{\pm}^i) \right)}{\left(\sigma_d^2 c^2 \exp(-4\mu\rho_i) - \rho_i^4 \left[P_{\pm} \left(\frac{2\rho_i}{c} \right) - Q(\rho_i, \varphi_{\pm}^i) \right]^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \right] \frac{(\rho_{i+1} - \rho_i)}{2}.$$

Стоит заметить, предложенный численный алгоритм является итерационным, не требует дополнительных начальных значений функции $Q(\rho, \varphi)$ и соответствует неявному методу Рунге — Кутты второго порядка. Далее предложенный алгоритм будет сравниваться с одношаговым методом Эйлера на больших дальностях зондирования.

В вычислительных экспериментах предполагалось, что расстояние между источником и донной поверхностью в направлении $\mathbf{k} = (0, -1)$ равно 30 метрам, то есть $\rho_0 = l = 30$ м. Скорость распространения звука предполагается постоянной во всей области зондирования $c = 1500$ м/с, коэффициент затухания, донного и объемного рассеяний имели значения $\mu = 0.018$ м⁻¹, $\sigma_d = 0.5$, $\sigma = 0.1\mu$. Облучение поверхности осуществлялось с дальностью зондирования $\rho_n = 300$ м. Шаг дискретизации $\Delta\rho = (\rho_{i+1} - \rho_i)$ выбран 0.04м, т.к. представляет наибольший интерес с практической точки зрения [5].

Однако заметим, что при малом шаге дискретизации, возникают точки сингулярности вблизи значений $\varphi = \pi$, поэтому в некоторых случаях необходимо брать начальные значения с небольшим отступом, $\varphi_0 = \pi \pm \varepsilon$.

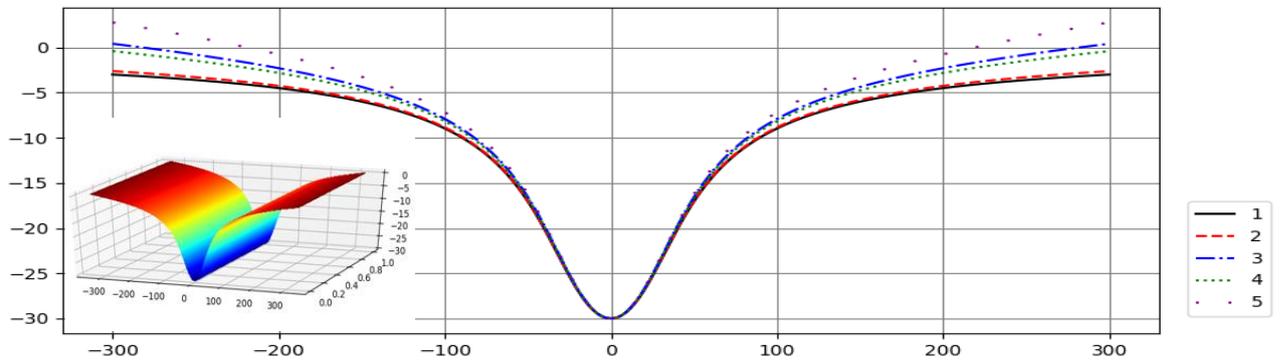


Рисунок 1 — Форма подводного каньона и восстановление кривой γ при возмущении коэффициента объемного рассеяния $\hat{\sigma} = \sigma(1 + \varepsilon)$: 1 — точное решение; 2 и 3 — приближенное решение предложенным алгоритмом при $\varepsilon = (0, 0.05)$, соответственно; 4 и 5 — приближенное решение методом Эйлера при $\varepsilon = (0, 0.05)$.

На рис.1 представлено решение обратной задачи для кривой γ в зависимости от использованного метода, при заданной дискретизации и коэффициента объемного рассеяния. Как видно из графиков, увеличилась точность восстановления кривой при использовании предложенного метода. Максимальная относительная ошибка реконструкции кривой γ при использовании неявного метода не превосходит 1.4%, при явном методе 9.6%. Так же видно из рис.1, что 5% возмущение объемного рассеяния дает погрешность в решении обратной задачи 12.6% и 21.3%, соответственно. Заметим, что ошибка изменяется линейно, поэтому можно сделать вывод, что при достаточно хорошем выборе среднего значения коэффициента объемного рассеяния можно получить приемлемую ошибку в заданном диапазоне.

Заключение

Таким образом, получено решение обратной задачи в виде нелинейного дифференциального уравнения с учетом объемного рассеяния в среде. Разработан численный алгоритм, позволяющий получить достаточно точное решение на больших дальностях зондирования, при этом не требующий никаких дополнительных начальных условий. Численный эксперимент показал преимущество предложенного алгоритма и высокую чувствительность решения обратной задачи к возмущениям объемного рассеяния. Стоит отметить, что результаты получены при достаточно хорошей дискретизации, что не всегда возможно получить в реальных условиях. В дальнейших работах планируется исследовать решение обратной задачи в точках, лежащих в окрестности начала координат, в которых функции, описывающие кривую γ , имеют особенности.

Список литературы

1. *Кирейтов В.Р.* Обратные задачи фотометрии. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1983. 291 с.
2. *Матвиенко Ю.В., Воронин В.А., Тарасов С.П., Скнар А.В., Тутынин Е.В.* Пути совершенствования гидроакустических технологий обследования морского дна с использованием автономных необитаемых подводных аппаратов // Подводные исследования и робототехника. 2009. Т.8. №2. С.4–15.
3. *Андреева И.Б.* Сравнительные оценки поверхностного, донного и объемного рассеяния звука в океане // Акустический журнал. 1995. Т. 41. №5. С. 699–705.
4. *Lyu, E.R., Kan, V.A., Prokhorov, I.V., Sushchenko, A.A.* Determination of the bottom surface profile // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. 2017. V. 10466, Art. Number 1046622.
5. *Прохоров И.В., Кан В.А.* Определение диффузно отражающей поверхности при импульсном облучении // Дальневост. матем. журн. 2018. Т.18. №2. С.206–215.
6. *Прохоров И.В., Сущенко А.А., Кан В.А.* Об одной задаче определения рельефа дна флуктуирующего океана // Сибирский журнал индустриальной математики. 2015. Т. 62. № 2. С. 99-110.
7. *Прохоров И.В., Золотарев В.В., Агафонов И.Б.* Задача акустического зондирования во флуктуирующем океане // Дальневост. матем. Журн. 2011. Т.11. №1. С.76–87.

СРАВНЕНИЕ ТОЧНОСТИ МЕТОДОВ РЕГИСТРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ

Канев Ф.Ю., Аксенов В.П., Макенова Н.А., Веретехин И.Д.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

mna@iao.ru, avp@iao.ru

В докладе рассматриваются четыре метода регистрации оптических вихрей:

1. Метод, в котором вихри определяются как точки ветвления полос интерференционной картины;
2. Вихри находятся в результате вычисления циркуляции локальных наклонов волнового фронта (при наличии вихря циркуляция должна быть равна $\pm 2\pi$);
3. По пересечению изолиний в распределении действительной и мнимой части комплексной амплитуды волнового фронта;
4. Как точки окончания разрывов фазовой поверхности.

В численных экспериментах демонстрируется, что наибольшая точность наблюдается при использовании второго и третьего методов. В тоже время, наиболее простая экспериментальная реализация характерна для метода № 1.

КОМПЕНСАЦИЯ СЛУЧАЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ПО СИГНАЛУ ОБРАТНОГО АТМОСФЕРНОГО РАССЕЯНИЯ

Кусков В.В.^{1,2}, Банах В.А.¹, Гордеев Е.В.¹,

¹ Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

² Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия

e-mail: vyk@iao.ru, banakh@iao.ru, gordeev@iao.ru.

В докладе приводятся результаты эксперимента по компенсации случайных начальных искажений волнового фронта по сигналу обратного атмосферного рассеяния от дополнительного лазерного источника с использованием метода апертурного зондирования. В системе использовалась соосная схема приёмо-передатчика с большой передающей и малой приёмной апертурами. Контроль качества коррекции оценивался с использованием датчика Шака-Гартмана, а также по распределению интенсивности в конце трассы распространения. Показано, что в ходе работы установки уровень введённых искусственно аберраций основного пучка снижался, повышалось качество фокусировки, а сигнал на приёмнике излучения от дополнительного источника возрастал.

При распространении лазерных пучков на слаботурбулентных или коротких атмосферных трассах основным фактором, влияющим на снижение качества передачи, являются начальные искажения волнового фронта. Такие искажения возникают при формировании мощных лазерных пучков вследствие неравномерного термического нагрева оптических элементов. Традиционный подход по компенсации собственных аберраций передающей оптической системы использует датчик волнового фронта для управления гибким зеркалом. Однако их применение не всегда представляется возможным. Альтернативой является использование обратно-рассеянного излучения для выработки управляющих напряжений: приёмник с малым углом поля зрения становится чувствительным к искажениям волнового фронта и может использоваться для выработки полезного сигнала [1]. Однако мощность рассеянного в обратном направлении излучения невелика и зарегистрировать сигнал приёмником с малым углом поля зрения не всегда является возможным. Поэтому дальнейшим развитием данного метода является применение дополнительного лазерного источника, сфокусированного на более близкое расстояние.

Настоящая работа является продолжением [2] и [3]. Схема эксперимента показана на рисунке 1. После передающего телескопа оба лазерных пучка шли в атмосферу, где дополнительный лазерный пучок фокусировался на расстоянии 300 метров, в то время как основной фокусировался на экране на расстоянии 500 метров. Рассеянное обратно в атмосфере излучение от дополнительного источника собиралось приёмным телескопом, после чего пройдя через диафрагму размером 50 мкм, попадало на ФЭУ. Сигнал, принятый с ФЭУ, использовался для выработки новых управляющих напряжений. Контроль качества

компенсации начальных искажений волнового фронта основного лазерного пучка производился с использованием датчика волнового фронта Шака-Гартмана. Также регистрировались распределения интенсивности основного и дополнительного лазерных пучков на экране.

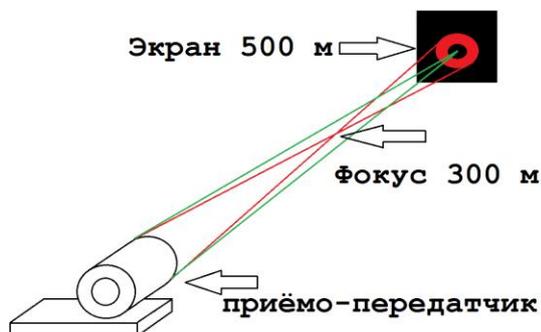


Рисунок 1 – Схема эксперимента

В ходе проведения эксперимента случайные начальные искажения волнового фронта вносились искусственно путем подачи случайных напряжений на элементы гибкого зеркала. На рисунке 2 показано распределения интенсивности основного (а) и дополнительного (б) лазерных пучков на экране до внесения искажений. На рисунке 3 показан пример работы установки по компенсации начальных aberrаций волнового фронта: распределение интенсивностей лазерных пучков на экране до и после искажений; нормированная величина эхо-сигнала от дополнительного лазерного источника на ФЭУ; aberrации волнового фронта основного лазерного пучка в ходе адаптации в представлении полиномов Цернике.

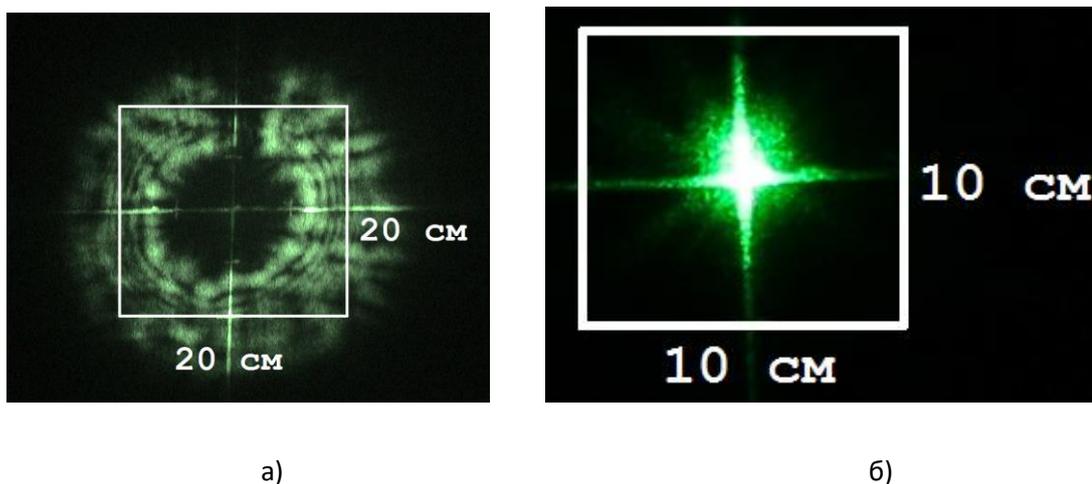
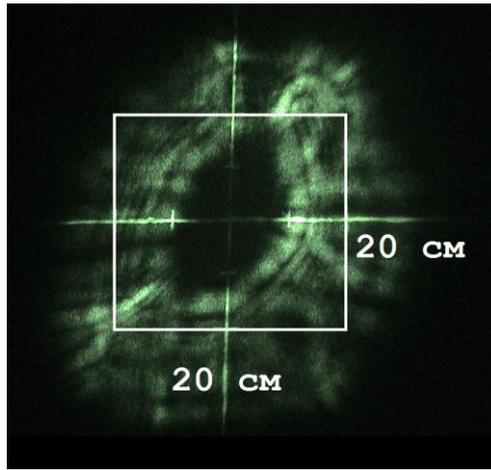
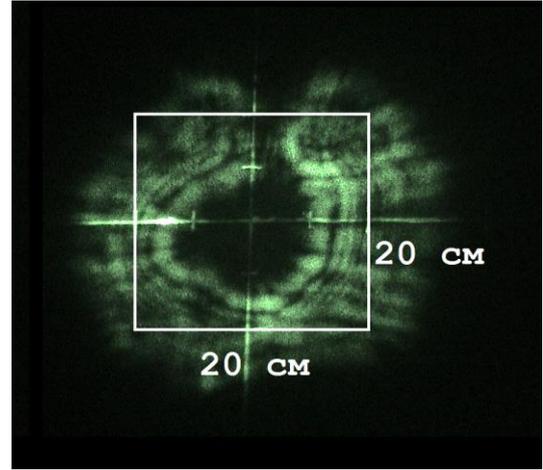


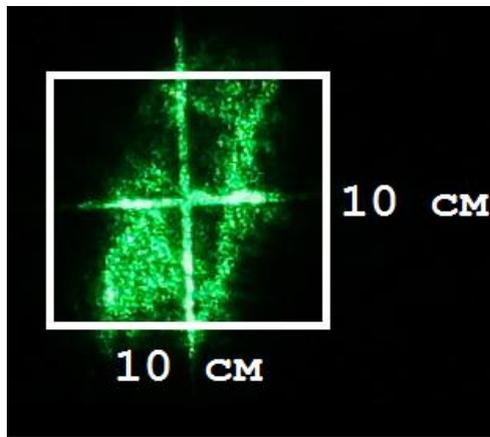
Рисунок 2. Фотографии дополнительного (а) и основного (б) лазерных пучков на экране без начальных искажений волнового фронта.



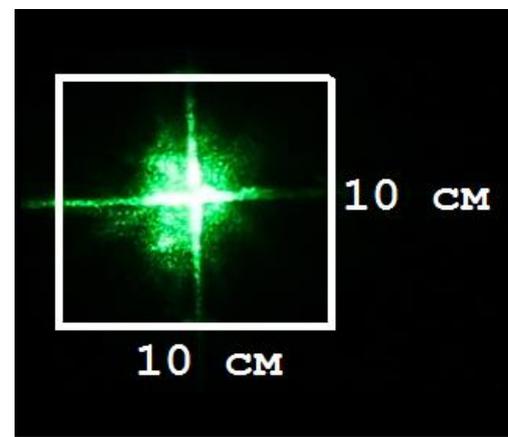
a)



б)



в)



г)

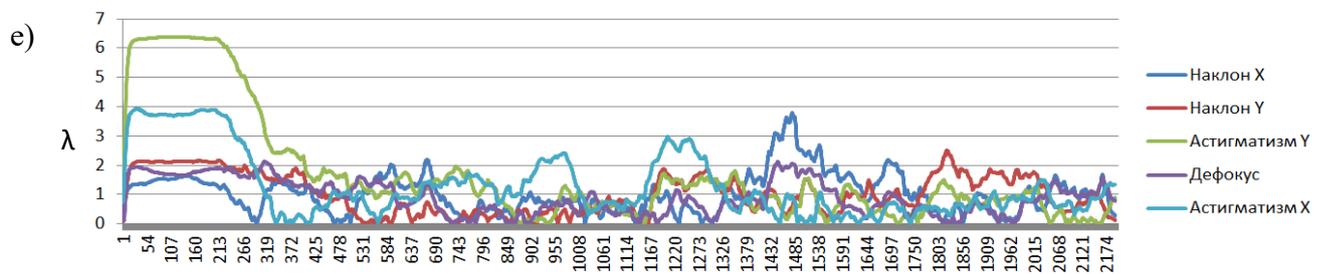
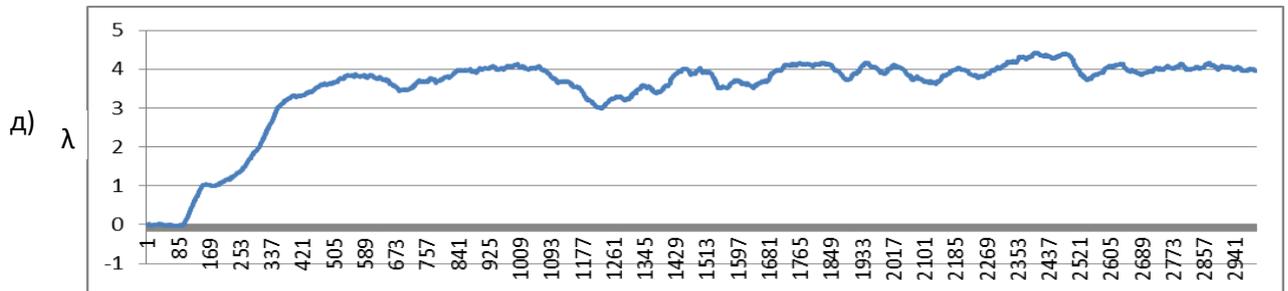


Рисунок 3. Фотографии дополнительного и основного пучков на экране со внесенными искажениями (а;в), а также после адаптивной работы установки (б;г); нормированный эхо-сигнал от дополнительного лазерного источника (д); начальные aberrации основного лазерного пучка в представлении полиномов Цернике (е).

Как видно на рисунке 3 (д) в ходе адаптивной работы установки величина сигнала на приёмнике излучения от дополнительного лазерного источника увеличивалась в 3-4 раза. При этом искажения волнового фронта основного лазерного пучка уменьшаются с $2-7 \lambda$ до уровня в $1-2 \lambda$ (рисунок 3 (е)). В итоге, распределения интенсивностей лазерных пучков на экране после адаптации становятся близки к исходным.

Таким образом, показано, что адаптивная система, работающая по сигналу обратного атмосферного рассеяния от дополнительного лазерного источника, позволяет значительно снижать величину случайных начальных искажений волнового фронта, а соответственно, повышать качество распространяющегося лазерного пучка.

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН АААА-А17-117021310149-4 в части создания экспериментального стенда и по проекту РФФИ № 18-79-10115. в части экспериментальных исследований.

Литература

1. *Zhmilevskii V.V., Ignatiev A.B., Konyaev Yu.A., et al*, Abstr. XI Joint Int. Symp. «Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics» Tomsk, 2004, p.92.
2. *Гордеев Е.В., Кусков В.В., Разенков И.А., Шестернин А.Н.* Использование обратного атмосферного рассеяния для адаптивного формирования начального волнового фронта лазерного пучка методом апертурного зондирования // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы : тез. докл. XXIII междунар. симпозиума, 3-7 июля 2017 г. Иркутск. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2017. С. 61.
3. *Кусков В.В., Шестернин А.Н.* Использование датчика Шака-Гартмана для имитации термоаббераций и контроля работы адаптивной системы // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы : материалы. XXIV междунар. симпозиума Электронный ресурс. ISBN 978-5-94458-172-3 Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2018. С. В341-В344.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ДВУКРАТНОГО ОТРАЖЕНИЯ НА ВОССТАНОВЛЕНИЕ БАТИМЕТРИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ.

Лю Е.Р.¹, Сущенко А.А.^{1,2}, Кан В.А.^{1,2}, Ворновских П.А.^{1,2}

¹Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

²Институт прикладной математики ДВО РАН, Владивосток, Россия

e-mail: liu.er@students.dvfu.ru, sushchenko.aa@dvfu.ru, kan.va@inbox.ru,

vornovskikh_pa@dvfu.ru

Аннотация: Распространение излучения в океане описывается математической моделью, основанной на уравнении переноса излучения. Решение прямой задачи, заключающейся в определении плотности потока энергии волны, было получено с учетом однократного и двукратного рассеяния. Далее, рассматривается обратная задача определения батиметрической функции, описывающей рельеф морского дна. В качестве решения обратной задачи получено нелинейное дифференциальное уравнение с некоторыми допущениями на диаграмму направленности приемной антенны [1]. Разработан численный алгоритм и проведены вычислительные эксперименты с различными видами поверхностей морского дна. Проведен анализ влияния двукратного рассеяния на восстановление рельефа морского дна.

Математическая модель

Процесс распространения акустического излучения описывается уравнением переноса [2], [3]:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \mathbf{k} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} I(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) + \mu I(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = \frac{\sigma}{2\pi} \int_{\Omega} I(\mathbf{r}, \mathbf{k}', t) d\mathbf{k}' + J(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t), \quad (1)$$

где c – скорость звука в среде, $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^2$, $t \in [0, T]$, волновой вектор \mathbf{k} принадлежит единичной окружности $\Omega = \{\mathbf{k} \in \mathbb{R}^2: |\mathbf{k}| = 1\}$; $I(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ – плотность потока энергии волны в момент времени t в точке \mathbf{r} , распространяющейся в направлении \mathbf{k} со скоростью c . Величины μ и σ имеют смысл коэффициентов затухания и рассеяния, а функция $J(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ описывает источники звукового поля. Процесс распространения эхосигналов происходит в области $G := \{\mathbf{r} \in \mathbb{R}^2: r_2 > -l + u(r_1)\}$, которая представляет собой верхнее полупространство ограниченное снизу кривой $\partial G = \gamma := \{\mathbf{y} \in \mathbb{R}^2: y_2 = -l + u(y_1)\}$, где функция $u(y_1)$ описывает изменение рельефа дна.

Функция источника представлена в следующем виде:

$$J(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = J_0 \delta(\mathbf{r}) \delta(t),$$

где δ – дельта-функция Дирака и J_0 – мощность источника.

В начальный момент времени источники звука в среде отсутствуют, и отражающие свойства границы описываются диффузным отражением по закону Ламберта:

$$I|_{t<0} = 0, \quad (2)$$

$$I(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = 2 \sigma_d \int_{\Omega_+(y)} |\mathbf{n}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{k}'| I(\mathbf{r}, \mathbf{k}', t) d\mathbf{k}', \quad \mathbf{r} \in \gamma, \mathbf{k} \in \Omega_-(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где $\Omega_{\pm}(\mathbf{r}) = \{\mathbf{k} \in \Omega, \text{sgn}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{r})) = \pm 1\}$, $\mathbf{n}(\mathbf{r})$ – единичный вектор внешней нормали к границе области ∂G , σ_d – коэффициент донного рассеяния. Задача (1) – (3) представляет собой начально-краевую задачу для определения функции I при заданных μ, σ, J, σ_d .

Решение прямой и обратной задач.

Решение задачи (1) – (3) в точке $\mathbf{O} = (0,0)$, в приближении двукратного рассеяния и предположении, что среда G нерассеивающая ($\sigma = 0$), представимо в следующем виде [4]:

$$\begin{aligned} I^{\pm}(t) = & X_{[0, \pm\infty]} \frac{8 \sigma_d J_0 \exp(-\mu ct) \left(y_1 u'_{y_1} + l - u(y_1) \right)^2}{c^2 t^3 |u'_{y_1} (l - u(y_1)) - y_1| \sqrt{1 + (u'_{y_1})^2}} + 4 \sigma_d^2 J_0 \times \\ & \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S^{\pm} \left(\frac{\mathbf{y}}{|\mathbf{y}|} \right) \frac{\exp(-\mu(|\mathbf{y}| + |\mathbf{z}| + |\mathbf{y} - \mathbf{z}|))}{|\mathbf{y}| |\mathbf{z}| |\mathbf{y} - \mathbf{z}|} \delta \left(t - \frac{|\mathbf{y}| + |\mathbf{z}| + |\mathbf{y} - \mathbf{z}|}{c} \right) \times \\ & \times \left| \mathbf{n}(\mathbf{y}) \cdot \frac{\mathbf{y}}{|\mathbf{y}|} \right| \left| \mathbf{n}(\mathbf{z}) \cdot \frac{\mathbf{z}}{|\mathbf{z}|} \right| \left| \mathbf{n}(\mathbf{y}) \cdot \frac{\mathbf{y} - \mathbf{z}}{|\mathbf{y} - \mathbf{z}|} \right| \left| \mathbf{n}(\mathbf{z}) \cdot \frac{\mathbf{y} - \mathbf{z}}{|\mathbf{y} - \mathbf{z}|} \right| \times \\ & \times \sqrt{1 + (u'_{y_1})^2} \sqrt{1 + (u'_{z_1})^2} dz_1 dy_1, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\mathbf{y}, \mathbf{z} \in \gamma$. Стоит отметить, что первое слагаемое в уравнении (5) соответствует однократно-рассеянному сигналу (I_1), а второе – двукратному рассеянию (I_2).

В качестве решения обратной задачи в статье [4] авторами было получено нелинейное дифференциальное уравнение относительно функции u в приближении однократного рассеяния и узкой диаграммы направленности приемной антенны, для численного решения которого была построена следующая схема:

$$u'_i = \frac{1}{y_{1,i}} \left(u_{i-1} - l + \sqrt{1 + v_{0,i-1}^2} \sqrt{\frac{I(t_i) c^2 t_i^3 |v_{0,i-1} (l - u_{i-1}) - y_{1,i}|}{8 \sigma_d J_0 \exp(-\mu c t_i)}} \right), \quad (6)$$

где $t_i = 2c^{-1}(y_{1,i}^2 + (l - u_{i-1})^2)^{1/2}$, $v_{0,i} = u'_i$ и $u(0) = 0$. При построении численного алгоритма в качестве v_0 задается значение u' , вычисленное в предыдущем узле:

$v_{0i} = u'_{i-1}$. Такой подход требует наличия второго начального условия, которое может быть получено путем решения алгебраического уравнения 4-ой степени при использовании начального условия $u(0) = 0$.

Вычислительный эксперимент

В случае обобщения задачи батиметрии для случая $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3$, в приближении узкой диаграммы направленности приемной антенны, задача дистанционного зондирования ГБО, движущимся с постоянной скоростью V вдоль оси $r_3 = 0$, сводится к решению задачи (1) – (3) и решается независимо на каждом интервале зондирования. Цель эксперимента: определить влияние двукратного рассеяния на восстановление рельефа морского дна. Функция, описывающая рельеф морского дна имеет следующий вид:

$$u(y_1, y_3) = \sum_{i=1}^N a_i \sin\left(2\pi i K_{y_1} \frac{y_1}{y_{1max}}\right) + \sum_{i=1}^N b_i \sin\left(2\pi i K_{y_3} \frac{y_3}{y_{3max}}\right) + \sum_{i=1}^N c_i \cos\left(2\pi i K_{y_1} \frac{y_1}{y_{1max}}\right) + \sum_{i=1}^N d_i \cos\left(2\pi i K_{y_3} \frac{y_3}{y_{3max}}\right), \quad (7)$$

где a_i, b_i, c_i, d_i – случайные коэффициенты, равномерно распределенные на интервале $[0; 1]$, K_{y_1}, K_{y_3} – количество локальных экстремумов на поверхности дна, N – количество гармоник. В качестве параметров эхолотического зондирования брались величины из таблицы 1.

$\mu, [\text{м}^{-1}]$	σ_d	$c, [\text{м/с}]$	J_0	$l, [\text{м}]$	$y_1, [\text{м}]$	$y_3, [\text{м}]$
0.018	1	1500	1	30	[0, 300]	[0, 80]

Таблица 1. Параметры зондирования

На рисунке 1 представлена поверхность, описывающая рельеф морского дна, полученный по формуле (7). Дно генерировалось при двух локальных экстремумах в каждом направлении ($K_{y_1} = K_{y_3} = 2$) и десяти гармониках ($N = 10$). Подобный подход к генерации донной поверхности позволяет создавать более реалистичный рельеф морского дна.

В представленном эксперименте ГБО движется со скоростью $V = 1$ м/с и значения принимаемого сигнала с учетом двукратных отражений вычислялись по формуле (5). В качестве численного метода решения дифференциального уравнения (5) был выбран модифицированный метод Эйлера предиктор-корректор с точностью $1.0E - 15$.

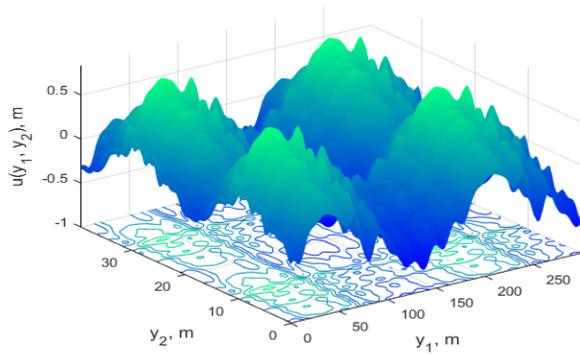


Рисунок 1. Поверхность морского дна.
Уравнение (7) при $K_{y_1} = K_{y_3} = 2$ и $N = 10$

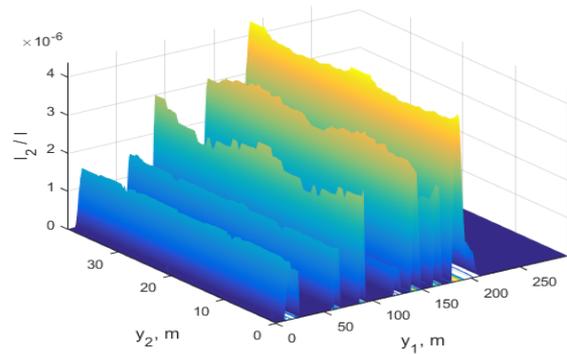


Рисунок 2. Вклад двукратного рассеяния в суммарную интенсивность сигнала.

Для приближенного расчета интеграла в формуле (5) был разработан алгоритм определения траекторий распространения сигнала, соответствующих двукратному отражению от дна.

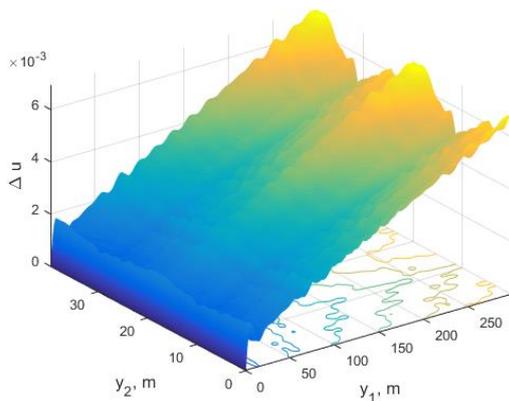


Рисунок 3. Ошибка восстановления морского дна с учетом однократного рассеяния ($I = I_1$)

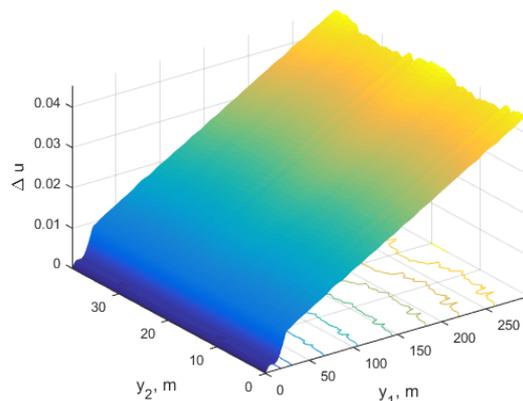


Рисунок 4. Ошибка восстановления морского дна с учетом двукратного рассеяния ($I = I_1$)

На рисунке 3 представлен график ошибки восстановления рельефа морского дна. В качестве принимаемого сигнала брались значения только однократно рассеянного сигнала I_1 , т.е. только первого слагаемого в формуле (5). Из рисунка 3 видно, что максимальная ошибка достигла 0,7%, что говорит о высокой точности численного метода. На рисунке 4 изображен график ошибки Δu . В данном случае суммарная интенсивность сигнала была вычислена с учетом двукратного рассеяния. Максимальная ошибка составила 5%. На рисунке 2 изображен график отношения сигналов I_2/I_1 , показывающий вклад двукратно рассеянного сигнала в общий измеренный сигнал, который не превосходит 0,0004 %.

Заключение

Таким образом, авторами был проведен анализ влияния двукратного рассеяния на восстановление батиметрической функции. Несмотря на столь малый вклад двукратно рассеянного сигнала максимальная ошибка увеличилась в 7 раз. Стоит отметить, что данный результат был получен при 100% отражении сигнала от морского дна и в случае частичного отражения (~10%) ошибка уменьшается в 10 раз и составляет ~0,5%.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-01-00173.

Список литературы

1. Гринь Г.А., Мурзинцев П.П. "О применении современных технических средств для высокоточной съемки рельефа дна и подводных объектов" // Интерэкспо Гео-Сибирь. 2011.
2. *Андреева И.Б.* Сравнительные оценки поверхностного, донного и объемного рассеяния звука в океане // Акустический журнал. 1995. Т. 41. №5. С. 699–705.
3. *Прохоров И.В., Сущенко А.А., Кан В.А.* Об одной задаче определения рельефа дна флуктуирующего океана // Сибирский журнал индустриальной математики. 2015. Т. 62. № 2. С. 99-110.
4. *Lyu, E.R., Kan, V.A., Prokhorov, I.V., Sushchenko, A.A.* Determination of the bottom surface profile // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering 2017. V. 10466, Art. Number 1046622.

НАГРЕВ ОБЪЕКТОВ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ ЧЕРЕЗ ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ

Колосов В.В.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

kvv@iao.ru

На основе численного моделирования изучается процесс нагрева объекта при облучении его поверхности лазерным пучком. Предполагается, что объект удален от источника излучения на дистанцию, на которой происходят существенные турбулентные искажения лазерного пучка. Предложен новый численный алгоритм решения уравнения теплопроводности для расчета изменения температуры внутри тела при флуктуирующем распределении интенсивности излучения на его поверхности. Численный алгоритм базируется на спектральном подходе с использованием быстрого преобразования Фурье (БПФ).

Уравнение для определения изменения температуры T бесконечного объекта под воздействием источников теплоты записывается в виде [1]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \chi \Delta\right) T(z, \mathbf{p}, t) = \frac{Q(z, \mathbf{p}, t)}{\rho c_p} \quad (1)$$

χ – коэффициент температуропроводности среды, ρ, c_p – плотность и удельная теплоемкость среды, Q – распределенная в пространстве и времени плотность источников теплоты ($\text{Вт}/\text{м}^3$).

Решение ищем с использованием пространственного спектрального разложения температуры и источников теплоты

$$\hat{T}(\mathbf{k}, t) = (2\pi)^{-2} \iiint d\mathbf{r} T(\mathbf{r}, t) \exp[-i\mathbf{k}\mathbf{r}], \quad \hat{I}(\mathbf{k}, t) = (2\pi)^{-2} \iiint d\mathbf{r} Q(\mathbf{r}, t) \exp[-i\mathbf{k}\mathbf{r}]. \quad (2)$$

Решение для температуры получается в виде

$$T(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{k} \hat{T}(\mathbf{k}, t) \exp[i\mathbf{k}\mathbf{r}], \quad \hat{T}(\mathbf{k}, t) = \exp[-\chi \kappa^2 t] \int_0^t d\tau \hat{Q}(\mathbf{k}, \tau) \exp[\chi \kappa^2 \tau]. \quad (3)$$

При облучении полубесконечного объекта ($z \geq 0$) лазерным излучением можно записать

$$Q(z, \mathbf{p}, t) = \alpha I(\mathbf{p}, t) \exp(-\alpha z) \quad (4)$$

где I – распределение интенсивности (плотности мощности) лазерного излучения в плоскости $z = 0$ на поверхности объекта (среды), α – коэффициент объемного поглощения. При условии поглощения излучения в бесконечно тонком слое d_α ($d_\alpha \sim \alpha^{-1} \ll \chi t$) решение (3) преобразуется к виду

$$T(z, \mathbf{p}, t) = \int_0^t d\tau \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k}_\perp \hat{I}(\mathbf{k}_\perp, \tau) \exp[-\chi(\kappa_\perp^2 + k_z^2)(t - \tau)] \exp[i\mathbf{k}_\perp \mathbf{p} + ik_z z]. \quad (5)$$

Для тонкой пластины, т.е. когда выполняется условие $d \ll \chi t$ (d – толщина пластины), температура вдоль оси z является константой и выражение (3) преобразуется к виду

$$\hat{T}(\mathbf{k}_{\perp}, t) = \exp[-\chi\kappa^2 t] \int_0^t d\tau \hat{I}(\mathbf{k}_{\perp}, \tau) \exp[\chi\kappa^2 \tau]. \quad (6)$$

Расчеты распространения гауссова лазерного пучка на атмосферной трассе выполнялись численно на основе решения параболического волнового уравнения (рис.1). На рис.2 приводятся результаты расчета изменения температуры в тонкой пластине под воздействием лазерного излучения, поглощаемого в ее поверхностном слое. Расчет температуры выполнялся в строгой постановке, задача теплопроводности решалась с учетом изменения во времени распределения интенсивности на поверхности (т.е. на основе (6)) и в приближении постоянного распределения интенсивности, равного среднему по времени распределению. Если в (6) подставить постоянное (среднее) распределение интенсивности на поверхности объекта, то получаем

$$\hat{T}(\mathbf{k}_{\perp}, t) \approx \langle \hat{I}(\mathbf{k}_{\perp}, t) \rangle_t [1 - \exp(-\chi\kappa^2 t)] / \chi\kappa^2. \quad (7)$$

где $\langle \hat{I}(\mathbf{k}_{\perp}, t) \rangle_t$ - пространственный спектр усредненного распределения интенсивности. В расчетах турбулентные условия на трассе соответствуют параметру $Dr_0 = 2.0$ ($Dr_0 = d/r_0$, d - диаметр пучка, r_0 - радиус Фрида).



Рис.1. Распределения интенсивности вдоль поперечной оси 0X: мгновенная интенсивность (малиновая линия); усредненная по 150 реализациям интенсивность (голубая). $Dr_0 = 2.0$

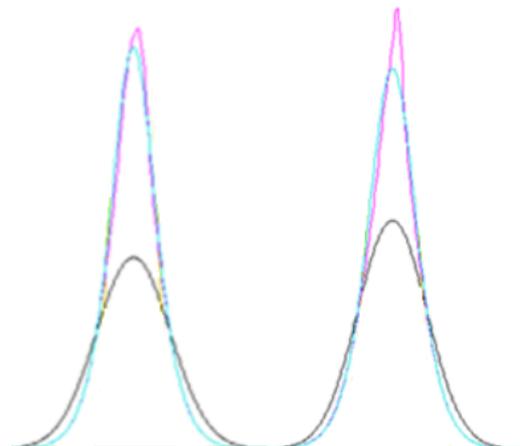


Рис.2. Распределение температуры в пластине. Строгое решение (малиновая линия), приближение стационарного нагрева (усреднение по 150 реализациям) (голубая), аналитическое распределение температуры для гауссова мгновенного источника (черная). Дифракционный радиус пучка на поверхности пластины $a_d = 1$ см, время нагрева $t_i = 8$ с, $Dr_0 = 2.0$ (слева), $Dr_0 = 5$ (справа).

Видно, что приближенный подход дает решения близкие к результатам, полученным в строгой постановке задачи. Это связано с высокой частотой турбулентных флуктуаций интенсивности (более 100 Гц) по сравнению с инерционностью тепловых эффектов.

Данное обстоятельство позволяет существенно упростить решение задачи для полубесконечного объекта. Решение (5) представлено в виде четырехкратного интеграла, что является серьезным препятствием для реализации численных алгоритмов. Можно показать, что (5) для постоянного во времени распределения интенсивности $\langle I(\mathbf{p}, t) \rangle_t = I(\mathbf{p})$ путем тождественных преобразований может быть преобразовано к виду:

$$T(z, \mathbf{p}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{k} \hat{I}(\mathbf{k}) \Phi(z, \mathbf{k}, t) \exp[i\mathbf{k}\mathbf{p}] \quad (8)$$

$$\Phi(z, \mathbf{k}, t) = \frac{\pi}{2\chi\kappa} \left[e^{kz} \operatorname{erf}(\kappa\sqrt{\chi\kappa} + z/\sqrt{4\chi\kappa}) + e^{-kz} \operatorname{erf}(\kappa\sqrt{\chi\kappa} - z/\sqrt{4\chi\kappa}) - e^{kz} + e^{-kz} \right] \quad (9)$$

Данное решение представлено в виде двукратных интегралов (преобразований Фурье) и позволяет реализовать высокоэффективные численные алгоритмы с использованием методов БПФ (Быстрого преобразования Фурье).

Ниже приводятся результаты реализации численного алгоритма на основе (8)-(9) в сравнении с известными аналитическими решениями. Общеизвестно аналитическое решение уравнения (1) для точечного непрерывного источника теплоты [1]

$$T(z, \mathbf{p}, t) = \frac{q_0}{2\pi\lambda R} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{R}{\sqrt{4\chi t}}\right) \right] \quad (10)$$

где $q_0 = P_0$ – мощность источника теплоты, $R = \sqrt{z^2 + \rho^2}$. Другим известным решением [1] является распределение температуры от непрерывного плоского бесконечного источника в плоскости $z = 0$:

$$T(z, t) = \frac{Q_2 |z|}{2\lambda} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{4\chi t}{z^2}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\chi t}\right) - \left[1 - \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{z^2}{4\chi t}}\right) \right] \right\} \quad (11)$$

где $Q_2 = I_0$ – плотность мощности (Вт/м²) источника теплоты.

Расчеты выполнялись для распределения источников тепла в плоскости $z = 0$ в виде:

$$I(\mathbf{r}, t) = I_0 \exp\left(-\frac{\rho^{2m}}{a_b^{2m}}\right), \quad (14)$$

для различных значений параметра m и радиусов a_b распределения источников в поперечной плоскости. Точечный тепловой источник моделировался в виде гауссова распределения ($m = 1$) с радиусом $a_b = 0.01$ см, удовлетворяющим условию $a_b \ll (\chi t)^{1/2}$.

Расчеты на основе выражений (8) - (9) для распределения температуры вдоль оси OZ в зависимости от дистанции для теплового источника малого размера ($a_b \ll (\chi t)^{1/2}$) представлены на рис.2. Бесконечный тепловой источник моделировался в виде супергауссова распределения

($m = 8$) с радиусами $a_b = 8$ см, удовлетворяющим условию $a_b \gg (\chi t)^{1/2}$ и $2a_b \gg z$. Результаты расчетов для данного случая представлены на рис.3.

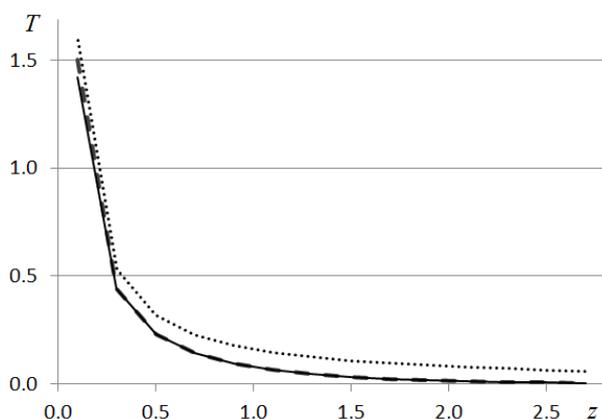


Рис.2. Распределения нормированной температуры вдоль оси $0Z$ в зависимости от дистанции z (см). Сплошная линия - численный расчет для $t = 1.2$ с (слева), штриховая линия – соответствующее аналитическое решение (10), точки – аналитическое решение (10) для $t = \infty$

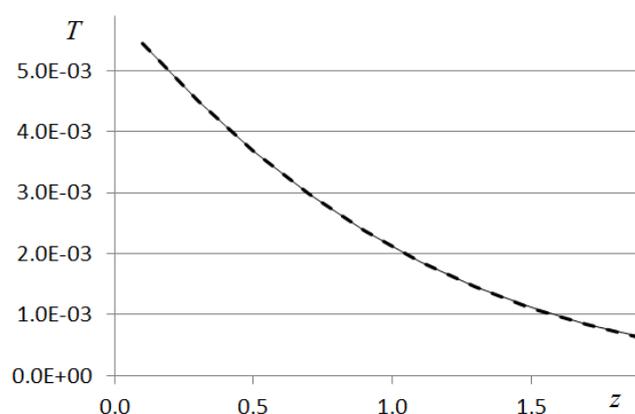


Рис.3. Распределения нормированной температуры в зависимости от дистанции z (см). Сплошная линия - численный расчет по формулам (8)-(9) для $t = 1.2$ с, штриховая линия – соответствующее аналитическое решение (11).

Видно, хорошее согласие численных расчетов на основе решения (8) - (9) с тестовыми аналитическими результатами.

Таким образом, в докладе предложен высокоэффективный алгоритм численного решения задачи теплового нагрева для полубесконечного объекта (8)-(9), облучаемого лазерным излучением с произвольным распределением интенсивности на поверхности. Проведенный анализ погрешности численного алгоритма путем сравнения с решениями тестовых задач показал, что алгоритм (8) - (9), обладает не только высокой эффективностью, но и высокой точностью. При решении тестовых задач определения объемного (продольного и поперечного) распределения температуры в нагреваемом объекте погрешность численных расчетов не превышала долей процента.

Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 18-29- 20115\18).

1. В. А. Кархин. Основы теплопередачи при сварке и пайке [Электронный ресурс]: учебное пособие / Санкт-Петербургский государственный политехнический университет. СПб., 2011. <http://elib.spbstu.ru/dl/2366.pdf>.

ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ТУРБУЛЕНТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ
ОРБИТАЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА
ОТ РАЗМЕРА ПРИЕМНОЙ АПЕРТУРЫ

Аксёнов В.П.¹, Колосов В.В.¹, Филимонов Г.А.^{1,2}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

²University of Dayton, School of Engineering, Intelligent Optics Laboratory, Dayton, USA

avp@iao.ru, kvv@iao.ru, fga@iao.ru,

На основе численного моделирования изучаются законы распределения флуктуаций орбитального углового момента (ОУМ) лаггер-гауссова лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Исследуется трансформация плотностей вероятностей флуктуаций ОУМ при изменениях исходной величины ОУМ, турбулентных и дифракционных условий распространения, размера приемной апертуры. Показано, что это распределение хорошо аппроксимируется с помощью разложения Эджворта.

Изучены законы распределения вероятностей флуктуаций орбитального углового момента вихревого лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Исходное распределение поля такого пучка имеет вид

$$u(r, \theta, z = 0) = \left(\sqrt{2} \frac{r}{a} \right)^{|l|} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \exp[i l \theta], \quad (1)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ and $\theta = \arctan(y/x)$ полярные координаты, l топологический заряд (начальное значение ОУМ), a - эффективный радиус пучка.

Орбитальный угловой момент вычислялся по формуле

$$L_z = \frac{i}{2\omega} \frac{\iint_{\infty} \left[\mathbf{r} \times (u(\mathbf{r}, z) \nabla_{\perp} u^*(\mathbf{r}, z) - u^*(\mathbf{r}, z) \nabla_{\perp} u(\mathbf{r}, z)) \right] \mathbf{n}_z d\mathbf{r}}{\iint_{\infty} |u(\mathbf{r}, z)|^2 d\mathbf{r}}. \quad (2)$$

Исследование проводилось с помощью численного моделирования, выполненного на основе метода Монте – Карло. В качестве основы расчетных схем использовались алгоритмы численного моделирования распространения лазерных пучков в атмосфере, тождественные алгоритмам, описанным в [1]. Для аппроксимации спектра флуктуаций показателя преломления была выбрана модель Эндрюса [2].

Ранее [3] было показано, что для приемной апертуры бесконечного размера плотности вероятностей флуктуаций ОУМ, полученные в численных расчетах, имеют подобный нормальному распределению, но отличный от нормального распределения вид. В этом случае, как известно, для аналитического описания плотности вероятностей может быть использовано приближение Эджворта:

$$P_1(u) = P_g(u) \left[1 + \frac{1}{6} \gamma_1 H_3 \left(\frac{u - \langle u \rangle}{\sigma_u} \right) + \frac{1}{24} \gamma_2 H_4 \left(\frac{u - \langle u \rangle}{\sigma_u} \right) \right], \quad (3)$$

где $P_g(u)$ – нормальное распределение с параметрами $\langle u \rangle$ и σ_u , γ_1 – коэффициент скоса, γ_2 – коэффициент эксцесса, H_3, H_4 – полиномы Эрмита.

На рис.1 приведены гистограммы распределений плотностей вероятностей флуктуаций ОУМ для лазерного пучка с топологическим зарядом $m = 1$ при различных значениях параметра Рытова.

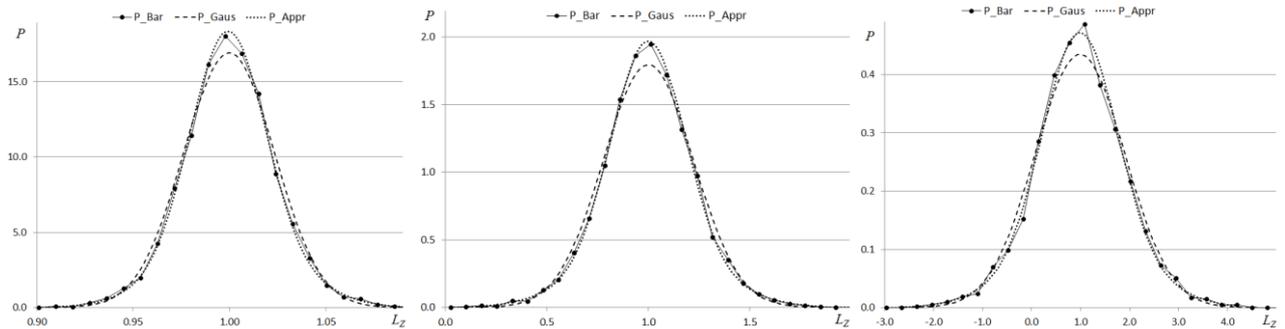


Рисунок 1. Гистограммы (P_Bar) распределений плотностей вероятностей флуктуаций ОУМ для лазерных пучков с топологическим зарядом $m = 1$ при различных значениях параметра Рытова $\beta_0^2 = 0.1$ (левый рисунок), 1.0 (центральный), 5.2 (правый). Дистанция распространения $z = ka^2$. P_Gaus – соответствующее нормальное распределение, P_Appr – приближение Эджворта.

Видно, что для слабой турбулентности ($\beta_0^2 = 0.1$) величина среднеквадратичного отклонения ОУМ остается много меньше единицы. Для умеренной турбулентности величина среднеквадратичного отклонения ОУМ возрастает, но вероятность искажений пучка, для которых значение ОУМ выходит за диапазон $[0.5 \dots 1.5]$ остается незначительной. В условиях сильной турбулентности ($\beta_0^2 = 5.2$) наблюдается существенное возрастание дисперсии флуктуаций ОУМ. В этом случае с достаточно высокой вероятностью ОУМ может принимать значения, выходящие за диапазон $[0.5 \dots 1.5]$. Это обстоятельство существенным образом может ограничивать возможности устойчивой передачи информации с помощью кодирования ОУМ, так как пучок с начальным значением ОУМ, равным единице, будет в конце трассы иметь значения близкие к нулю или двойке. Сравнение приближения Эджворта с гистограммами указывает, что данное приближение является хорошей аппроксимацией численных результатов.

На рис.2 представлены расчеты для вероятностей отклонения случайного значения ОУМ от исходного значения (гистограммы центрированных флуктуаций) для лазерных пучков с топологическими зарядами $m = 0, 1, 2, 4$.

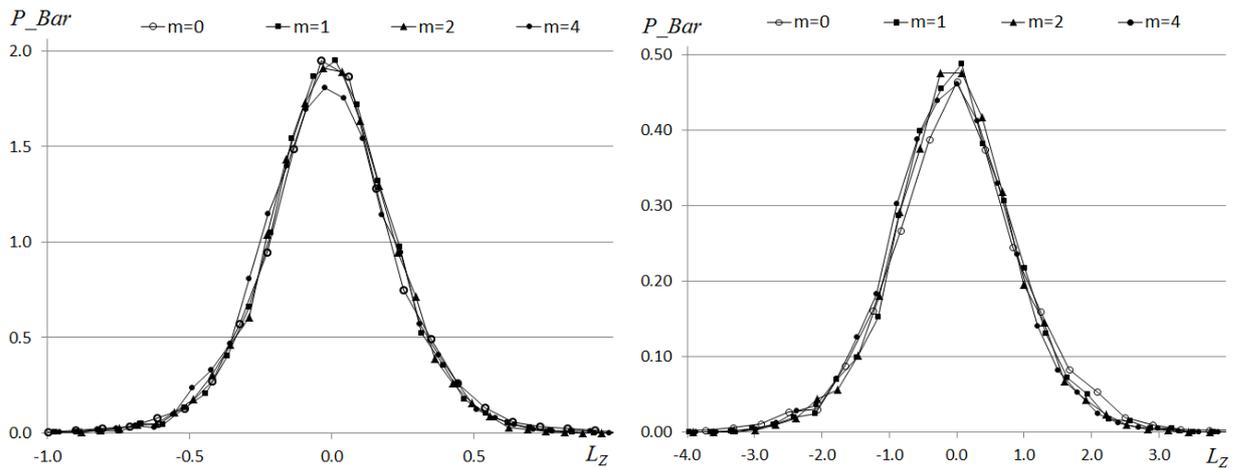


Рисунок 2. Гистограммы центрированных распределений для лазерных пучков с топологическими зарядами $m = 0, 1, 2, 4$. Дистанция распространения $z = ka^2$, параметр Рытова $\beta_0^2 = 1.0$ (левый рисунок), 5.2 (правый).

Из расчетов следует, что трансформация вида плотности вероятностей происходит практически при неизменном значении СКО. Для пучков с различным топологическим зарядом мы имеем близкие распределения центрированной плотности вероятностей флуктуаций ОУМ.

В предыдущих расчетах по умолчанию предполагалось, что размер приемной апертуры заведомо превышает размер пучка в приемной плоскости (режим полного перехвата пучка). Данное условие не всегда может быть реализовано на практике. Ниже приводятся расчеты трансформации плотности распределения флуктуаций ОУМ в зависимости от нормированного радиуса приемной апертуры R (радиус нормирован на начальный эффективный радиус пучка a). Расчеты выполнены для пучка с топологическим зарядом $m = 1$. Дистанция распространения $z = ka^2$. Турбулентность на трассе соответствует средним условиям (параметр Рытова $\beta_0^2 = 1.0$). Отметим, что для бесконечной апертуры соответствующий результат представлен на рис.1 (средний рисунок).

Представленные результаты указывают, что с уменьшением радиуса приемной апертуры происходит существенное искажение распределения плотности вероятностей. Наблюдается заметное уменьшение среднего значения ОУМ, теряется симметрия функции относительно исходного значения. Для $R = 1$ искажения распределения становятся настолько существенными, что, как следует из рис.3 г, в плоскости приема вероятность выполнения условия ОУМ < 0.5 будет существенно превышать вероятность выполнения условия ОУМ > 0.5 . Что означает, что передача информации методом ее кодирования значением ОУМ в данных условиях становится невозможной.

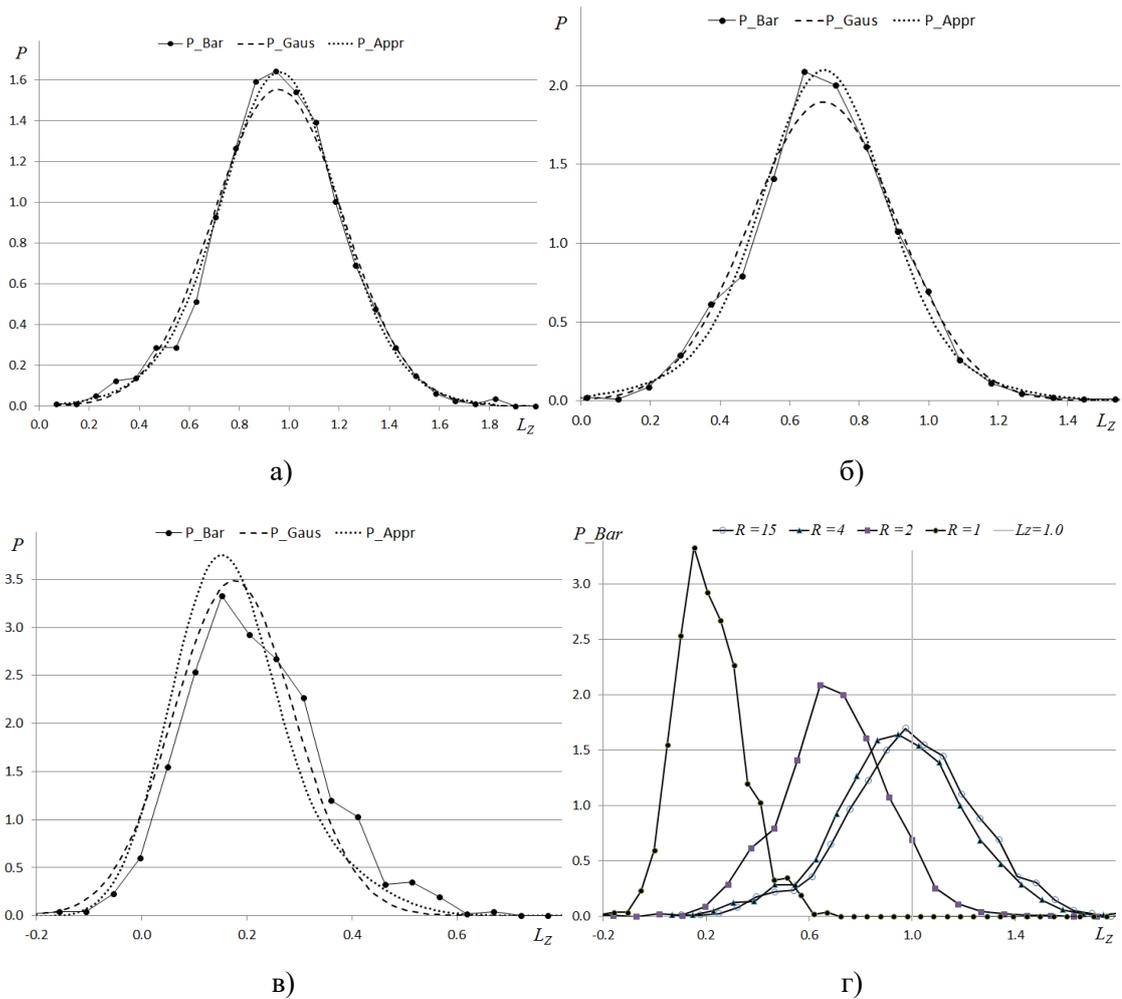


Рисунок 3. Гистограммы (P_Bar) распределений для лазерных пучков в турбулентной ($\beta_0^2 = 1.0$) атмосфере с топологическим зарядом $m = 1$. Радиус приемной апертуры $R=4$ (а, г), 2 (б, г), 1 (в, г), 15 (г). Дистанция распространения $z=ka^2$. $Gaus$ – соответствующее нормальное распределение (а, б, в), P_Appr - приближение Эджворта (а, б, в).

Таким образом, определение ограничений на выбор размера апертуры является принципиально важным вопросом, и требует дополнительных исследований.

Работа поддержанаРНФ (18-19-00437) и РФФИ (18-29-20115\18).

1. *Aksenov V. P., Dudorov V. V., Kolosov V. V.* Probability distribution of intensity fluctuations of vortex laser beams in the turbulent atmosphere. <http://arxiv.org/abs/1802.03172>.
2. *Andrews L. C. and Phillips R. L.* Laser Beam Propagation through Random Media. SPIE 2005
3. *Filimonov G.A., Aksenov V.P., Kolosov V.V., Pogutsa Ch.E.* Fluctuations of the orbital angular momentum of a vortex laser beam in a turbulent atmosphere: dependence on the turbulence strength and beam parameters// Proc. SPIE, 2016. V. 10035, 100352F.

IMAGE PROCESSING FOR ATMOSPHERIC TURBULENCE CORRECTION AND CROSSWIND RESTORE

Dudorov V.V., Nasonova A.S., Shestakov S.O.

V E Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia,

E-mail: dvv@iao.ru, an.s.eremina@gmail.com, styopashestakov@yandex.ru

We present the optical observation system, which allows the correction of atmospheric turbulence distortions and restore the crosswind speed on the observation path. One of the key elements of the system is software that allows us to process the video stream of images in real time with a frequency of up to 200 frames per second at a resolution of up to 1024x512 pixels. The program is developed in C++ using the video camera Vimba API and Intel Math Kernel Library (Intel MKL) for performing mathematical operations with large matrices.

СРЕДНЯЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО БЕССЕЛЕВА ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Лукин И.П.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

E-mail: lukin_ip@iao.ru

В данной работе проводится теоретический анализ особенностей трансформации пространственной структуры средней интенсивности частично когерентных бесселевых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере. С использованием когнитивных графиков средней интенсивности оптического излучения наглядно показано, что устойчивость формы частично когерентного вихревого бесселева пучка при распространении в турбулентной атмосфере увеличивается с ростом значения топологического заряда этого пучка.

В настоящее время при изучении распространения частично когерентных лазерных пучков в однородных и случайно-неоднородных средах уделяется особое внимание пучкам различного функционального вида [1 – 3]. Это связано с поиском лазерных пучков, чей функциональный вид наиболее адекватно соответствовал бы решению конкретной проблемы передачи информации или транспортировки энергии оптическим излучением. Обусловлен данный интерес тем, что при современном уровне развития квантовой электроники появилась возможность оптимизировать не только параметры лазерных пучков для достижения максимальной эффективности разрабатываемых оптико-электронных систем, но и сам функциональный вид лазерных пучков выбирать также оптимальным образом [1 – 3].

Отметим, что из множества различных типов оптических пучков семейство инвариантных гельмгольцовых пучков вызывает особый интерес [4, 5]. Данное семейство состоит из четырёх основных типов пучков: косинусных, бесселевых, Матье и параболических. Из этого семейства наиболее активно изучаются бездифракционные бесселевы пучки [6, 7], которые считаются самыми перспективными в практическом плане среди инвариантных оптических пучков. Инвариантные волновые структуры (бездифракционные пучки) могут так же нести оптический вихрь [1 – 3]. К подобным вихревым бездифракционным пучкам имеется повышенный интерес, так как они сочетают в себе ряд оригинальных особенностей. Все эти качества обычно реализуются в однородной среде для полностью когерентных оптических пучков. Как показано в [8, 9], в турбулентной атмосфере подобные пучки могут быть сформированы лишь в весьма ограниченной области.

В данной работе, базируясь на решении уравнения для функции взаимной когерентности второго порядка, рассмотрено распространение частично когерентных бесселевых пучков в турбулентной атмосфере.

Для частично когерентного бesselева пучка, распространяющегося в направлении оси координат Ox , функцию взаимной когерентности второго порядка поля источника $E_0(\mathbf{\rho})$ при $x = 0$ зададим в виде [10]:

$$\Gamma_2^{(0)}(\mathbf{\rho}_1, \mathbf{\rho}_2) = \overline{E_0(\mathbf{\rho}_1)E_0^*(\mathbf{\rho}_2)} = E_0^2 J_m(\beta\rho_1)J_m(\beta\rho_2) \exp[im(\varphi_1 - \varphi_2)] \exp\left[-\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{4l_c^2}\right], \quad (1)$$

где черта сверху обозначает усреднение по ансамблю реализаций флуктуаций источника оптического излучения; E_0 – начальная амплитуда пучка; $\mathbf{\rho} = \{y, z\} = \{\rho, \varphi\}$ – поперечная к направлению распространения оптического излучения пространственная координата; $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, $\varphi = \arctan(y/z)$ – модуль и аргумент этой координаты; $\beta = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ – компонента волнового вектора \mathbf{k} , ортогональная оси распространения оптического излучения; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны оптического излучения в вакууме; k_x – компонента волнового вектора по направлению оси Ox ; m – топологический заряд пучка; $J_m(\cdot)$ – функция Бесселя первого рода m -го порядка; l_c – ширина корреляции поля источника [10].

Описание когерентных свойств частично когерентных бesselевых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере, в параксиальном приближении проведём с использованием поперечной функции взаимной когерентности второго порядка поля пучка $U(x, \mathbf{\rho}) \cong E(x, \mathbf{\rho}) \exp(ikx)$ [11]: $\Gamma_2(x, \mathbf{\rho}_1, \mathbf{\rho}_2) = \langle U(x, \mathbf{\rho}_1)U^*(x, \mathbf{\rho}_2) \rangle \cong \langle E(x, \mathbf{\rho}_1)E^*(x, \mathbf{\rho}_2) \rangle$, где $E(x, \mathbf{\rho})$ – комплексная амплитуда пучка; $\langle \mathbf{K} \rangle$ – усреднение по ансамблю реализаций флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы; $\{x, \mathbf{\rho}_1\}$ и $\{x, \mathbf{\rho}_2\}$ – точки наблюдения; x – длина трассы. Информация о поперечной функции взаимной когерентности второго порядка позволяет анализировать поведение средней интенсивности частично когерентного оптического пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере: $\langle \overline{I(x, \mathbf{R})} \rangle \equiv \Gamma_2(x, \mathbf{R}, 0)$. Здесь $\langle \overline{I(x, \mathbf{R})} \rangle$ – средняя интенсивность поля частично когерентного оптического излучения в турбулентной атмосфере в точке $\{x, \mathbf{R}\}$. Для оптических пучков, обладающих вращательной симметрией, выполняется соотношение $\langle \overline{I(x, \mathbf{R})} \rangle = \langle \overline{I(x, R)} \rangle$.

Исследование поведения средней интенсивности частично когерентных бesselевых пучков (1), распространяющихся в турбулентной атмосфере, проводится численными методами. Максимально информативная картина получается при использовании для представления результатов данных расчётов когнитивной графики. Когнитивная графика позволяет преобразовать числовую информацию об объектах с большим количеством

параметров в наглядные графические динамические образы [12]. Образы формируются средствами машинной графики с применением цветовых яркостных представлений и специальных интегральных разверток. На рис. 1 изображён процесс эволюции нормированной средней интенсивности $\langle I(x, R) \rangle / \text{Max}[I(x, R)]$ частично когерентных вихревых ($m = 1, 2, 3$) и фундаментального ($m = 0$) бesselевых пучков (1) при распространении в однородной среде. Здесь $\text{Max}[I(x, R)]$ – максимальное значение интенсивности когерентного ($l_c \rightarrow \infty$) бesselева пучка при распространении в однородной среде ($q_c = 0$). На графиках по оси абсцисс отложена безразмерная радиальная координата βR , где R – расстояние от точки наблюдения до оптической оси бesselева пучка, по оси ординат – безразмерная величина $q_c = x/(kl_c^2)$, характеризующая условия распространения частично когерентного оптического излучения на трассе в однородной среде. Данные показывают, что увеличение значения топологического заряда частично когерентного вихревого бesselева пучка обеспечивает более высокую “проникающую способность” при передаче центрального тёмного пятна оптическим пучком в турбулентной атмосфере.

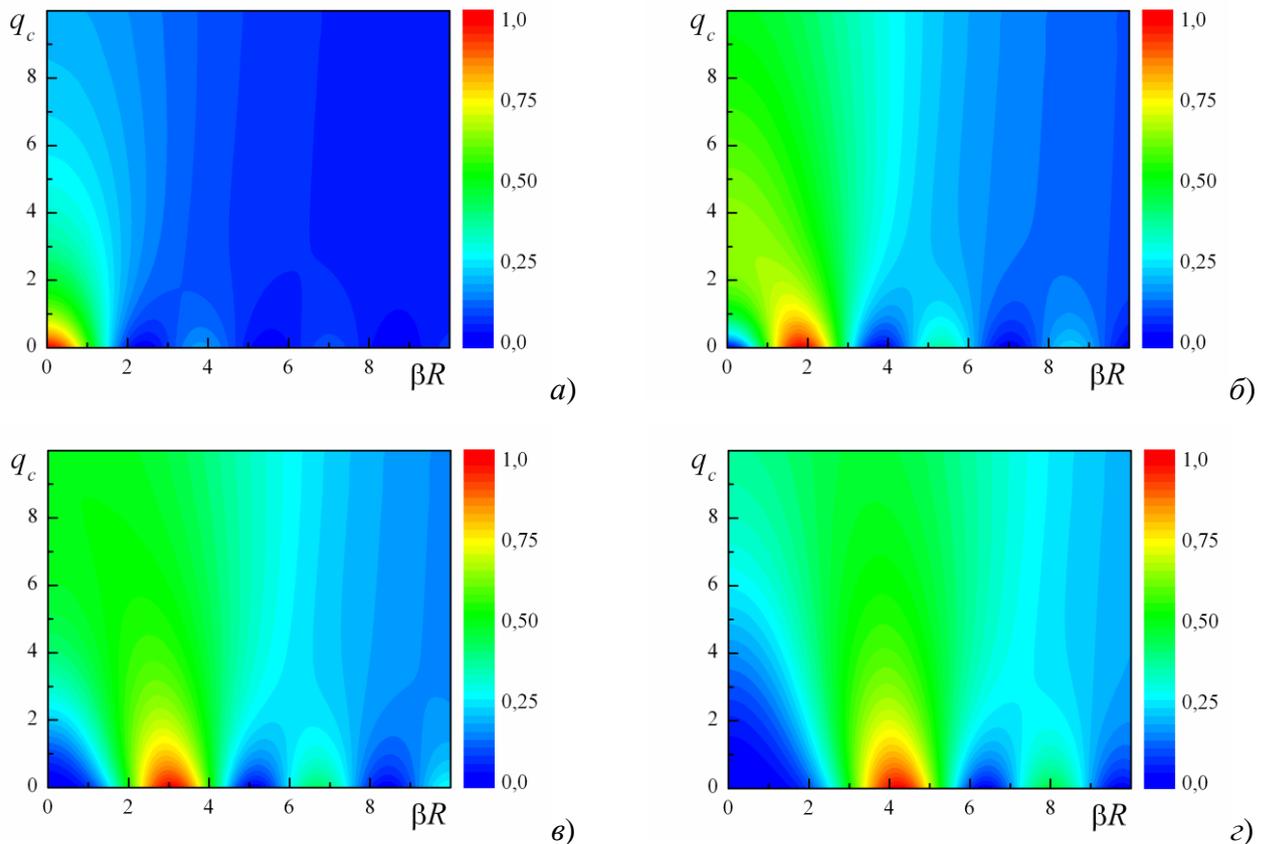


Рисунок 1 — Нормированная средняя интенсивность частично когерентных бesselевых пучков с топологическим зарядом $m = 0$ (а), $m = 1$ (б), $m = 2$ (в) и $m = 3$ (г) в однородной среде

Цветные контурные графики нормированной средней интенсивности частично когерентных бесселевых пучков выполнены для 40 цветов. Красный цвет соответствует глобальным максимумам функций, а синий цвет – минимальным значениям функций. По мере увеличения топологического заряда вихревого пучка увеличивается центральное тёмное пятно, причём оно становится всё более и более стабильным при распространении частично когерентного излучения в однородной среде. Отметим, что область красного цвета (которая соответствует светлому кольцу вихревого пучка) так же увеличивается с ростом m . На рис. 1, *a* наглядно продемонстрирован более быстрый “распад” фундаментального бесселева пучка.

В работе показано, что частично когерентные вихревые бесселевы пучки имеют большую устойчивость при распространении в турбулентной атмосфере, чем фундаментальный бесселев пучок. Установлено также, что устойчивость частично когерентных вихревых бесселевых пучков возрастает с увеличением значения топологического заряда оптического пучка.

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН АААА-А17-117021310149-4.

1. *Allen L., Barnett S.M., Padgett M.J.* Optical angular momentum. Bristol: Institute of Physics, 2003. 300 p.
2. *Andrews D.L.* Structured light and its applications: An introduction to phase-structured beams and nanoscale optical forces. N.Y.: Academic Press, 2008. 341 p.
3. *Пятницкий Л.Н.* Оптический разряд в поле лазерного бесселева пучка // Успехи физ. наук. 2010. Т. 180. № 2. С. 165–184.
4. *Lopez-Moriscal C., Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.C.* Observation of the experimental propagation properties of Helmholtz-Gauss beams // Opt. Eng. 2006. V. 45. N 6. 068001.
5. *Киселёв А.П.* Локализованные световые волны: параксиальные и точные решения волнового уравнения (Обзор) // Оптика и спектроскопия. 2007. Т. 102. №4 . С. 661–681.
6. *Chen B., Chen Z., Pu J.* Propagation of partially coherent Bessel-Gaussian beams in turbulent atmosphere // Opt. Laser Technol. 2008. V. 40 N 6. P. 820–827.
7. *Ding Ch., Pan L., Lu B.* Phase singularities and spectral changes of spectrally partially coherent higher-order Bessel-Gauss pulsed beams // J. Opt. Soc. Am. A. 2009. V. 26. N 12. P. 2654–2661.
8. *Lukin I.P.* Mean intensity of a fundamental Bessel beam in turbulent atmosphere // Opt. Eng. 2014. V. 53. N 9. 096104.
9. *Lukin I.P.* Mean intensity of vortex Bessel beams propagating in turbulent atmosphere // Appl. Opt. 2014. V. 53. N 15. P. 3287–3293.
10. *Ricklin J.C., Davidson F.M.* Atmospheric optical communication with a Gaussian Schell beam // J. Opt. Soc. Am. A. 2003. V. 20. N 5. P. 856–866.
11. *Andrews L.C., Phillips R.L.* Laser beam propagation through random media. 2nd ed. Bellingham, Washington: SPIE Press, 2005. 782 p.
12. *Зенкин А.А.* Когнитивная компьютерная графика. М.: Наука, 1991. 192 с.

МАСШТАБЫ КОГЕРЕНТНОСТИ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО БЕССЕЛЕВА ПУЧКА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Лукин И.П.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

E-mail: lukin_ip@iao.ru

Проведено теоретическое исследование масштабов когерентности частично когерентных бесселевых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере. Рассматривались следующие масштабы когерентности: радиус когерентности, интегральный масштаб степени когерентности и интегральный масштаб квадрата степени когерентности частично когерентных бесселевых пучков. Отмечается наличие высокой чувствительности к влиянию случайных неоднородностей источника оптического излучения и атмосферной турбулентности интегрального масштаба степени когерентности частично когерентных бесселевых пучков.

Проблема описания распространения структурированных и модулированных по фазе лазерных пучков [1] в настоящее время всё ещё остаётся весьма актуальной. Одним из наиболее перспективных типов бездифракционных оптических пучков являются бесселевы пучки [1, 2]. Распространение реального лазерного пучка всегда связано с действием внешних возмущений, которые, как правило, вызывают некоторые изменения в его структуре [3 – 7].

Целью настоящей работы является теоретическое исследование когерентных свойств частично когерентных бесселевых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере. Проведён детальный анализ поведения радиуса когерентности, а также интегральных масштабов степени когерентности и квадрата степени когерентности частично когерентных бесселевых пучков в зависимости от параметров оптического излучения и характеристик турбулентной атмосферы.

Для частично когерентного бесселева пучка, распространяющегося в направлении оси координат Ox , функцию взаимной когерентности второго порядка поля источника $E_0(\mathbf{\rho})$ при $x = 0$ зададим в виде [8]:

$$\Gamma_2^{(0)}(\mathbf{\rho}_1, \mathbf{\rho}_2) = \overline{E_0(\mathbf{\rho}_1)E_0^*(\mathbf{\rho}_2)} = E_0^2 J_m(\beta\rho_1)J_m(\beta\rho_2) \exp[im(\varphi_1 - \varphi_2)] \exp\left[-\frac{(\mathbf{\rho}_1 - \mathbf{\rho}_2)^2}{4l_c^2}\right], \quad (1)$$

где черта сверху обозначает усреднение по ансамблю реализаций флуктуаций источника оптического излучения; E_0 – начальная амплитуда пучка; $\mathbf{\rho} = \{y, z\} = \{\rho, \varphi\}$ – поперечная к направлению распространения оптического излучения пространственная координата; $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, $\varphi = \arctan(y/z)$ – модуль и аргумент этой координаты; $\beta = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ – компонента волнового вектора \mathbf{k} , ортогональная оси распространения оптического излучения; $k = 2\pi/\lambda$, λ

– длина волны оптического излучения в вакууме; k_x – компонента волнового вектора по направлению оси Ox ; m – топологический заряд пучка; $J_m(\cdot)$ – функция Бесселя первого рода m -го порядка; l_c – ширина корреляции поля источника [8].

Описание когерентных свойств частично когерентных бesselевых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере, в параксиальном приближении проведём с использованием поперечной функции взаимной когерентности второго порядка поля пучка $U(x, \rho) \cong E(x, \rho) \exp(ikx)$ [9]: $\Gamma_2(x, \rho_1, \rho_2) = \langle \overline{U(x, \rho_1) U^*(x, \rho_2)} \rangle \cong \langle \overline{E(x, \rho_1) E^*(x, \rho_2)} \rangle$, где $E(x, \rho)$ – комплексная амплитуда пучка; $\langle \overline{} \rangle$ – усреднение по ансамблю реализаций флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы; $\{x, \rho_1\}$ и $\{x, \rho_2\}$ – точки наблюдения; x – длина трассы. Нормированная функция взаимной когерентности второго порядка (комплексная степень когерентности) частично когерентного оптического пучка в турбулентной атмосфере имеет следующий вид: $\gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho) = \frac{\Gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho)}{\sqrt{\langle \overline{I(x, \mathbf{R} + \rho/2)} \rangle \langle \overline{I(x, \mathbf{R} - \rho/2)} \rangle}}$, где

$\langle \overline{I(x, \mathbf{R})} \rangle \equiv \Gamma_2(x, \mathbf{R}, 0)$ – средняя интенсивность оптической волны в точке $\{x, \mathbf{R}\}$; $\mathbf{R} = (\rho_1 + \rho_2)/2$ и $\rho = \rho_1 - \rho_2$ – суммарная и разностная координаты точек наблюдения. Вычислив модуль комплексной степени когерентности оптического пучка на его оптической оси ($R = 0$), получим выражение для степени когерентности поля пучка: $\mu(x, \rho) = \sqrt{\{\text{Re}[\gamma_2(x, 0, \rho)]\}^2 + \{\text{Im}[\gamma_2(x, 0, \rho)]\}^2}$.

Известно [10], что если степень когерентности $\mu(x, \rho)$ обладает одним максимумом, то радиус когерентности может быть найден из условия: $\mu(x, \rho_c) = \exp(-1) \approx 0,37$. Радиус когерентности можно определять как по первому пересечению графика степени когерентности заданного уровня (будем обозначать его как ρ_c), так и по последнему пересечению этого уровня (будем обозначать его как $\rho_{c \text{ ен}}$). Во втором случае мы даём приближённую оценку радиуса когерентности оптического излучения, определённого для огибающей степени когерентности оптического излучения $\mu(x, \rho)$. Вместе с тем, масштабы степени когерентности можно вводить интегральными соотношениями [10]: $\rho_m = \int_0^\infty d\rho \mu(x, \rho)$ и $\rho_g = \int_0^\infty d\rho \mu^2(x, \rho)$, где ρ_m – интегральный масштаб степени когерентности оптического излучения $\mu(x, \rho)$, а ρ_g – интегральный масштаб квадрата степени когерентности оптического излучения $\mu(x, \rho)$.

Результаты численных расчётов радиусов когерентности ρ_c и $\rho_{c\text{en}}$, интегрального масштаба степени когерентности ρ_m и интегрального масштаба квадрата степени когерентности ρ_g частично когерентных фундаментального ($m=0$) и вихревых ($m \geq 1$) бesselевых пучков (1) на их оптической оси ($R=0$) для параметра бesselева пучка $\tilde{\beta}=1,0$ при различных значениях топологического заряда ($m=1, 2, 3, 4$) представлены на рис. 1. Здесь $q_c = x/(kl_c^2)$ – параметр, характеризующий условия распространения частично когерентного оптического излучения в однородной среде. Случай плоской волны соответствует $\tilde{\beta}=0$.

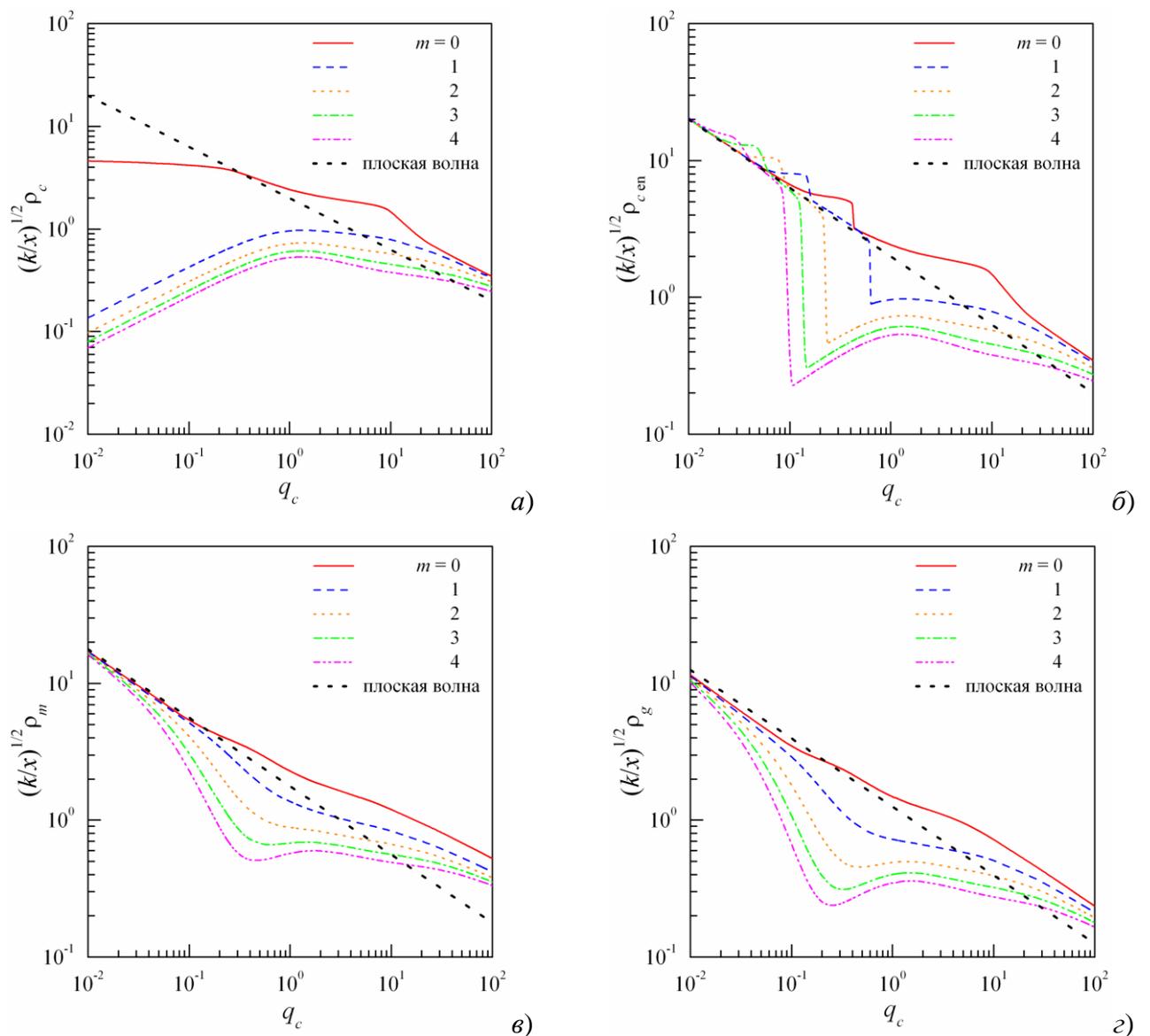


Рисунок 1 — Радиусы когерентности ρ_c (а) и $\rho_{c\text{en}}$ (б), интегральные масштабы степени когерентности ρ_m (в) и квадрата степени когерентности ρ_g (г) частично когерентных бesselевых пучков и плоской волны в однородной среде

В целом сопоставление интегрального масштаба квадрата степени когерентности ρ_g с интегральным масштабом степени когерентности ρ_m частично когерентных бесселевых пучков (см. рис. 1, *г* и 1, *в*) показывает примерную равнозначность этих характеристик в данных условиях. Обе они могут служить критериями для сравнения уровней когерентности частично когерентных бесселевых пучков в турбулентной атмосфере. Однако, можно всё же отдать предпочтение интегральному масштабу степени когерентности ρ_m , т.к. он меньше зависит от величины топологического заряда m вихревых бесселевых пучков, чем интегральный масштаб квадрата степени когерентности ρ_g .

Показано, что радиусы когерентности ρ_c , $\rho_{c\text{en}}$ и интегральные масштабы степени когерентности ρ_m и квадрата степени когерентности ρ_g частично когерентного бесселева пучка существенно зависят от параметра q_c . С увеличением параметра q_c масштабы когерентности: $\rho_{c\text{en}}$, ρ_m и ρ_g , уменьшаются почти по степенному закону “ $-1/2$ ”, а радиус когерентности частично когерентного бесселева пучка ρ_c зависит от q_c не монотонно.

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН АААА-А17-117021310149-4.

1. *Andrews D.L.* Structured light and its applications: An introduction to phase-structured beams and nanoscale optical forces. N.Y.: Academic Press, 2008. 341 p.
2. *Пятницкий Л.Н.* Оптический разряд в поле лазерного бесселева пучка // Успехи физ. наук. 2010. Т. 180. № 2. С. 165–184.
3. *Maleev I.D., Palacios D.M., Marathay A.S., Swartzlander G.A.* Spatial correlation vortices in partially coherent light: theory // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. V. 21. N 11. P. 1895–1900.
4. *Rao L., Pu J.* Generation of partially coherent vortex bottle beams // Chin. Opt. Lett. 2007. V. 5. N 7. P. 379–382.
5. *He X., Lu B.* Propagation of partially coherent flat-topped vortex beams through non-Kolmogorov atmospheric turbulence // J. Opt. Soc. Am. A. 2011. V. 28. N 9. P. 1941–1948.
6. *Ding P., Ren H.* Propagation law of partially coherent vortex beam // Opt. Eng. 2012. V. 51. N 1. 18002.
7. *Birch P., Ituen I., Young R., Chatwin Ch.* Long-distance Bessel beam propagation through Kolmogorov turbulence // J. Opt. Soc. Am. A. 2015. V. 32. N 11. P. 2066–2073.
8. *Ricklin J.C., Davidson F.M.* Atmospheric optical communication with a Gaussian Schell beam // J. Opt. Soc. Am. A. 2003. V. 20. N 5. P. 856–866.
9. *Andrews L.C., Phillips R.L.* Laser beam propagation through random media. 2nd ed. Bellingham, Washington: SPIE Press, 2005. 782 p.
10. *Малахов А.Н.* Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. М.: Советское радио, 1978. 376 с.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОНИЧЕСКИХ ВОЛН В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Лукин И.П.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

E-mail: lukin_ip@iao.ru

Проведено теоретическое исследование когерентных свойств конических волн, распространяющихся в турбулентной атмосфере. При анализе использовалось аналитическое решение уравнения для поперечной функции взаимной когерентности второго порядка поля оптического излучения. Рассматривались следующие характеристики когерентности конических волн: степень когерентности, радиус когерентности, а также интегральные масштабы степени когерентности и квадрата степени когерентности. Проанализирована зависимость этих характеристик от параметров оптического излучения и турбулентной атмосферы. Отмечается наличие высокой чувствительности к влиянию атмосферной турбулентности интегральных масштабов степени когерентности и квадрата степени когерентности конических волн в отличие от радиуса когерентности этих волн.

Оптический элемент, называемый аксиконом [1], создаёт не фокус, а фокальную линию. Большая фокальная глубина, предельно малая ширина фокальной линии, а также боковой подвод энергии делают его незаменимым в метрологии, системах машинного видения и т.п. для целей увеличения глубины фокуса в существующих методах и устройствах [2 – 4]. Дополнительные возможности применения для аксикона возникают при совместном использовании его вместе со спиральной фазовой пластиной [5 – 7]. Два этих устройства позволяют формировать бездифракционные вихревые псевдобесселевые оптические пучки, именуемые вихревыми коническими волнами [8, 9].

В настоящей работе проводятся теоретические исследования когерентных свойств псевдобесселевых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере, с целью нахождения характеристики когерентности оптических волн, имеющей высокую чувствительность к параметрам атмосферной турбулентности. Дан детальный анализ поведения радиуса когерентности, интегрального масштаба степени когерентности и интегрального масштаба квадрата степени когерентности псевдобесселева пучка (конкретно, конической волны) в зависимости от параметров оптического излучения и турбулентной атмосферы. Проведено сравнение исследуемых масштабов когерентности вихревых конических волн с аналогичными характеристиками фундаментальной конической волны.

Для вихревой конической волны, формируемой после прохождения через коническую линзу (аксикон) и спиральную фазовую пластину, распространяющейся в положительном направлении оси Ox , начальное распределение поля оптического излучения ($x=0$) имеет следующий вид [2 – 4, 9]:

$$U_0(\boldsymbol{\rho}) = E_0 \exp(-i\beta\rho + im\varphi), \quad (1)$$

где E_0 – начальная амплитуда поля конической волны; $\beta = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ – параметр конической волны (компонента волнового вектора \mathbf{k} , ортогональная оси Ox); $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число оптического излучения; λ – длина волны оптического излучения в вакууме; k_x – компонента волнового вектора по направлению оси Ox ; $\boldsymbol{\rho} = \{y, z\} = \{\rho, \varphi\}$ – поперечная к направлению распространения оптического излучения пространственная координата; $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, $\varphi = \arctan(y/z)$ – модуль и аргумент этой координаты; m – топологический заряд.

Описание когерентных свойств конических волн, распространяющихся в турбулентной атмосфере, в параксиальном приближении проведём с использованием поперечной функции взаимной когерентности второго порядка поля оптической волны $U(x, \boldsymbol{\rho}) \cong E(x, \boldsymbol{\rho}) \exp(ikx)$ [10]: $\Gamma_2(x, \boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = \langle U(x, \boldsymbol{\rho}_1) U^*(x, \boldsymbol{\rho}_2) \rangle \cong \langle E(x, \boldsymbol{\rho}_1) E^*(x, \boldsymbol{\rho}_2) \rangle$, где $E(x, \boldsymbol{\rho})$ – комплексная амплитуда оптической волны; $\langle \mathbf{K} \rangle$ – усреднение по ансамблю реализаций флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы; $\{x, \boldsymbol{\rho}_1\}$ и $\{x, \boldsymbol{\rho}_2\}$ – точки наблюдения; x – длина трассы. Нормированная функция взаимной когерентности второго порядка (комплексная степень когерентности) оптической волны в турбулентной атмосфере имеет следующий вид:

$$\gamma_2(x, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \frac{\Gamma_2(x, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho})}{\sqrt{\langle I(x, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) \rangle \langle I(x, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2) \rangle}}, \quad \text{где } \langle I(x, \mathbf{R}) \rangle \equiv \Gamma_2(x, \mathbf{R}, 0) \text{ – средняя интенсивность}$$

оптической волны в точке $\{x, \mathbf{R}\}$; $\mathbf{R} = (\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2)/2$ и $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2$ – суммарная и разностная координаты точек наблюдения. Вычислив модуль комплексной степени когерентности конической волны на её оптической оси ($R = 0$), получим выражение для степени когерентности поля конической волны: $\mu(x, \rho) = \sqrt{\{\operatorname{Re}[\gamma_2(x, 0, \rho)]\}^2 + \{\operatorname{Im}[\gamma_2(x, 0, \rho)]\}^2}$.

Известно [11], что для степени когерентности $\mu(x, \rho)$, обладающей одним максимумом, радиус когерентности может быть найден из условия: $\mu(x, \rho_c) = \exp(-1) \approx 0,37$. Радиус когерентности можно определить либо по первому пересечению графика степени когерентности заданного уровня (обозначим его как ρ_c), либо по последнему пересечению этого уровня (обозначим его как $\rho_{c \text{ en}}$). Вместе с тем, масштабы степени когерентности можно

вводить интегральными соотношениями [11]: $\rho_m = \int_0^\infty d\rho \mu(x, \rho)$ и $\rho_g = \int_0^\infty d\rho \mu^2(x, \rho)$, где ρ_m –

интегральный масштаб степени когерентности оптического излучения $\mu(x, \rho)$, а ρ_g – интегральный масштаб квадрата степени когерентности оптического излучения $\mu(x, \rho)$.

Результаты численных расчётов радиусов когерентности ρ_c и $\rho_{c, \text{en}}$, интегрального масштаба степени когерентности ρ_m и интегрального масштаба квадрата степени когерентности ρ_g фундаментальной ($m=0$) и вихревых ($m \geq 1$) конических волн (1) на их оптической оси ($R=0$) для параметра конической волны $\sqrt{x/k}\beta=1,0$ при различных значениях топологического заряда m ($m=1, 2, 3, 4$) представлены на рис. 1.

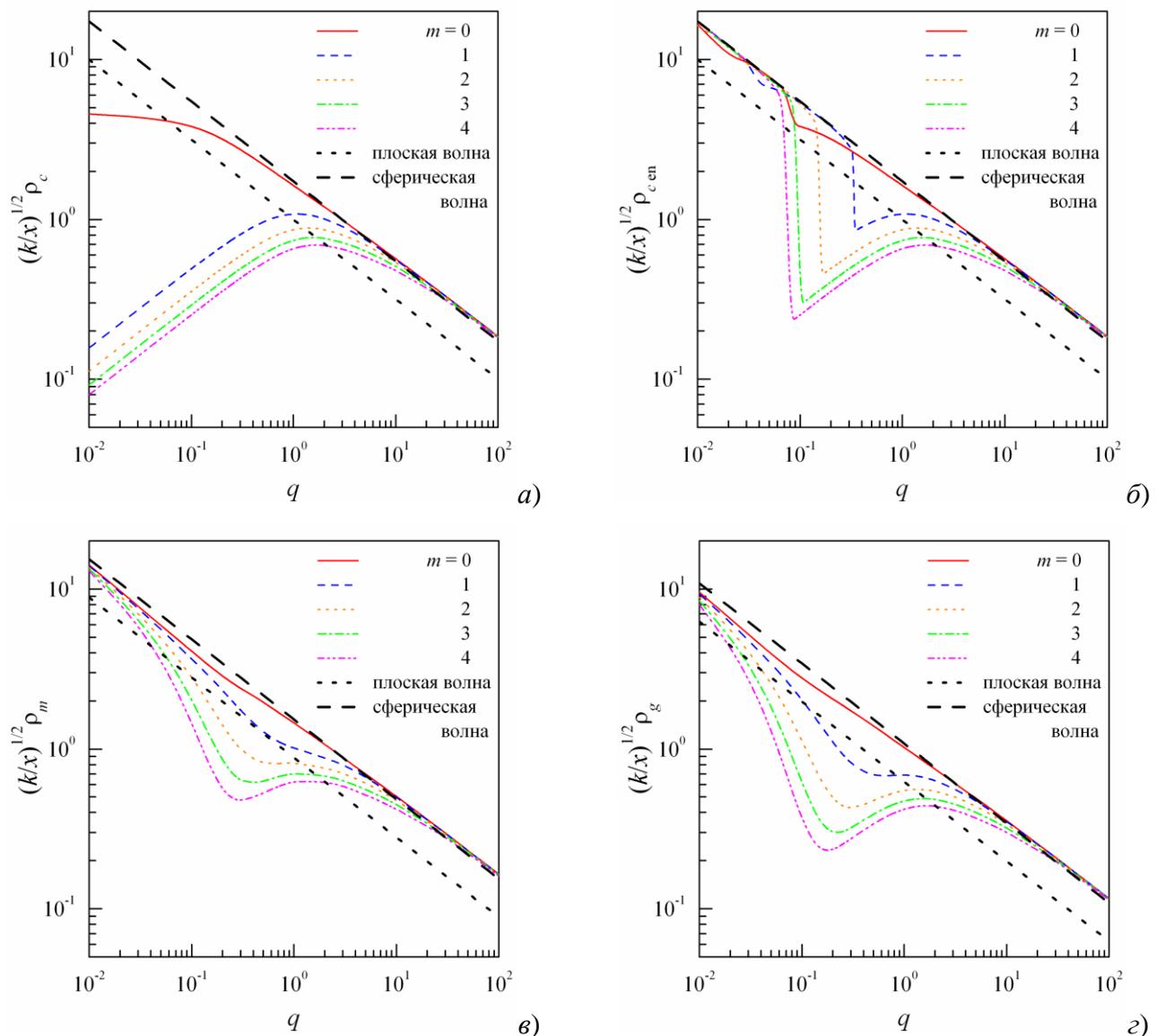


Рисунок 1 — Радиусы когерентности ρ_c (а) и $\rho_{c, \text{en}}$ (б), интегральные масштабы степени когерентности ρ_m (в) и квадрата степени когерентности ρ_g (з) конической, плоской и сферической волн в турбулентной атмосфере

Здесь $q = x/(k\rho_0^2)$ – параметр, характеризующий условия распространения оптического излучения в турбулентной атмосфере, ρ_0 – радиус когерентности плоской волны в турбулентной атмосфере [10].

В работе показано, что радиус когерентности ρ_c и $\rho_{c\text{ен}}$, интегральный масштаб степени когерентности ρ_m и интегральный масштаб квадрата степени когерентности ρ_g конической волны существенно зависят от величины параметра q , характеризующего условия распространения оптического излучения в турбулентной атмосфере. С увеличением параметра q величины интегрального масштаба степени когерентности ρ_m и интегрального масштаба квадрата степени когерентности ρ_g вихревой конической волны уменьшаются почти по степенному закону “1/2”, а для радиуса когерентности ρ_c этой волны наблюдается не монотонная зависимость.

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН АААА-А17-117021310149-4.

1. *McLeod J.H.* The axicon: A new type of optical element // *J. Opt. Soc. Am.* 1954. V. 44. N 8. P. 592–597.
2. *Friberg A.T.* Stationary-phase analysis of generalized axicons // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1996. V. 13. N 4. P. 743–750.
3. *Popov S.Yu., Friberg A.T.* Design of diffractive axicons for partially coherent light // *Opt. Lett.* 1998. V. 23. N 21. P. 1639–1641.
4. *Akturk S., Zhou B., Pasquiou B., Franco M., Mysyrowicz A.* Intensity distribution around the focal regions of real axicons // *Opt. Commun.* 2008. V. 281. N 17. P. 4240–4244.
5. *Fedotowsky A., Lehovec K.* Optimal filter design for annular imaging // *Appl. Opt.* 1974. V. 13. N 12. P. 2919–2923.
6. *Khonina S.N., Kotlyar V.V., Skidanov R.V., Soifer V.A., Jefimovs K., Simonen J., Turunen J.* Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements // *J. Mod. Opt.* 2004. V. 51. N 4. P. 2167–2184.
7. *Khonina S.N., Kotlyar V.V., Shinkaryev M.V., Soifer V.A., Uspleniev G.V.* The phase rotor filter // *J. Mod. Opt.* 1992. V. 39. N 5. P. 1147–1154.
8. *Degtyarev S.A., Porfirev A.P., Khonina S.N.* Photonic nanohelix generated by a binary spiral axicon // *Appl. Opt.* 2016. V. 55. N 12. P. B44–B48.
9. *Kotlyar V.V., Kovalev A.A., Khonina S.N., Skidanov R.V., Soifer V.A., Elfstrom H., Tossavainen N., Turunen J.* Diffraction of conic and Gaussian beams by a spiral phase plate // *Appl. Opt.* 2006. V. 45. N 12. P. 2656–2665.
10. *Andrews L.C., Phillips R.L.* Laser beam propagation through random media. 2nd ed. Bellingham, Washington: SPIE Press, 2005. 782 p.
11. *Малахов А.Н.* Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. М.: Советское радио, 1978. 376 с.

СТЕПЕНЬ КОГЕРЕНТНОСТИ ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО БЕССЕЛЕВА ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Лукин И.П.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

E-mail: lukin_ip@iao.ru

В работе приведены результаты теоретических исследований когерентных свойств частично когерентных бесселевых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере. Детально проанализирована степень когерентности таких пучков в зависимости от параметров пучка и характеристик турбулентной атмосферы. Показано, что степень когерентности частично когерентного бесселева пучка существенно зависит от величины топологического заряда пучка. В центральной части двумерного поля степени когерентности вихревого пучка формируется кольцевая дислокация, число колец которой равно величине топологического заряда пучка. При высоких уровнях флуктуаций в турбулентной атмосфере степень когерентности частично когерентного вихревого бесселева пучка убывает быстрее, чем это имеет место для фундаментального бесселева пучка. Причём, скорость убывания возрастает по мере увеличения топологического заряда пучка.

Потребности развития лазерной техники делают актуальным исследование распространения частично когерентных лазерных пучков различного функционального вида в однородных и случайно-неоднородных средах [1, 2]. Поскольку на практике представляет интерес информация о средней интенсивности и когерентных свойствах подобных пучков при распространении их в реальных средах, то характеристики частично когерентных лазерных пучков активно изучаются как для случая распространения в однородных средах [3, 4], так и в турбулентной атмосфере [5, 6]. Показано, что частично когерентные вихревые пучки могут иметь дислокации и для самого оптического поля, и для его функции взаимной когерентности второго порядка [7, 8].

В данной работе проводится теоретическое исследование когерентных свойств частично когерентных бесселевых пучков в турбулентной атмосфере. Конкретно анализируется поведение степени когерентности частично когерентных вихревых бесселевых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере, а также проводится сравнение с аналогичной характеристикой частично когерентного фундаментального бесселева пучка. Показано влияние оптического вихря на степень пространственной когерентности при распространении частично когерентного бесселева пучка в турбулентной атмосфере.

Для частично когерентного бесселева пучка, распространяющегося в направлении оси координат Ox , функцию взаимной когерентности второго порядка поля источника $E_0(\rho)$ при $x = 0$ зададим в виде [9]:

$$\Gamma_2^{(0)}(\rho_1, \rho_2) = \overline{E_0(\rho_1)E_0^*(\rho_2)} = E_0^2 J_m(\beta\rho_1)J_m(\beta\rho_2) \exp[im(\varphi_1 - \varphi_2)] \exp\left[-\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{4l_c^2}\right], \quad (1)$$

где черта сверху обозначает усреднение по ансамблю реализаций флуктуаций источника оптического излучения; E_0 – начальная амплитуда пучка; $\rho = \{y, z\} = \{\rho, \varphi\}$ – поперечная к направлению распространения оптического излучения пространственная координата; $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, $\varphi = \arctan(y/z)$ – модуль и аргумент этой координаты; $\beta = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ – компонента волнового вектора \mathbf{k} , ортогональная оси распространения оптического излучения; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны оптического излучения в вакууме; k_x – компонента волнового вектора по направлению оси Ox ; m – топологический заряд пучка; $J_m(\cdot)$ – функция Бесселя первого рода m -го порядка; l_c – ширина корреляции поля источника [9].

Описание когерентных свойств частично когерентных бесселевых пучков проведём с использованием поперечной функции взаимной когерентности второго порядка поля оптического пучка $U(x, \rho)$ [10]: $\Gamma_2(x, \rho_1, \rho_2) = \langle \overline{U(x, \rho_1)U^*(x, \rho_2)} \rangle$, где $\langle \mathbf{K} \rangle$ – усреднение по ансамблю реализаций флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы; $\{x, \rho_1\}$ и $\{x, \rho_2\}$ – точки наблюдения; x – длина трассы. Рассмотрим формирование частично когерентного бесселева пучка в турбулентной атмосфере в параксиальном приближении [10]. В этом случае для поперечной функции взаимной когерентности второго порядка поля частично когерентного оптического пучка $U(x, \rho) \cong E(x, \rho) \exp(ikx)$ будет верно следующее соотношение [10]: $\Gamma_2(x, \rho_1, \rho_2) \cong \langle \overline{E(x, \rho_1)E^*(x, \rho_2)} \rangle$, где $E(x, \rho)$ – комплексная амплитуда оптического пучка.

Имея данные о функции взаимной когерентности второго порядка поля частично когерентного оптического пучка, можно оценить его когерентные свойства [10]. Если точки наблюдения выбраны симметрично относительно оптической оси пучка, то нормированная функция взаимной когерентности второго порядка (комплексная степень когерентности) оптического пучка принимает следующий вид:

$$\gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho) = \Gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho) / \sqrt{\langle \overline{I(x, \mathbf{R} + \rho/2)} \rangle \langle \overline{I(x, \mathbf{R} - \rho/2)} \rangle}, \quad (2)$$

где $\langle \overline{I(x, \mathbf{R})} \rangle = \Gamma_2(x, \mathbf{R}, 0)$ – средняя интенсивность частично когерентного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере, в точке $\{x, \mathbf{R}\}$; $\mathbf{R} = (\rho_1 + \rho_2)/2$ и $\rho = \rho_1 - \rho_2$ – суммарная и разностная координаты точек наблюдения. Зная комплексную степень

когерентности (2), можно получить выражение для модуля комплексной степени когерентности (степени когерентности) $\mu(x, \rho)$ частично когерентного пучка на его оптической оси ($R = 0$):

$$\mu(x, \rho) = \sqrt{\{\operatorname{Re}[\gamma_2(x, 0, \rho)]\}^2 + \{\operatorname{Im}[\gamma_2(x, 0, \rho)]\}^2} = \sqrt{\{\operatorname{Re}[\gamma_2(x, 0, \rho)]\}^2 + \{\operatorname{Im}[\gamma_2(x, 0, \rho)]\}^2}. \quad (3)$$

В наглядной форме процесс трансформации степени когерентности частично когерентных бesselевых пучков в однородной среде для различных значений топологического заряда $m = 0, 1, 2, 3$ представлен на рис. 1 (пучки с $\tilde{\beta} = \sqrt{x/k}\beta = 1, 0$). Эти рисунки являются цветными (50 цветов) контурными графиками степени когерентности $\mu(x, \rho)$ фундаментального ($m = 0$) и вихревых ($m \geq 1$) бesselевых пучков $\{\mu(x, \rho) \in [1; 0]\}$ как функции от нормированной радиальной координаты $\tilde{\rho} = \sqrt{k/x}\rho \in [0; 10]$ и параметра $q_c \in [0; 5]$, рассчитанные по формулам (1) – (3), где $q_c = x/(kl_c^2)$ – параметр, характеризующий условия распространения частично когерентного оптического пучка на трассе распространения в однородной среде.

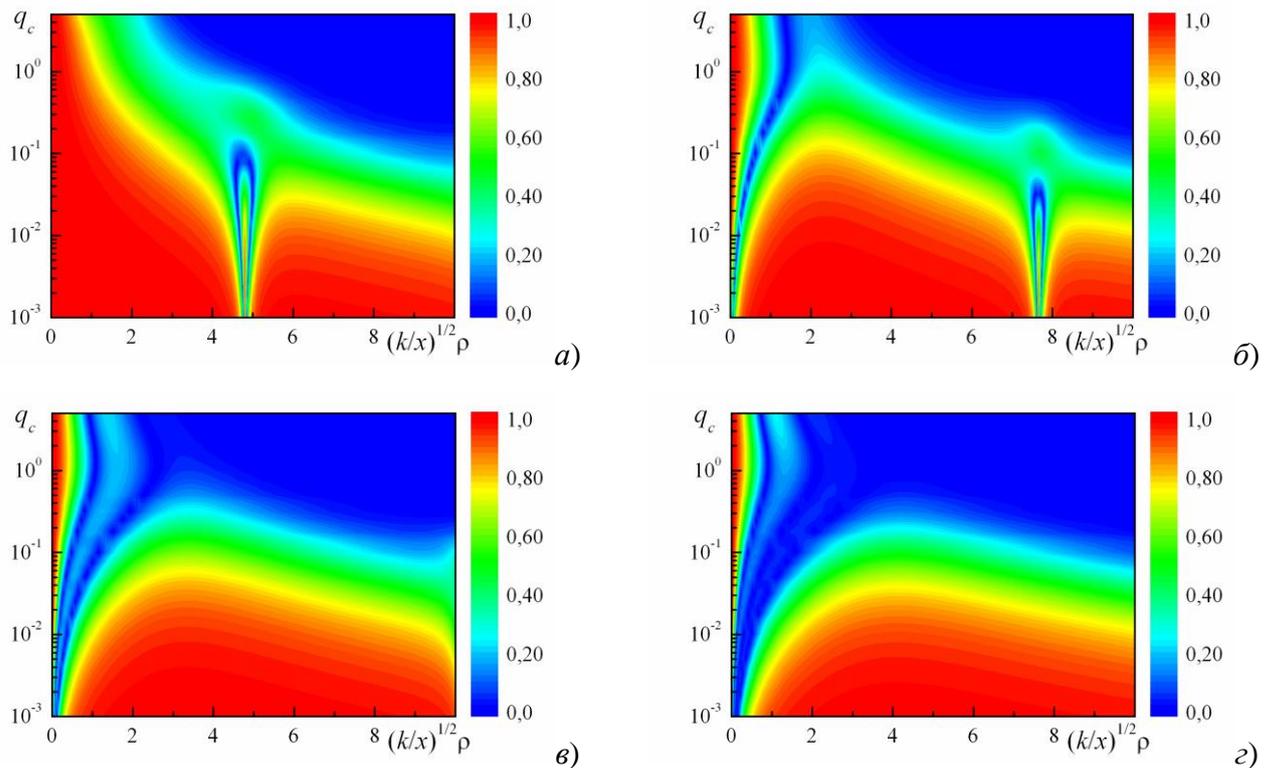


Рисунок 1 — Степень когерентности $\mu(x, \rho)$ частично когерентных бesselевых пучков с топологическим зарядом $m = 0$ (а), $m = 1$ (б), $m = 2$ (в) и $m = 3$ (г) в однородной среде

Проведённые исследования степени когерентности $\mu(x, \rho)$ частично когерентных бesselевых пучков показывают, что при распространении в турбулентной атмосфере когерентность фундаментального ($m = 0$) бesselева пучка уменьшается. Для частично когерентных вихревых бesselевых пучков как в однородной среде, так и в турбулентной

атмосфере можно проследить формирование и исчезновение в приосевой области ($\tilde{\rho} < 3$) кольцевой дислокации степени когерентности $\mu(x, \rho)$ [7, 8], которая слабо зависит от значения нормированного параметра бesselева пучка $\tilde{\beta}$, но существенно зависит от величины топологического заряда m , параметра q_c и турбулентных условий распространения на трассе. Наличие влияния регулярной структуры бesselева пучка на степень когерентности видно для фундаментального ($m = 0$) бesselева пучка на рис. 1, *a* при $\tilde{\rho} \approx 5$ и для вихревого бesselева пучка с $m = 1$ на рис. 1, *b* при $\tilde{\rho} \approx 8$.

Таким образом, оказывается, что с увеличением топологического заряда m когерентность частично когерентных бesselевых пучков в турбулентной атмосфере уменьшается. Причём, надо особо подчеркнуть, что полученные результаты обнаруживают наличие более низкого уровня когерентности у частично когерентных вихревых бesselевых пучков при распространении в турбулентной атмосфере по сравнению с уровнем когерентности частично когерентного фундаментального бesselева пучка при одинаковых условиях распространения.

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН АААА-А17-117021310149-4.

1. *Andrews D.L.* Structured light and its applications: An introduction to phase-structured beams and nanoscale optical forces. N.Y.: Academic Press, 2008. 341 p.
2. *Gbur G., Visser T.D.* The structure of partially coherent fields // *Prog. Opt.* / E. Wolf (ed.). Amsterdam: Elsevier, 2010. V. 55. P. 285–341.
3. *Carbajal-Domingues A., Bernal J., Martin-Ruiz A., Niconoff G.M.* Generation of J_0 Bessel beams with controlled spatial coherence features // *Opt. Express*. 2010. V. 18. N 8. P. 8400–8405.
4. *Liu X., Liu L., Chen Y., Cai Y.* Partially coherent vortex beam: from theory to experiment // *Vortex dynamics and optical vortices* / H. Perez-De-Tejada (ed.). InTech, 2017. P. 275–296.
5. *Chen B., Chen Z., Pu J.* Propagation of partially coherent Bessel-Gaussian beams in turbulent atmosphere // *Opt. Laser Technol.* 2008. V. 40 N 6. P. 820–827.
6. *Ding Ch., Pan L., Lu B.* Phase singularities and spectral changes of spectrally partially coherent higher-order Bessel-Gauss pulsed beams // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2009. V. 26. N 12. P. 2654–2661.
7. *Palacios D.M., Maleev I.D., Marathay A.S., Swartzlander G.A.* Spatial correlation singularity of a vortex field // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. N 14. 143905.
8. *Maleev I.D., Palacios D.M., Marathay A.S., Swartzlander G.A.* Spatial correlation vortices in partially coherent light: theory // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2004. V. 21. N 11. P. 1895–1900.
9. *Ricklin J.C., Davidson F.M.* Atmospheric optical communication with a Gaussian Schell beam // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2003. V. 20. N 5. P. 856–866.
10. *Andrews L.C., Phillips R.L.* Laser beam propagation through random media. 2nd ed. Bellingham, Washington: SPIE Press, 2005. 782 p.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В НОЧНОЕ ВРЕМЯ ДЛЯ БАЙКАЛЬСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Киселев А.В., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Русских И.В., Шиховцев А.Ю.

¹Институт солнечно-земной физики СО РАН

²Институт оптики атмосферы им.В.Е.Зуева СО РАН

kiselev@iszf.irk.ru, Kovadlo2006@rambler.ru, lukin@iao.ru, vanekrus@iszf.irk.ru,

Ashikhovtsev@iszf.irk.ru

Аннотация. В работе приведены данные оценки смещений изображений, рассчитанных по изменениям распределения интенсивности в поперечных сечениях звездных треков.

Ключевые слова: оптическая турбулентность, вертикальный профиль, турбулентные флуктуации показателя преломления воздуха.

Введение

При распространении излучения от Солнца в турбулентной земной атмосфере волновой фронт искажается за счет флуктуаций плотности воздуха по лучу зрения. Атмосферные турбулентные слои, располагающиеся на разных высотах, определенным образом влияют на формирование искажений волнового фронта в широком поле зрения, падающего на апертуру телескопа. Коррекция искажений волнового фронта выполняется с помощью адаптивных оптических систем. Разработка современных средств адаптивной оптики для крупных солнечных телескопов тесно связана с развитием методов определения вертикальных профилей оптической турбулентности (до высот более 20 км). Даже в лучших по астроклиматическим показателям местам в вертикальных профилях оптической турбулентности присутствуют «энергичные слои», вносящие существенный вклад в амплитудно-частотные характеристики оптических искажений [1,2]. Мы развиваем несколько подходов определения вертикальных профилей оптической турбулентности, которые дают возможность оценивать искажения волнового фронта на разных высотах в атмосфере [3,4]. Один из методов основан на нахождении пространственных кросс-корреляционных функций локальных смещений фрагментов субизображений, регистрируемых с помощью датчика волнового фронта. Опыт применения дистанционных методов измерений вертикальных профилей атмосферной турбулентности (например, с помощью техники S-Dimm+), основанных на анализе волнового фронта на апертуре телескопа в областях, разнесенных на разные углы, указывает на то, что атмосферный слой с повышенной интенсивностью турбулентности на данной высоте определенным образом влияет на пространственное распределение (по апертуре телескопа) искажений волнового фронта. Другими словами, пространственные кросс-корреляционные функции локальных смещений фрагментов субизображений должны быть подобны картине преломления по лучу зрения и определяться вертикальными профилями оптической турбулентности. Искажения волновых фронтов от разнесенных объектов фрагмента солнечного изображения смещаются на апертуре телескопа на величину пропорциональную высоте атмосферного слоя, генерирующего оптические искажения. При наблюдении через земную

атмосферу, излучение от Солнца проходит большое количество турбулентных слоев разной высоты, интенсивности и вертикальной мощности. Для углубления понимания взаимосвязи отдельных составляющих искажений волнового фронта, формируемых, например, от высотных турбулентных слоев, мы провели измерения и анализ дрожания изображений звезды на трассе близкой к горизонтальной.

Измерения оптических искажений с помощью малого астрономического телескопа Meade

В качестве измерителя дрожания изображений мы использовали астрономический телескоп MEADE. На рис.1 показаны трековые изображения звезды по наблюдениям на сильно наклонной трассе (близкой к горизонтальной) на телескопе MEADE, п. Листвянка. Анализ рис.1 показывает, что изображения звезды испытывает как дрожание, размытие, так и мерцание. На ширину трека звезды приходится порядка 20 пикселей. Для того, чтобы минимизировать влияние павильонных эффектов при расчете величины дрожания мы использовали следующий метод.

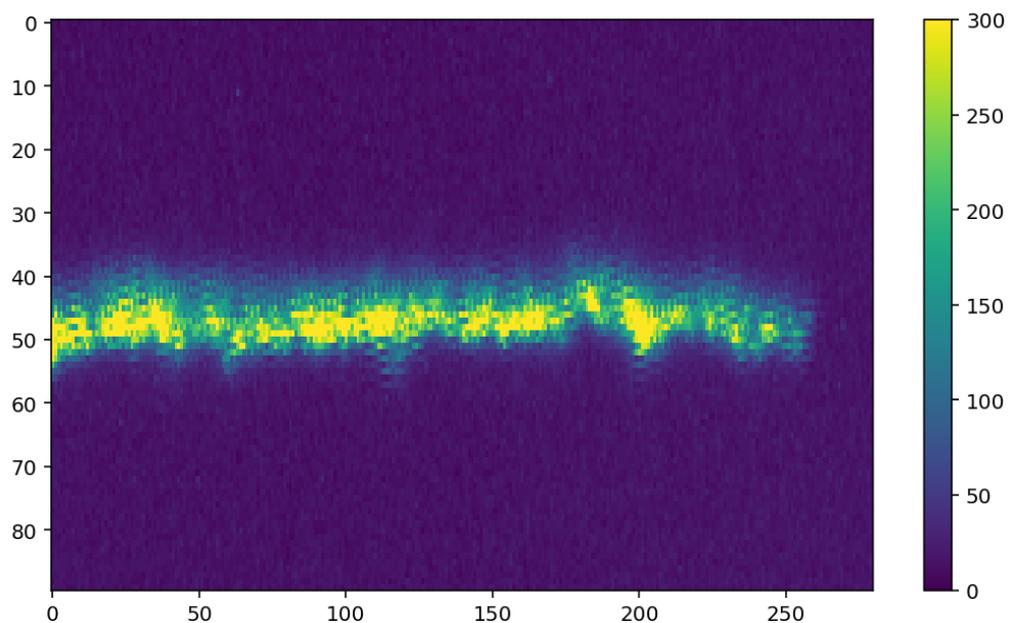


Рис.1 Трековые изображения звезды (источника света) по наблюдениям на сильно наклонной трассе (близкой к горизонтальной) на телескопе MEADE. п. Листвянка

На первом этапе мы развернули изображение звездного трека и выровняли интенсивность по изображению. Далее, мы получили распределения интенсивности для каждого вертикального сечения в изображении. На рис.2 показан набор распределений интенсивности по вертикальным разрезам трековых изображений звезды по наблюдениям на телескопе MEADE на сильно наклонной трассе (близкой к горизонтальной), п. Листвянка. По

распределениям интенсивности по вертикальным разрезам трековых изображений звезды мы оценили положения верхнего и нижнего края изображения на уровне интенсивности более 150 .
 - Используя положения верхнего и нижнего края изображения звезды мы определили дифференциальные смещения, нормированные на максимальное смещение.

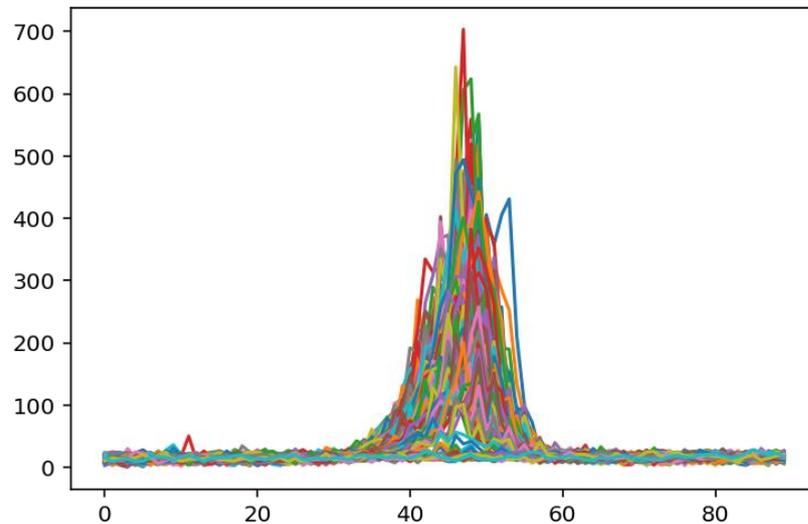


Рис.2 Набор распределений интенсивности по вертикальным разрезам трековых изображений звезды (источника света) по наблюдениям на телескопе MEADE на сильно наклонной трассе (близкой к горизонтальной), п. Листвянка

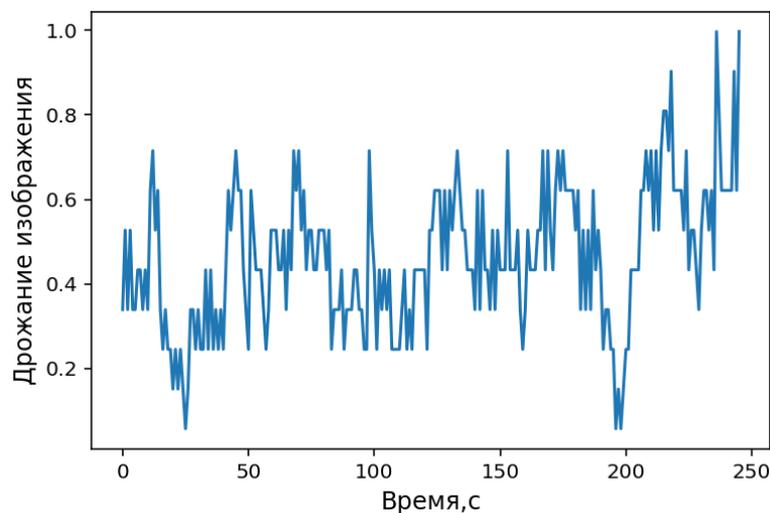


Рис.3 Нормированное дифференциальное дрожание разнесенных краев по данным наблюдений на малом астрономическом телескопе MEADE

На рис.3 показаны нормированное дифференциальное дрожание разнесенных краев по данным наблюдений на малом астрономическом телескопе MEADE. Анализ распределений интенсивности по вертикальным разрезам трековых изображений звезды и дифференциального

дрожания показывает, что в отдельные моменты времени форма распределений существенно изменяется. В отдельных вертикальных разрезах распределение интенсивности практически не имеет максимума, либо амплитуда максимума (интенсивность) существенно варьирует. Полученные данные являются основой для совместного расчета индекса мерцания и характеристик дифференциального дрожания изображений, а также последующего анализа вертикальных изменений интенсивности оптической турбулентности в атмосферном пограничном слое и свободной атмосфере.

Результаты

По данным наблюдений звездных треков (точечных источников) на астрономическом телескопе Meade разработано программное обеспечение для расчета индекса мерцания и дисперсии дифференциального дрожания изображений. Полученное программное обеспечение будет полезно при исследовании искажений волнового фронта в скрещенных оптических пучках, как на наклонных, так и горизонтальных трассах. Анализ треков указывает на существенные амплитуды дрожания, мерцания и их временные вариации, вплоть до отсутствия максимума интенсивности. Это, во-первых, связано с тем, что звезды — это точечные источники, индекс мерцания которых существенно выше чем для изображений Солнца. Во-вторых, поскольку наблюдения с помощью астрономического телескопа Meade выполнялись для наклонных трасс, то большая часть длины пути лучей приходилось на атмосферный пограничный слой — наиболее турбулизированный слой атмосферы.

Благодарности

Работа выполнена в рамках гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук МК-227.2019.8. (075-15-2019-628).

Список литературы

1. Jesus Jimenez Fuensalida, Sergio Chueca, Jose Miguel Delgado, Begona M. Garcia-Lorenzo, Jose M. Gonzalez-Rodriguez, Claudia Karin Hoegemann, Esteban Gonzales Mendizabal, Marcos Reyes, Manuel Verde, Jean Vernin, "Turbulence profiles in the observatories of the Canary Islands: preliminary statistics for adaptive optics," Proc. SPIE 5382.2004.
2. Liu L.-Y., Giordano C., Yao Y.-Q., Yao J., Vernin, M., Chadid, H.-S. Wang, J. Yin, Y.-P. Wang Optical turbulence characterization at LAMOST Site: Observations and models / Mon. Not. R. Astron. Soc. 000, 1–10 (2014).1.
3. Шиховцев А.Ю., Киселев А.В., Ковадло П.Г., Д.Ю. Колобов, Лукин В.П., Томин В.Е. Метод определения высот турбулентных слоев в атмосфере / Оптика атмосферы и океана. - Т.32. - №12. — 2019. — С.994 — 1000.
4. Shikhovtsev A. et al. Statistics of the Optical Turbulence from the Micrometeorological Measurements at the Baykal Astrophysical Observatory Site / Atmosphere 2019, 10(11), 661.

ЭФФЕКТИВНЫЙ ДИСПЕРСИОННЫЙ МАСШТАБ В ЗАДАЧЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОЩНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЗДУХЕ

Гейнц Ю.Э.¹, Землянов А.А.¹, Минина О.В.^{1,2}

¹ Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

² Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

e-mail: ygeints@iao.ru, zaa@iao.ru, mov@iao.ru

Ключевые слова: фемтосекундные лазерные импульсы, самофокусировка, филаментация, дифракционно-лучевая трубка, эффективная длина дисперсии.

Исследовано влияние дисперсии групповой скорости импульса на распространение в воздухе мощных фемтосекундных лазерных импульсов длительностью 100 и 20 фс. На основе анализа результатов численных решений нелинейного уравнения Шредингера в керровско-плазменной диссипативной дисперсионной среде, проведенного в рамках метода дифракционно-лучевых трубок, обнаружено проявление дисперсии в случае, когда дисперсионная длина не является наименьшим масштабом из всех характерных продольных масштабов задачи. Для проведения оценок влияния нормальной дисперсии на распространение фемтосекундных лазерных импульсов получено выражение для эффективного дисперсионного масштаба. Установлено, что в нелинейно-фокусирующей среде увеличение начального радиуса лазерного пучка может вызвать срыв филаментации даже при высоких уровнях сверхкритической мощности.

Введение

Для исследований атмосферы в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, передачи световой энергии, лазерной локации и связи с помощью фемтосекундных лазеров важно решить задачу, связанную с влиянием нормальной дисперсии на характеристики лазерных импульсов и световых структур, формируемых при их самофокусировке и филаментации. Одним из значимых результатов, указывающих на роль дисперсии групповой скорости (ДГС) при самофокусировке, является противодействие дисперсии коллапсу импульса. Порог реализации самофокусировки по мощности начинает возрастать с ростом дисперсионных искажений [1, 2]. При этом в работе [3] указано, что если мощность в импульсе незначительно превышает критическую P_{cr} , то дисперсия воздуха может остановить самофокусировку, в связи с чем отмечена важность значения уровня мощности для оценки роли ДГС. Действительно, при самофокусировке импульсов указанной мощности для миллиметровых лазерных пучков может реализоваться ситуация, когда дисперсионная длина окажется наименьшим масштабом из характерных продольных длин задачи [4, 5], что приведет к падению пиковой мощности и, таким образом, к невыполнению условий самофокусировки.

Для более детального исследования влияние ДГС на распространение фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе в данной работе результаты моделирования самофокусировки и филаментации лазерных импульсов в воздухе, проведенного на основе численного решения

нелинейного уравнения Шредингера [6], проанализированы в рамках метода дифракционно-лучевых трубок. Описание данного метода и математическая постановка задачи приведены в работе [7]. Расчеты выполнены для импульсов титан-сапфирового лазера длительностью $t_p = 100$ и 20 фс с центральной длиной волны $\lambda = 800$ нм. В данной работе рассмотрены лазерные пучки с начальным радиусом R_0 (по уровню спада интенсивности e^{-1}) от $0,18$ до 3 мм и относительной пиковой мощностью $\eta = P_0/P_{cr} = 6$ (P_0 – пиковая мощность в импульсе, $P_{cr} = 3,18$ ГВт – критическая мощность самофокусировки коллимированного гауссова пучка).

Результаты

Из построенных для различных параметров лазерных импульсов дифракционно-лучевых картин была определена нормированная координата нелинейного фокуса энергетически пополняющей ДЛТ z_f/L_R в центральном временном слое импульса (рис. 1). Здесь $L_R = k_0 R_0^2 / 2$ – длина Рэля исходного пучка, где k_0 – волновое число. Интерес к данной трубке связан с тем, что она формирует нелинейный фокус, содержит энергию достаточную для компенсации энергопотерь пучка на протяжении всего жизненного цикла филамента, а после его окончания определяет границы постфиламентационного канала. Из рис. 1 видно, что при уменьшении длительности импульса со 100 до 20 фс данная координата растет при увеличении начального радиуса миллиметровых лазерных пучков (область II на рис. 1).

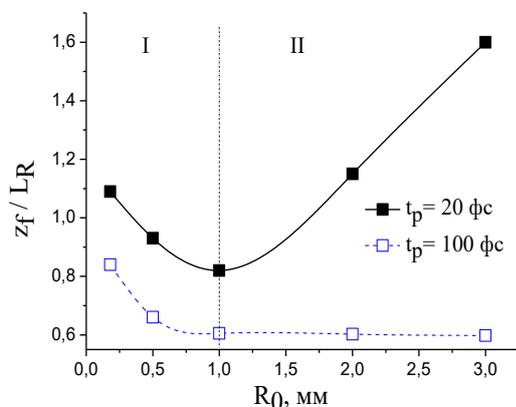


Рис. 1. Зависимость нормированной координаты нелинейного фокуса от начального радиуса пучка для лазерных импульсов различной длительности

При этом в условиях сильных дисперсионных искажений нормированная координата нелинейного фокуса слабо варьируется для разных временных слоев лазерного импульса (сплошные кривые на рис. 2а), а на переднем фронте импульса наблюдается ее приближение по сравнению со случаем без дисперсии. На рис. 2а данная закономерность наиболее отчетливо проявляется для пучка радиусом $R_0 = 1$ мм и временных слоев $-0,7 < \tau < -0,4$, а для пучков большего начального радиуса она будет наблюдаться в более ранних временных слоях.

Следует также отметить, что в условиях сильных дисперсионных искажений при увеличении начального радиуса пучка может произойти срыв филаментации. На рис. 2б он

наблюдается для лазерных пучков радиусом $R_0 > 1,25$ мм, поскольку в этом случае концентрация свободных электронов не превосходит значение 10^{20} м⁻³ (красная линия на рис. 2б), обычно используемое (например, [6]) для определения филаментации.

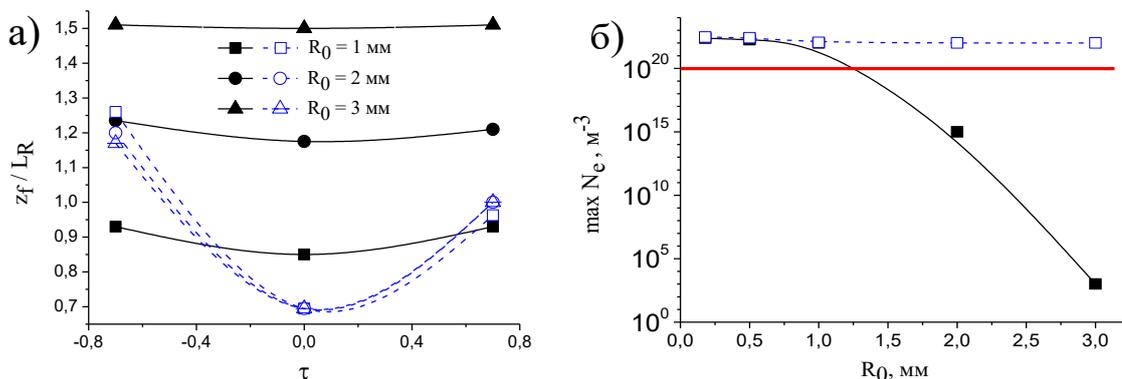


Рис. 2. Зависимость нормированной координаты нелинейного фокуса для разных временных слоев лазерного импульса (а) и зависимость максимальной концентрации свободных электронов от начального радиуса пучка (б). Сплошные кривые соответствуют случаю с дисперсией, пунктирные – без нее.

Для анализа самофокусировки и филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в табл. 1 приведены характерные масштабы задачи: длины дифракции $L_d = k_0 R_0^2$, дисперсии

$L_{dis} = t_p^2 / k''_\omega$ и нелинейности $L_{n1} = n_0 / (k_0 n_2 I_0)$ и $L_{n2} = \sqrt{\frac{n_0}{2n_2 I_0}} R_0$. Здесь k''_ω – коэффициент ДГС,

n_2 – коэффициент нелинейности, $I_0 = \frac{P_0}{\pi R_0^2}$ – пиковая интенсивность падающего излучения.

Длина L_{n1} характеризует нелинейный набег фазы в среде в приближении геометрической оптики, а L_{n2} – вычислена в безабберационном приближении.

Таблица 1. Характерные масштабы самофокусировки и филаментации лазерных импульсов

Масштаб	Параметры импульса	Значение масштаба, м				
		$R_0 = 3$ мм	$R_0 = 2$ мм	$R_0 = 1$ мм	$R_0 = 0,18$ мм	
L_d	–	70,69	31,41	7,85	0,25	
L_{dis}	$t_p = 100$ фс	476,19				
	$t_p = 20$ фс	19,05				
L_{n1} / L_{n2}	$\eta = 3$	11,79 / 20,41	5,24 / 9,07	1,31 / 2,26	0,04 / 0,07	
	$\eta = 6$	5,89 / 14,44	2,62 / 6,42	0,66 / 1,61	0,02 / 0,05	
	$\eta = 9$	3,93 / 11,79	1,75 / 5,24	0,44 / 1,31	0,01 / 0,04	
L_{dis}^{ef}	$t_p = 20$ фс	$\eta = 3$	9,26	6,62	3,47	0,62
		$\eta = 6$	6,97	4,83	2,49	0,44
		$\eta = 9$	5,82	3,99	2,04	0,31

Для импульсов длительностью $t_p = 100$ фс выполняется соотношение $L_{n2} < L_d < L_{dis}$, что означает, что наибольший вклад в формирование картины самофокусировки и филаментации лазерных импульсов вносит нелинейность. При уменьшении длительности импульса до $t_p = 20$ фс, и соответственно уменьшении длины дисперсии, для субмиллиметровых пучков данное соотношение будет выполняться, а для миллиметровых пучков при $R_0 > 1,56$ мм длина

дифракции будет превосходить длину дисперсии: $L_d > L_{dis}$. При этом для некоторых начальных параметров лазерных импульсов L_{dis} не будет являться наименьшим масштабом, хотя как было показано на рис. 1, даже в этом случае влияние дисперсии будет сказываться на характеристиках световых структур при самофокусировке и филаментации излучения. Это указывает на изменения условий фазовой модуляции импульсов по сравнению с линейной средой. Для дисперсионной среды с керровской нелинейностью можно ввести масштаб, характеризующий влияние нормальной дисперсии в условиях нелинейности

$$L_{dis}^{ef} = L_{dis} \left(1 + \frac{2L_{dis}}{L_{n1}} \right)^{-1/2}.$$

Для импульсов длительностью $t_p = 20$ фс, в соответствии с данными из табл. 1, $L_{dis}^{ef} < L_{dis}$ в несколько раз для пучков миллиметрового радиуса и на порядки для субмиллиметровых лазерных пучков. Таким образом, можно дать априорную оценку влияния нормальной дисперсии на самофокусировку и филаментацию ультракоротких лазерных импульсов в воздухе. Для этого влияния необходимо, чтобы $L_{dis}^{ef} < L_{n2} < L_d$.

Заключение

Рассмотрено распространение мощных фемтосекундных импульсов титан-сапфирового лазера длительностью 100 и 20 фс в воздухе на основе метода дифракционно-лучевых трубок, используемого для анализа результатов численных решений нелинейного уравнения Шредингера. Установлено, что в нелинейно-фокусирующей среде сокращается дистанция проявления дисперсии. Это может приводить к срыву самофокусировки и филаментации при увеличении начального радиуса лазерного пучка даже при высоких уровнях сверхкритической мощности. Показано, что оценку влияния нормальной дисперсии на распространение фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе можно проводить, используя полученное выражение для характерного эффективного дисперсионного масштаба.

Литература

1. *Chernev P., Petrov V.* Self-focusing of light pulses in the presence of normal group-velocity dispersion // *Optics Letters*. 1992. V. 17. Iss. 3. P. 172-174.
2. *Liu W., Chin S.L.* Direct measurement of the critical power of femtosecond Ti:sapphire laser pulse in air // *Optics Express*. 2005. V. 13. Iss. 15. P. 5750-5755.
3. *Polynkin P., Kolesik M.* Critical power for self-focusing in the case of ultrashort laser pulses // *Phys. Rev. A* 2013. V.87. P. 053829-1–053829-5.
4. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А.* Характеристики филаментов при распространении мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и в воде: I. Качественный анализ // *Оптика атмосферы и океана*. 2010. Т. 23. № 9. С. 749-756.
5. *Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д.* Нелинейная оптика атмосферы. Ленинград: Гидрометеиздат, 1989. 256 с.
6. Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and prospects // *Topics in Applied Physics* / Eds. *Boyd R.W. et.al.* Berlin: Springer, 2009. 605 p.
7. *Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Минина О.В.* Дифракционно-лучевая оптика филаментации: I. Формализм дифракционных лучей и световых трубок // *Оптика атмосферы и океана*. 2018. Т. 31. № 5. С. 364-371.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИ ПОПОЛНЯЮЩЕЙ ДИФРАКЦИОННО-ЛУЧЕВОЙ ТРУБКИ НА ПОСТФИЛАМЕНТАЦИОННОМ ЭТАПЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЗДУХЕ

Гейнц Ю.Э.¹, Землянов А.А.¹, Минина О.В.^{1,2}

¹ Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

² Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

e-mail: ygeints@iao.ru, zaa@iao.ru, mov@iao.ru

Ключевые слова: фемтосекундные лазерные импульсы, самофокусировка, филаментация, энергетически пополняющая дифракционно-лучевая трубка.

Представлены результаты исследования распространения в воздухе фемтосекундных лазерных импульсов в режиме самофокусировки и филаментации. Анализ результатов численного моделирования проводился на основе метода дифракционно-лучевых трубок. В результате было установлено, что средняя мощность в постфиламентационных световых каналах, образованных пучками суб- и миллиметрового радиуса, составляет около 0,6-0,9 критических мощностей самофокусировки, и она слабо зависит от начальных параметров лазерного импульса. В целом энергозатраты излучения на филаментацию снижаются при увеличении радиуса пучка.

Введение

Распространение фемтосекундных лазерных импульсов в нелинейной среде сопровождается пространственно-временными модуляциями фазы и амплитуды светового поля, которые приводят к самофокусировке и филаментации излучения [1]. Вследствие самофокусировки лазерного пучка происходит уменьшение его поперечного размера и формирование нелинейного фокуса. Существование нескольких последовательных фокусов, вызванное образованием волноводной структуры и/или фокусировок в разных временных слоях импульса, обеспечивает филаментацию лазерного излучения.

Для описания явлений самофокусировки и филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в работе [2] был развит дифракционно-лучевой подход. В его основе лежит понятие дифракционно-лучевой трубки (ДЛТ). Каждая такая трубка, образованная множеством дифракционных лучей (ДЛ), называется дифференциальной для мгновенных ДЛ и интегральной для усредненных ДЛ. В рамках данного подхода была введена в рассмотрение энергетически пополняющая дифракционно-лучевая трубка. Она формирует нелинейный фокус, содержит энергию достаточную для компенсации энергопотерь пучка на протяжении всего жизненного цикла филамента, а после его окончания определяет границы постфиламентационного канала (ПФК). Определенная таким образом интегральная энергетически пополняющая ДЛТ соответствует «энергетическому резервуару» филамента, описанному в работе [3]. Исследования характеристик данной трубки из работы [4] показали,

что количество энергии, содержащейся в ней, изменяется при варьировании начального радиуса пучка и пиковой мощности в импульсе. Кроме того энергия излучения расходуется неравномерно при распространении лазерных импульсов вдоль трассы.

Для использования явления филаментации в решении задач атмосферной оптики представляет интерес оценить характеристики интегральной энергетически пополняющей ДЛТ на постфиламентационном этапе распространения излучения. Это связано с формированием ПФК и их отличительными особенностями: низкой (на несколько порядков меньше по сравнению со всем пучком) угловой расходимостью, высокой интенсивностью (в соответствии с оценками из работы [5] порядка 10^{11} - 10^{12} Вт/см²) и распространением на большие расстояния, в частности, в работе [6] протяженность ПФК превышала 2 км.

Результаты

Изменение энергии в интегральной энергетически пополняющей трубке $W_{\text{ит}}$ вдоль трассы z/L_R и в зависимости от начальной энергии в лазерных импульсах W_0 демонстрируется на рис. 1а и 1б, соответственно. Здесь продольная координата z нормирована на длину Рэлея исходного пучка $L_R = k_0 R_0^2 / 2$, где k_0 – волновое число, R_0 – начальный радиус гауссова пучка по уровню спада интенсивности e^{-1} ; $\eta = P_0 / P_{\text{кр}}$ – отношение пиковой мощности P_0 к критической мощности самофокусировки $P_{\text{кр}}$ (для рассматриваемых параметров $P_{\text{кр}} = 3,2$ ГВт).

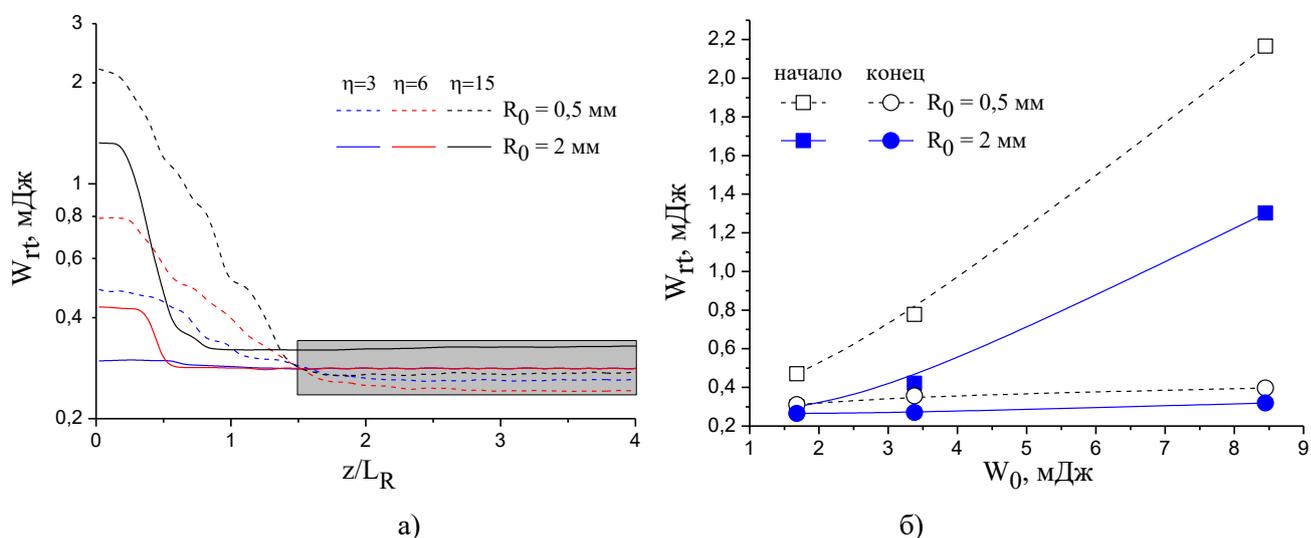


Рис. 1. Зависимость энергии в интегральной энергетически пополняющей ДЛТ $W_{\text{ит}}$ от дистанции распространения z/L_R (а) и от начальной энергии W_0 в лазерных импульсах (б).

Начальный этап самофокусировки характеризуется практически постоянным значением энергии в энергетически пополняющей ДЛТ. Это продолжается до начала активного плазмообразования, когда энергия, содержащейся в данной трубке, уменьшается в 2-10 раз. После этого следует этап постфиламентационного распространения, для которого характерно

отсутствие плазмы и практически неизменный уровень энергии в энергетически пополняющей ДЛТ.

Также оказывается, что с увеличением начального радиуса пучка необходима меньшая энергия для обеспечения филаментации. Более наглядно это продемонстрировано на рис. 1б, где построены начальная и конечная энергия в энергетически пополняющей трубке для лазерных пучков радиусом $R_0 = 0,5$ мм (чёрные кривые) и $R_0 = 2$ мм (синие кривые) при различных начальных значениях энергии в импульсе.

Обсуждение

Если рассматривать филаментацию лазерных импульсов в соответствии с общепринятыми представлениями [1], как следствие динамического баланса фокусирующей керровской и дефокусирующей плазменной нелинейностей среды, то зависимость, представленная на рис.1б, кажется невозможной. Это связано с тем, что указанный баланс нелинейностей приводит к инвариантности характеристик области филаментации (диаметр филамента, пиковая интенсивность излучения и плотность плазмы) относительно энергии (а, следовательно, и мощности) лазерного излучения и радиуса пучка. Из этого следует, что и коэффициент потерь энергии излучения при ионизации среды в таком филаменте не должен зависеть ни от энергии импульса, ни от радиуса пучка. Однако в реальных условиях самофокусировка всегда сопровождается aberrациями, которые вносят искажения в профиль пучка в области нелинейного фокуса. Поскольку величина этих искажений пропорциональна радиусу пучка, то поперечное распределение интенсивности поля в зоне филамента будет значительно отличаться для пучков с разным значением начального радиуса.

В общем случае при распространении гауссова пучка вдоль трассы формируется специфический профиль плотности энергии, аналогичный Бессель-Гауссовому пучку, состоящему из осевого максимума и системы колец. Кольцевая структура оптического поля такого пучка приводит к продольной нестабильности филаментации, из-за чего формирующийся участок филаментации становится разрывным вдоль трассы. Это приводит к снижению энергопотерь пучка в целом. Таким образом, при увеличении радиуса пучка увеличиваются aberrации его профиля, и возрастает число колец при повышении их амплитудного контраста. При этом повышается нестабильность области филаментации, а суммарные потери на филаментацию уменьшаются. Это приводит к снижению количества энергии в пополняющей трубке, требуемого для обеспечения филаментации (рис. 1б).

В то же время, доля энергии излучения в ПФК, относительно слабо зависит от начальных параметров импульса и в среднем варьирует в диапазоне от 0,22 до 0,32 мДж (серая область на рис. 1а), что в среднем при пересчете на мощность соответствует значениям $(0,6-0,9)P_{cr}$. Это

является недостаточным для возобновления процесса филаментации в воздухе, но поскольку мощность излучения в ПФК остается на гигаваттном уровне (около 1,9-2,9 ГВт), то сам канал можно использовать для создания области филаментации в другой среде с большей кубической нелинейностью и с меньшим значением критической мощности P_{cr} , например, в воде ($P_{cr} = 6,5$ МВт) или стекле ($P_{cr} = 2$ МВт). Данная возможность была успешно реализована в экспериментах с оптическим стеклом К8 в работе [5].

Также следует отметить, что хотя начальный энергозапас в пополняющей трубке для субмиллиметровых пучков оказывается большим, чем для пучков миллиметрового радиуса, на этапе постфиламентационного распространения (серая область на рис. 1а) эта пропорция становится обратной: в энергетически пополняющей трубке, охватывающей ПФК, содержится больше энергии уже для миллиметровых пучков, чем для субмиллиметровых. Это связано с большими потерями энергии на филаментацию для субмиллиметровых пучков вследствие больших относительных размеров областей с высокими значениями нелинейного поглощения.

Заключение

Анализ энергетических характеристик световых структур, формируемых при самофокусировке и одиночной филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе, показал, что расход энергии излучения из энергетически пополняющей ДЛТ вдоль трассы происходит неравномерно. В целом энергозатраты излучения на филаментацию снижаются при увеличении радиуса пучка. Средняя мощность в постфиламентационных световых каналах, образованных пучками суб- и миллиметрового радиуса, не превышает значение критической мощности P_{cr} , составляя $(0,6-0,9)P_{cr}$, и слабо зависит от начальных параметров лазерного импульса.

Литература

1. Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects // Topics in Applied Physics / Eds. Boyd R.W. et.al. Berlin: Springer, 2008. V.114. 605 p.
2. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Минина О.В. Дифракционно-лучевая оптика филаментации: I. Формализм дифракционных лучей и световых трубок // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31. № 5. С. 364-371.
3. Liu W., Gravel J.-F., Theberge F., Becker A., Chin S.L. Background reservoir: its crucial role for long-distance propagation of femtosecond laser pulses in air // Appl. Phys. B. 2005. V. 80. № 7. P. 857-860.
4. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Минина О.В. Моделирование самофокусировки фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе методом дифракционных лучей и световых трубок // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 2. С. 120-130.
5. Анексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Петров А.В. Глобальная самофокусировка и особенности множественной филаментации излучения субтераваттного титан-сапфирового лазера с сантиметровым диаметром выходной апертуры на 150-метровой трассе // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 9. С. 727-732.
6. Mechain G., D'Amico C., Andre Y.-B., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Couairon A., Salmon E., Sauerbrey R. Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser // Opt. Commun. 2005. V. 247. P. 171-180.

ХАРАКТЕРИСТИКИ АТМОСФЕРНЫХ И ПОДВОДНЫХ КАНАЛОВ ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ НА РАССЕЯННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Тарасенков М.В., Белов В.В., Познахарев Е.С.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: TMV@iao.ru, Belov@iao.ru, 724_PES1992@iao.ru,

Методом Монте-Карло получены и обсуждаются характеристики оптических атмосферных и подводных каналов связи, определяющих их качество

Введение. Изучение каналов атмосферной и подводной связи вне прямой видимости начато в таких работах как [1-2]. В последние несколько лет наблюдается значительный рост внимания к задаче организации оптической связи, что связано с развитием технологий генерации и приема излучения и с возможностью организации многоадресной связи. Схемы оптической связи в атмосфере и в воде несколько различаются, поэтому остановимся на каждой из них по отдельности.

Атмосферная оптическая связь вне прямой видимости развивается в следующих направлениях:

- 1) связь на отраженном или рассеянном излучении в помещениях (базовые расстояния в пределах нескольких метров);
- 2) связь на отраженном и рассеянном излучении в открытой атмосфере.

Подводная оптическая связь вне прямой видимости развивается в следующих направлениях:

- 1) подводная оптическая связь вне прямой видимости на отраженном излучении (от границы раздела вода-атмосфера, от дна или других поверхностей);
- 2) подводная оптическая связь вне прямой видимости на рассеянном в водной среде излучении.

В отличие от атмосферной среды базовые расстояния в подводной среде при осуществлении связи не превышают десятков метров. Хотя оценки в работе [3] показывают, что она возможна и на расстояниях в 100 м.

Что касается максимальной скорости передачи информации по каналу оптической связи вне прямой видимости, она существенно зависит от базового расстояния, схемы наблюдения, оптических параметров среды, угловой расходимости излучения, длины волны и т.д. Так в работе [4] для схемы связи с полным внутренним отражением это значение оценивается на

уровне $2 \cdot 10^7$ Гц. Для канала атмосферной связи в работе [5] приведен вариант системы со скоростью передачи информации $1 \cdot 10^6$ Гц на базовое расстояние в 95 м.

К настоящему времени опубликованы результаты большого количества теоретических и экспериментальных исследований по проблемам NLOS связи. В рамках экспериментальных работ, описанных в [5], реализованы системы связи в атмосфере на рассеянном излучении с широкими углами расходимости и поля зрения с базовыми расстояниями до 230 м. В работе [6] описаны результаты полевых экспериментов, выполненных в ИОА СО РАН, в которых информация передана на базовые расстояния в пределах 70 км при малых углах расходимости излучения и поля зрения (меньше 1°). В экспериментальных работах ИОА СО РАН информация по подводному NLOS каналу передавалась на дистанциях до 50 м.

В рамках теоретических работ созданы алгоритмы расчетов импульсных реакций каналов связи в однократном приближении, алгоритмы метода Монте-Карло прямого моделирования и с локальными оценками в каждой точке столкновения. Помимо этого для снижения времени расчетов может применяться описанный в [7] алгоритм метода Монте-Карло с двойными локальными оценками в каждой точке столкновения. В работе [8] описан алгоритм модифицированной двойной локальной оценки, трудоемкость которого для всех рассмотренных ситуаций меньше, чем у алгоритма локальной оценки, и как правило она ниже чем у алгоритма двойной локальной оценки. Помимо этого среди теоретических работ встречаются работы, где оценено влияние турбулентности в атмосферном канале на качество связи (например [9]). В ряде работ (например, [5]) оценены возможности осуществления NLOS связи по атмосферному каналу при заданных характеристиках приемо-передающей аппаратуры. Однако в известных нам работах нет оценок оптимальных для осуществления оптической связи длин волн. Что касается связи на рассеянном излучении под водой, то для этого вида связи очень мало теоретических работ (например, [10]). Далее рассматриваются полученные нами результаты оценки возможностей систем оптической связи на рассеянном излучении в атмосфере и под водой.

Подходы к оценке характеристик каналов связи. Рассматривается схема подводной связи приведенная на рисунке 1а, а атмосферной – на рисунке 1б. Требуется, зная характеристики приемо-передающей аппаратуры и среды (атмосферы или воды) оценить характеристики связи на рассеянном излучении.

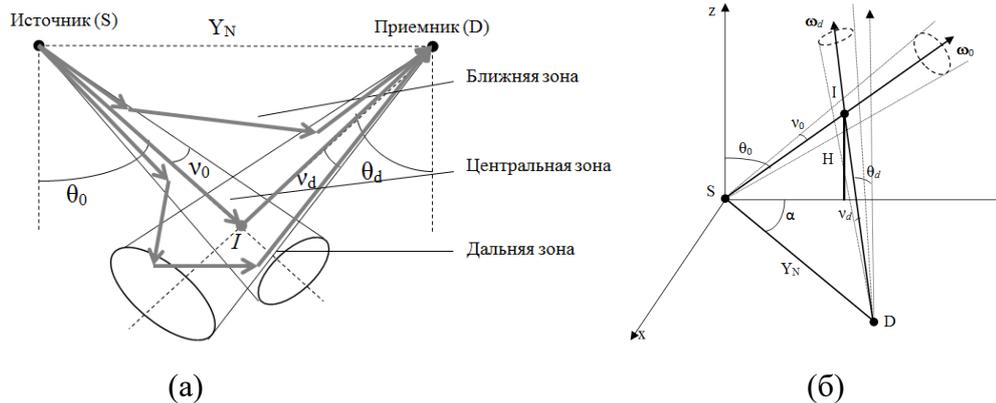


Рисунок 1 – Схемы каналов связи на рассеянном излучении. (а) – подводный канал; (б) – атмосферный канал

Для ситуаций, когда мощность лазерного излучения такова, что нелинейные эффекты пренебрежимо малы, мощность принимаемого излучения может быть определена по формуле:

$$P(t) = S_d \int_0^{+\infty} P_0(t') h(t-t') dt' = S_d p(t), \quad (1)$$

где h – импульсная реакция канала связи, S_d – площадь апертуры приемной системы, $p(t)$ – мощность принимаемого излучения на единицу площади приемной апертуры.

Таким образом, для прогнозирования характеристик NLOS коммуникационной системы достаточно знать ее импульсную реакцию.

Для ее моделирования в работе [8] был предложен алгоритм метода Монте-Карло с модифицированными двойными локальными оценками в точках столкновения. Сравнение с результатами работы [11] показало достоверность работы алгоритма.

Характеристики каналов оптической связи оцениваются, используя следующие величины:

- 1) Отношение мощности излучения источника к мощности принятого излучения, приведенного к децибелам:

$$\eta = 10 \lg \left(\frac{P_0}{p S_d} \right), \quad (2)$$

где P_0 – мощность источника (предполагается, что импульс прямоугольный); $p = p_{max}$ – максимальное значение принимаемой мощности на единицу площади апертуры.

- 2) Отношение сигнал-шум, для заданных характеристик приемной системы:

$$\rho = \frac{P \Sigma_k}{\sqrt{efM^2 (I_{mk} + P \Sigma_k + P_\phi \Sigma_k)}}, \quad (3)$$

где Σ_k – спектральная чувствительность фотокатода; M – коэффициент усиления; e – заряд электрона; f – полоса пропускания частот; I_{mk} – темновой ток катода; P – мощность полезного сигнала; P_ϕ – мощность фонового солнечного излучения.

3) Предельная частота между импульсами, которую пропускает канал связи ν_{max} :

$$\frac{F[P(t)](\nu_{max})}{F[P(t)](0)} = 0.5, \quad F[P(t)](\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(t) e^{2\pi i \nu t} dt, \quad (4)$$

где $P(t)$ – распределение мощности принимаемого излучения; F – преобразование Фурье.

Полученные результаты. В работе [3] оценены характеристики (2) и (4) подводного NLOS канала на длине волны $\lambda=0.5$ мкм при глубине видимости 30 м. Оптические параметры воды задавались, исходя из моделей моря [12]. Полученные результаты показывают, что оптимальной с точки зрения мощности принимаемого излучения является схема с наибольшими значениями θ_0 и θ_d (рисунок 1а). Величина η для базовых расстояний от 10 до 100 м лежит в пределах 50-150 дБ. Что касается величины ν_{max} , то для базовых расстояний Y_N от 10 до 100 м при длительности импульса источника в 30 нс она лежит в пределах от $3 \cdot 10^6$ Гц до $2 \cdot 10^7$ Гц.

В работе [13] для атмосферного канала рассмотрены 3 длины волны излучения – $\lambda=0.3, 0.5$ и 0.9 мкм. Показано, что при отсутствии солнечного фона на небольших базовых расстояниях (до 2-3 км) наибольшая мощность принимаемого излучения достигается при $\lambda=0.3$ мкм. Для базовых расстояний $Y_N=3-10$ км она достигается при $\lambda=0.5$ мкм. При больших базовых расстояниях ($Y_N>10$ км) в зависимости от условий связь будет оптимальной при $\lambda=0.5$ мкм, либо при $\lambda=0.9$ мкм. В работе [14] оценивалось как изменяется величина η для случаев, когда $\alpha \neq 0$ (рисунок 1б). Было установлено, что при заданном базовом расстоянии наилучшая связь будет при углах $\alpha=0^0, \theta_0=\theta_d=85^0$. Возникает вопрос: какая длина волны будет оптимальной для осуществления связи?

Для решения этого вопроса были выполнены расчеты импульсной реакции и анализировалась величина (2) для следующих оптико-геометрических условий: $\lambda=0.2, 0.21, \dots, 2.5$ мкм, $S_M=50$ км, $Y_N=0.5-200$ км, $\theta_0=\theta_d=85^0; \alpha=0^0$. В результате были определены оптимальные длины волн для организации связи на рассеянном излучении без учета фонового излучения, приведенные на рисунке 2. Из полученных результатов следует, что с ростом базового расстояния вплоть до 50 км значение оптимальной длины волны λ_{opt} монотонно возрастает. При еще больших базовых расстояниях λ_{opt} выходит на постоянное значение $\lambda \approx 1$ мкм. Наличие фона существенно меняет оптимальную длину волны, так как фоновое излучение

уменьшает отношение сигнал-шум (3). Анализ данного фактора предполагается провести в дальнейшем.

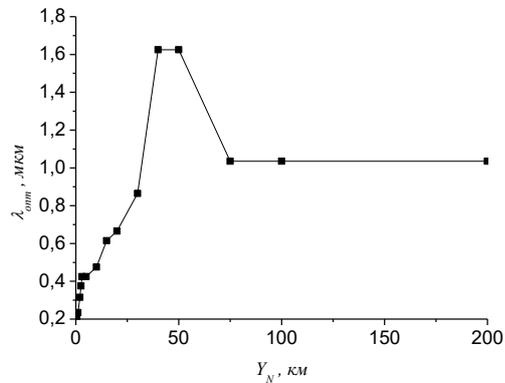


Рисунок 2 – оптимальная длина волны $\lambda_{\text{опт}}$ с точки зрения максимальной мощности принимаемого излучения в зависимости от базового расстояния Y_N при отсутствии фонового излучения

1. *Кеннеди Р.С.* Введение в теорию передачи сообщений по оптическим каналам с рассеянием // Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. 1970. Т. 58, № 10. М.: Мир. С. 264-278.
2. *Пожидаев В.Н.* Осуществимость линий связи ультрафиолетового диапазона, основанных на эффекте молекулярного и аэрозольного рассеяния в атмосфере // Радиотехн. и электрон. 1977. Т. 22, № 10. С. 2190-2192.
3. *Тарасенков М.В., Белов В.В., Познахарев Е.С.* Статистическое моделирование характеристик подводной оптической связи на рассеянном излучении // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 04. С. 273–278.
4. *Jasman F., Green R.J.* Monte Carlo Simulation for Underwater Optical Wireless Communications // Proceedings of the 2013 2nd International Workshop on Optical Wireless Communications (IWOW 2013). 2013. P. 113-117.
5. *Vavoulas A., Sandalidis H.G., Chatzidiamentis N.D., Xu Z., Karagiannidis G.K.* A Survey on Ultraviolet C-Band (UV-C) Communications // IEEE Communication surveys & tutorials. 2019. V. 21, №3. P. 2111-2133.
6. *Абрамочкин В.Н., Белов В.В., Гриднев Ю.В., Кудрявцев А.Н., Тарасенков М.В., Федосов А.В.* Оптико-электронная связь в атмосфере на рассеянном лазерном излучении. Полевые эксперименты // Светотехника. 2017. № 4. С. 24–30.
7. *Каблукова Е.Г., Каргин Б.А.* Эффективные дискретно-стохастические модификации локальных оценок метода Монте-Карло для задач лазерного зондирования рассеивающих сред // Вычислит. технол. 2012. Т. 17, № 3. С. 70–82.
8. *Белов В.В., Тарасенков М.В.* Три алгоритма статистического моделирования в задачах оптической связи на рассеянном излучении и бистатистического зондирования // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 05. С. 397–403.
9. *Ardakani M.H., Heidarpour A.R., Uysal M.* Performance Analysis of Relay-Assisted NLOS Ultraviolet Communications Over Turbulence Channels // J. Opt. Commun. Netw. 2017. V. 9. №1. P. 109-118.

10. Choudhary A., Jagadeesh V.K., Muthuchidambaranathan P. Path loss analysis of NLOS Underwater Wireless Optical Communication channel // 2014 Intern. Conf. on Electronics and Commun. Systems. 2014. P. 1–4.
11. Lotova G.Z. Modification of the double local estimate of the Monte-Carlo method in radiation transfer theory // Rus. J. Numerical Analysis and Mathematical Modeling. 2011. V. 26, N 5. P. 491–500.
12. Оптика океана и атмосферы / под ред. К.С. Шифрина. М: Наука, 1981. 231 с.
13. Тарасенков М.В., Белов В.В., Познахарев Е.С. Моделирование процесса передачи информации по атмосферным каналам распространения рассеянного лазерного излучения // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 05. С. 371–376.
14. Тарасенков М.В., Познахарев Е.С., Белов В.В. Статистические оценки передаточных характеристик, предельных дальностей и скоростей передачи информации по импульсным атмосферным бистатистическим оптическим каналам связи // Светотехника. 2018. №4. С. 37-42.

РЕГИОНАЛЬНЫЙ СПУТНИКОВЫЙ АЛГОРИТМ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ОСНОВНЫХ БИО-ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АЗОВСКОГО МОРЯ

Суслин В.В.^{1*3}, Чурилова Т.Я.², Ефимова Т.В.², Моисеева Н.В.², Скороход Е.Ю.²,
Стёпочкин И.Е.⁴

^{1*}ФГБУН ФИЦ «Морской гидрофизический институт РАН», Севастополь, Россия, *slava.suslin@mhi-ras.ru

²ФГБУН ФИЦ «Институт биологии южных морей имени А.О. Ковалевского РАН», Севастополь, Россия

³Севастопольский государственный университет, Севастополь, Россия

⁴ФГБУН ТОИ им. В. И. Ильичёва ДВО РАН, Владивосток, Россия

На основе результатов измерений спектров показателей поглощения света пигментами фитопланктона, неживым взвешенным веществом и окрашенной компонентой растворенного органического вещества и спутникового продукта, remote sensing reflectance, восстанавливаемого по измерениям приборами *MODIS* со спутников *Aqua* и *Terra*, получены регрессионные уравнения для восстановления основных био-оптических характеристик в Азовском море: суммарная концентрация хлорофилла *a* и феопигментов, показателей поглощения света пигментами фитопланктона, неживым органическим веществом и показателя обратного рассеяния света частицами взвеси на длине волны 438 нм. Построены ежедневные карты распределения этих параметров в поверхностном слое в период с 2000 по 2018 гг.

Для Российской Федерации, которая имеет протяжённые морские границы, активно осваивает морской шельф, создаёт новые логистические маршруты транспортировки товаров и услуг и занимается освоением энерго- и био-ресурсов морского шельфа важно, в частности, контролировать экологическое состояние этих районов. Одним из необходимых элементов такого контроля является наличие качественных био-оптических алгоритмов, которые связывают спектральный состав восходящего излучения из толщи воды с концентрацией оптически активных веществ, содержащихся в верхнем слое моря. С учётом применения технологии наблюдения с дронов, авиационной техники и спутников это даёт возможность текущей оценки концентрации оптически активных веществ для разных пространственных масштабов в зависимости от поставленной задачи, а с учётом использования соответствующих моделей давать их прогноз во времени и пространстве. Все вышесказанное обосновывает актуальность развития региональных био-оптических алгоритмов, использующих спутниковые данные оптических сканеров цвета. И такие работы активно проводятся [1–6]. Основным источником информации о первичных гидрооптических характеристиках (*IOPs*) верхнего слоя воды служит спектр коэффициента яркости моря (R_{RS}), который является продуктом атмосферной коррекции измерений спектра восходящего излучения системы «вода-безоблачная атмосфера». В табл. 1 дана классификация, которая отражает связь между

спектральным интервалом с максимальной изменчивостью спектра R_{RS} с трофностью водоёма в шкале концентрации хлорофилла a . Максимум изменчивости спектрального интервала R_{RS} сдвигается в красную область при переходе от низкой к высокой биологической продуктивности (см. табл. 1). Это является следствием того, что: 1) для олиготрофного водоёма достаточно одного отношения R_{RS} в двух спектральных каналах, расположенных в сине-зелёной области спектра; 2) для мезотрофных вод, если говорить о поглощении, необходимо как минимум два отношения R_{RS} из зелено-желтой области спектра, т. е. минимум три спектральных канала, чтобы разделить поглощение, связанное с живой (фитопланктон) и неживой (сумма окрашенной компоненты растворённого органического вещества и неживого взвешенного вещества) независимо меняющимися оптически активными компонентами морской воды; 3) для эвтрофных вод в красной области спектра основными факторами является рассеяние и поглощение фитопланктоном. Хорошо известно, что стандартный спутниковый алгоритм [7–8] некорректно восстанавливает концентрацию хлорофилла a в прибрежных районах и внутренних морях, например, в Чёрном море [2, 9–11]. Азовское море в данном случае не является исключением. Согласно классификации табл. 1 Азовское море более подходит к № 3 табл. 1 «Внутренние моря, лиманы». Поэтому для него мы выбрали алгоритм близкий к описанному в работах [12–15].

Таблица 1. Условное деление между спектральным интервалом максимальной изменчивости R_{RS} спектра и разными трофическими уровнями водоёмов

№	Район	Максимум диапазона изменчивости R_{RS} спектра, нм	Диапазон изменчивости концентрации хлорофилла a , мг м ⁻³	Работы
1	Воды открытого океана	400–500	0.01–1.0	[7]
2	Прибрежные районы, внутренние моря	500–600	0.1–10	[9]
3	Внутренние моря, лиманы	600–700	1–100	[12–15]

Цель работы состоит в том, чтобы установить региональные связи между результатами измерений спектральных показателей поглощения света основными оптически активными веществами морской воды и квазисинхронными с ними спутниковыми продуктами второго

уровня (спектром R_{RS}) и на основе этих связей восстановить основные био-оптические характеристики (концентрацию хлорофилла a в сумме с феопигментами ($TChl$), показатели поглощения света неживой (a_{CDM}) и живой (a_{ph}) компонентами вещества и показатель обратного рассеяния света частицами взвеси (b_{bp}) в верхнем слое Азовского моря.

Полевые измерения. Полевые измерения включали отбор проб с последующим измерением спектров поглощения света пигментами фитопланктона, растворённым органическим веществом и неживой взвесью и концентрации хлорофилла a и феопигментов [16]. Всего в течение двух лет в Азовском море выполнено 16 измерений на 4-х станциях. Измерения проводились в 2016–2017 гг. в разные сезоны: 2016 (зима (2), весна (3), лето (2) и осень (3)) и 2017 (весна (3) и лето (3)).

Спутниковые данные. Используются квазисинхронные с измерениями *in situ* спутниковые данные второго уровня *MODIS-Aqua/Terra*. Версия данных – R2018.0 [17, 18]. Спутниковые данные выбирались из окрестности ± 0.01 град для измерений, выполненных на корабельных станциях. Рассматривались спутниковые данные с определенным набором флагов и масок [3, 4], которые устраняли возможные ошибки атмосферной коррекции. Временной интервал между спутниковым продуктом и измерениями *in situ* в порядке приоритета был следующим: в тот же самый день, если нет, то ± 1 день, если нет, то ± 2 дня.

*Методика сбора и обработки измерений *in situ*.* Для отбора проб использовали кассеты батометров CTD зонда Mark-3. Концентрацию хлорофилла a и феопигментов определяли спектрофотометрическим методом по ГОСТ 17.1.4.02-90. «Вода. Методика спектрофотометрического определения хлорофилла a » [19]. Поглощение света взвешенным и растворённым веществом измеряли в соответствии с современным протоколом NASA [20]. Оптические измерения проводили на двулучевом спектрофотометре Lambda 35 (Perkin Elmer), оснащённом интегрирующей сферой. Спектральное распределение $a_{NAP}(\lambda)$, $a_{CDOM}(\lambda)$ описывали экспоненциальной зависимостью. Параметризацию $a_{NAP}(\lambda)$ и $a_{CDOM}(\lambda)$ и определение показателя экспоненты (S_{NAP} и S_{CDOM}) проводили в спектральном диапазоне 400 – 700 нм и 350 – 500 нм, соответственно.

Спутниковый био-оптический алгоритм. Для определения показателя поглощения света пигментами фитопланктона, следуя созданной классификации (табл. 1), использован спектральный интервал 600–700 нм, как и в работах [12–15]. Одной из особенностей этого диапазона длин волн является отсутствие изменчивости спектра R_{RS} от показателя поглощения света неживым органическим веществом (неживым взвешенным веществом и окрашенным растворённым органическим веществом). Кроме того, показатель обратного рассеяния света

взвесью существенно больше, чем показатель обратного рассеяния света чистой морской водой. Суть нашего подхода заключалась в следующем:

1) использование региональных связей между измеренными величинами показателей поглощения света и комбинацией, полученной из спутниковых продуктов (спектр R_{RS} из диапазона длин волн 600–700 нм, а именно: спектральные каналы с центрами длин волн 645, 667 и 678 нм),

2) проведение коррекции R_{RS} с учётом рассеяния взвесью в длинноволновой части спектра и возможными ошибками в атмосферной коррекции, которые минимизировались при использовании разности R_{RS} между спектральными каналами для близких длин волн. С другой стороны, принимали разность $R_{RS}(667) - R_{RS}(678)$ пропорциональной разности $a_{ph}(678) - a_{ph}(667)$, а $R_{RS}(645) - R_{RS}(667)$ – показателю обратного рассеяния света частицами взвеси, которое с точностью до множителя равно показателю обратного рассеяния света частицами взвеси для разности $R_{RS}(667) - R_{RS}(678)$.

Рассмотрим последовательность отдельных этапов восстановления био-оптических характеристик Азовского моря при совместном использовании измерений *in situ* (суммарной концентрации хлорофилла a и феопигментов, показателей поглощения живой и неживой компонентами органического вещества) и спутникового продукта, спектра R_{RS} .

Первый шаг состоит в нахождении связи между поглощением фитопланктона на длине волны 678 нм и комбинацией R_{RS}

$$a_{ph}(678) \sim \frac{R_{RS}(667) - R_{RS}(678)}{R_{RS}(645) - R_{RS}(667)}. \quad (1)$$

Регрессионное уравнение связи (1) имеет вид

$$k \cdot \frac{R_{RS}(667) - R_{RS}(678)}{R_{RS}(645) - R_{RS}(667)} = -2.5 \cdot a_{ph}(678) + 0.3, \quad (2)$$

где $k = \frac{1}{a_w(645)} - \frac{1}{a_w(667)}$, $a_w(645)$ и $a_w(667)$ – показатели поглощения чистой водой на 645 нм и 667 нм, и $a_{ph}(678)$ имеют размерность (м^{-1}), или $k = 0.780 \text{ м}$. Область применимости выражения (2) определяется диапазоном изменчивости измерений *in situ* $a_{ph}(678)$ от 0.014 м^{-1} до 0.3 м^{-1} , что приблизительно соответствует интервалу $TChl$ от $1 \text{ мг} \cdot \text{м}^{-3}$ до $30 \text{ мг} \cdot \text{м}^{-3}$.

Для перехода от $a_{ph}(438)$ к $TChl$ необходимо учесть сезонную изменчивость отношения $a_{ph}(438):TChl$. Аппроксимация косинусом этого отношения как функции текущего дня в году по имеющимся эмпирическим данным дало следующий результат

$$a_{ph}(438):TChl = 1/[20 \cdot (1 + \cos(2\pi/365 \cdot (sday - 75))) + 30]. \quad (3)$$

Точность регрессионного уравнения (3) невысокая, но по мере поступления новых измерений *in situ* эта связь будет уточняться.

Анализ результатов измерений *in situ* показал возможность использования полученной зависимости между $a_{ph}(438)$ и $a_{ph}(678)$, не учитывая сезонную изменчивость,

$$a_{ph}(438) = 2.0 \cdot a_{ph}(678). \quad (4)$$

Следующий шаг состоит в определении связи между суммарным поглощением окрашенной компоненты органического вещества $a_{COM}(438)$ и комбинацией спутникового продукта R_{RS}

$$a_{COM}(438) \sim \frac{R_{RS}(531)}{R_{RS}(488)}, \quad (5)$$

где $a_{COM}(438)$ есть сумма членов, найденных путём прямых измерений

$$a_{COM}(438) = a_{CDOM}(438) + a_{NAP}(438) + a_{ph}(438). \quad (6)$$

Результат регрессионной связи (5) имеет следующий вид

$$\frac{R_{RS}(531)}{R_{RS}(488)} = 0.25 \cdot a_{COM}(438) + 1.0, \quad (7)$$

где $a_{COM}(438)$ имеет размерность (m^{-1}).

Таким образом, мы имеем из спутникового стандартного продукта коэффициент яркости моря $R_{RS}(438)$, из регрессионного уравнения (7) суммарный показатель поглощения света органическим веществом $a_{COM}(438)$, из регрессионных уравнений (2–4) показатель поглощения света фитопланктоном $a_{ph}(438)$. Тогда, следуя последовательным преобразованиям $R_{RS} \rightarrow u$ [21, 22], где $u = \frac{b_b}{a+b_b}$, или

$$b_b = \frac{u \cdot a}{1-u} \text{ и } a = b_b \cdot \frac{1-u}{u}, \quad (8)$$

и, принимая во внимание, что и $a_{COM} = a - a_w$, легко получить искомые характеристики $IOPs$ на длине волны 438 нм

$$b_{bp} = b_b - b_{bw} \text{ и } a_{CDM} = a_{COM} - a_{ph}, \quad (9)$$

где b_b и a , b_{bw} и a_w – показатели обратного рассеяния и поглощения света морской водой и чистой морской водой, соответственно.

Результаты и обсуждение. На рис. 1 приведён пример карт концентрации хлорофилла a и феопигментов, показателя обратного рассеяния света и показателя поглощения света неживым органическим веществом на длине волны 438 нм, построенных по описанному выше алгоритму по данным *MODIS-Aqua* (A2002187105500) за 6 июля 2002 года. Проанализируем их. Распределение в поверхностном слое трёх параметров отличается друг от друга, т. е. между ними отсутствует однозначное соответствие, что характерно для вод *CASE 2*. Характер пространственной изменчивости для рассматриваемого времени года параметра $TChl$

(высокие значения в центре моря по отношению к его периферии) согласуется с многолетними наблюдениями.

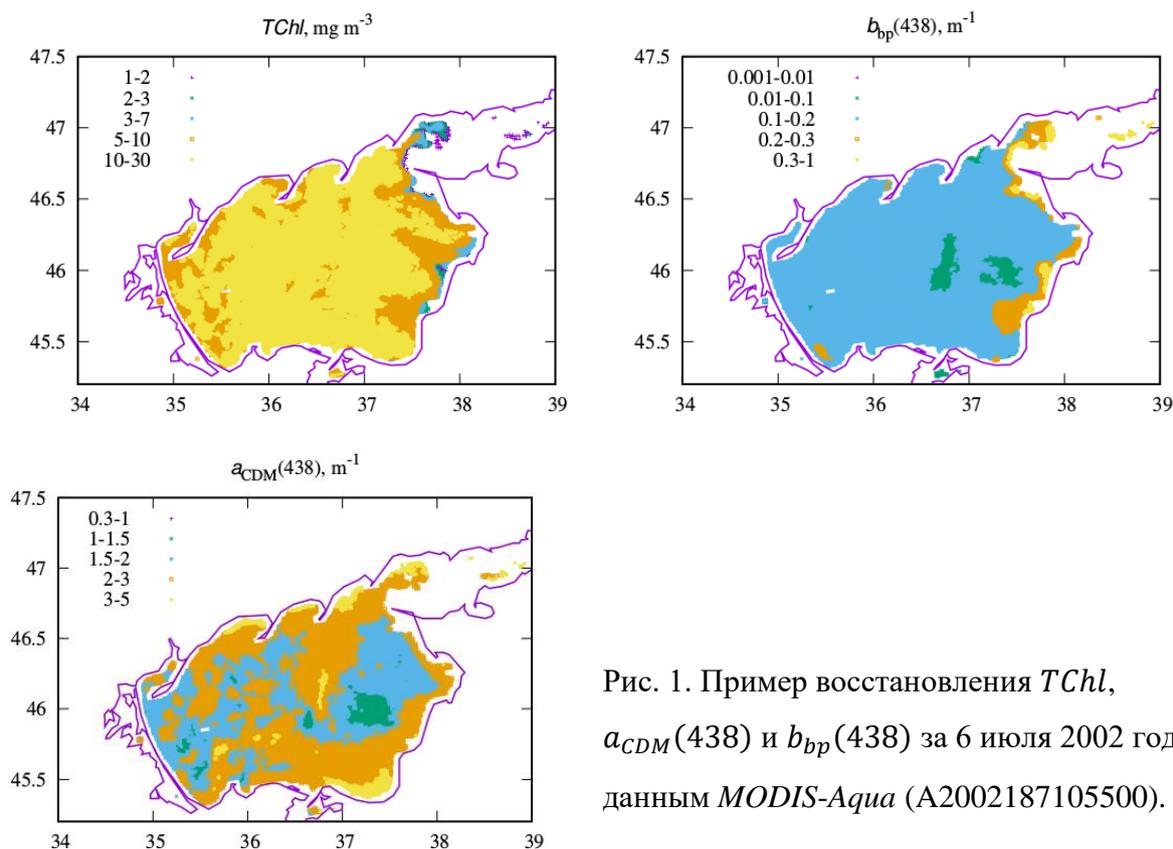


Рис. 1. Пример восстановления $TChl$, $a_{CDM}(438)$ и $b_{bp}(438)$ за 6 июля 2002 года по данным *MODIS-Aqua* (A2002187105500).

Другие два параметра $a_{CDM}(438)$ и $b_{bp}(438)$, связанные со стоком рек, метеоусловиями и течениями, имеют высокие значения у берегов и в Таганрогском заливе по отношению к центральному району моря, что также не противоречит здравому смыслу. Используя описанный выше алгоритм, по данным спутниковых измерений на основе региональных био-оптических связях построены ежедневные карты трёх параметров ($TChl$, $a_{CDM}(438)$ и $b_{bp}(438)$) за период с января 2000 года по декабрь 2018 года.

Выводы

1. Для Азовского моря предложен региональный спутниковый алгоритм восстановления суммарной концентрации хлорофилла a и феопигментов с диапазоном применимости от 1 до 30 мг·м⁻³, показателей обратного рассеяния света частицами взвеси и поглощения неживым органическим веществом на длине волны 438 нм с коррекцией возможных ошибок стандартной атмосферной коррекции в длинноволновой области спектра.

2. По данным *MODIS-Aqua/Terra* с использованием регионального спутникового алгоритма построены ежедневные карты распределения в поверхностном слое моря

суммарной концентрации хлорофилла *a* и феопигментов, показателей обратного рассеяния света частицами взвеси и поглощения света неживым органическим веществом на длине волны 438 нм в период с января 2000 года по декабрь 2018 года.

Благодарности. Работа выполнена по темам государственного задания «Структурно-функциональная организация, продуктивность и устойчивость морских пелагических экосистем», «Развитие методов оперативной океанологии на основе междисциплинарных исследований процессов формирования и эволюции морской среды и математического моделирования с привлечением данных дистанционных и контактных измерений» (гос. рег. № АААА-А18-118012690119-7) и «Изучение пространственно-временной организации водных и сухопутных экосистем с целью развития системы оперативного мониторинга на основе данных дистанционного зондирования и ГИС-технологий» (гос. рег. № АААА-А19-119061190081-9) а также частично при поддержке РФФИ, гранты №№ 18-45-920070, 18-05-80025 и 19-35-50082. Авторы признательны Землянкой Е.А. за помощь при отборе проб в морских экспедициях.

Литература

1. Копелевич О.В., Салинг И.В., Вазюля С.В., Глуховец Д.И., Шеберстов С.В., Буренков В.И., Каралли П.Г., Юшманова А.В. Биооптические характеристики морей, омывающих берега западной половины России, по данным спутниковых сканеров цвета 1998-2017 гг. // Институт океанологии имени П.П. Ширшова Российской академии наук. Ответственный редактор доктор физико-математических наук О.В. Копелевич. Москва, 2018.
2. Kopelevich O.V., Burenkov V.I., Ershova S.V., Sheberstov S.V., Evdoshenko M.A. Application of SeaWiFS data for studying variability of bio-optical characteristics in the Barents, Black and Caspian Seas // Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. 2004. V. 51. N. 10-11 SPEC. ISS. P. 1063–1091.
3. Suslin V., Churilova T. A Regional algorithm for separating light absorption by chlorophyll-a and colored detrital matter in the Black Sea, using 480-560 nm bands from ocean colour scanners // International Journal of Remote Sensing. 2016. V. 37. N. 18. P. 4380–4400.
4. Суслин В.В., Чурилова Т.Я., Джулай А.А., Мончева С., Слабакова В., Кривенко О.В., Ефимова Т.В., Салюк П.А. Региональный алгоритм восстановления концентрации хлорофилла «а» и показателя поглощения света неживым органическим веществом на длине волны 490 нм для спектральных каналов цветковых сканеров MODIS и MERIS // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2014. № 28. С. 303–319.
5. Suslin V., Pryahina S., Churilova T., Slabakova V. The Black Sea IOPs based on SeaWiFS data // В сборнике: Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. 2016. P. 1003531.
6. Суслин В.В., Чурилова Т.Я., Пряхина С.Ф. Региональная методика восстановления первичных гидрооптических характеристик Черного моря по данным цветкового сканера SeaWiFS // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2012. № 26-2. С. 204–223.
7. O'Reilly J.E., Maritorena S., Mitchell B.G., Siegel D.A., Carder K.L., Garver S.A., Kahru M., McClain C.R. Ocean color chlorophyll algorithms for SeaWiFS // Journal of Geophysical Research. 1988. V. 103. P. 24937–24953. doi: 10.1029/98JC02160.
8. O'Reilly J.E., & 24 co-authors. SeaWiFS Postlaunch Calibration and Validation Analyses, Part 3. NASA Tech. Memo. 2000-206892, 2000. V. 11, S.B. Hooker and E.R. Firestone, Eds., NASA Goddard Space Flight Center. 49 p.

9. Суетин В.С., Суслин В.В., Королев С.Н., Кучерявый А.А. Оценка изменчивости оптических свойств воды в Черном море летом 1998 года по данным спутникового прибора SeaWiFS // *Морской гидрофизический журнал*. 2002. № 6. С. 44-54.
10. Суслин В.В., Чурилова Т.Я., Толкаченко Г.А., Берсеньева Г.П., Королев С.Н., Смолов В.Е., Кучерявый А.А. Опыт совместного анализа синхронных *in situ* и спутниковых измерений био-оптических характеристик в прибрежной зоне Черного моря (Кацивели-2001) // *Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа*. 2003. № 2. С. 100-110.
11. Суслин В.В., Чурилова Т.Я., Сосик Х.М. Региональный алгоритм расчета концентрации хлорофилла а в Черном море по спутниковым данным SEAWIFS // *Морской экологический журнал*. 2008. Т. 7. № 2. С. 24–42.
12. Dall’Olmo G., Gitelson A. A Effect of bio-optical parameter variability on the remote estimation of chlorophyll-a concentration in turbid productive waters: experimental results // *Appl. Opt.* 2005. V. 44. N. 3. P. 412–422.
13. Gitelson A.A., Dall’Olmo G., Moses W., Rundquist D.C., Barrow T., Fisher T.R., Gurlin D., Holz J. A simple semi-analytical model for remote estimation of chlorophyll-a in turbid waters: Validation // *Remote Sensing of Environment*. 2008. V. 112. P. 3582–3593.
14. Gitelson A.A., Gurlin D., Moses W.J., Barrow T. A bio-optical algorithm for the remote estimation of the chlorophyll-a concentration in case 2 waters // *Environ. Res. Lett.* 2009. V. 4. N. 045003. 5 p. doi:10.1088/1748-9326/4/4/045003.
15. Gitelson A.A. The peak near 700 nm on radiance spectra of algae and water: relationships of its magnitude and position with chlorophyll concentration // *International Journal of Remote Sensing*. 1992. V. 13. N. 17. P. 3367-3373. doi: 10.1080/01431169208904125
16. Churilova T., Efimova T., Moiseeva N., Georgieva E., Krivenko O., Suslin V. Light absorption by phytoplankton, non-algal particles and colored dissolved organic matter in the Sea of Azov in January and April 2016 // *Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering*. 2018. P. 1083368.
17. NASA Goddard Space Flight Center, Ocean Ecology Laboratory, Ocean Biology Processing Group. Moderate-resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) Aqua Ocean Color Data; 2018 Reprocessing. NASA OB.DAAC, Greenbelt, MD, USA. doi: data/10.5067/AQUA/MODIS/L2/OC/2018. (Accessed on 01/23/2020).
18. NASA Goddard Space Flight Center, Ocean Ecology Laboratory, Ocean Biology Processing Group. Moderate-resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) Terra Ocean Color Data; 2018 Reprocessing. NASA OB.DAAC, Greenbelt, MD, USA. doi: data/10.5067/TERRA/MODIS/L2/OC/2018. (Accessed on 01/23/2020).
19. ГОСТ 17.1.4.02-90. «Вода. Методика спектрофотометрического определения хлорофилла а».
20. Mueller J.L., Fargion G. Ocean Optics Protocols for Satellite Ocean Color Sensor Validation, Revision 2, NASA // *Technical Memorandum 2000-209966*. 2000. Revision 2.
21. Gordon H.R., Brown O.B., Evans R.H., Brown J.W., Smith R.C., Baker K.S., Clark D.K. A semi-analytic radiance model of ocean color // *Journal of Geophysical Research*. 1988. V. 93. P. 10909 –10924.
22. Lee Z.P., Carder K.L., Mobley C.D., Steward R.G., Patch J.S. Hyperspectral remote sensing for shallow waters. 2. Deriving bottom depths and water properties by optimization // *Appl. Opt.* 1999. V. 38. P. 3831–3843.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ПОЛЯРИЗОВАННОГО СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЕРИСТОЙ ОБЛАЧНОСТИ С ХАОТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫМИ ГЕКСАГОНАЛЬНЫМИ ЛЕДЯНЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

Русскова Т.В., Коношонкин А.В.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: btv@iao.ru, sasha_tvo@iao.ru

Представлены результаты расчетов параметров вектора Стокса в сферической модели атмосферы с перистой облачностью, представленной смесью хаотически ориентированных в пространстве гексагональных ледяных частиц. Эффекты многократного рассеяния света учитываются благодаря использованию метода Монте-Карло, лежащего в основе модели MCPOLART (Monte Carlo POLARized Radiative Transfer model). Обсуждаются особенности угловых зависимостей компонент вектора Стокса, полученных в различных условиях численного эксперимента. Анализируются оценки влияния поляризации света на интенсивность излучения в среде с хаотически ориентированными гексагональными ледяными кристаллами. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-35-70041) и Министерства образования и науки Российской Федерации.

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НАД ВЗВОЛНОВАННОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

Русскова Т.В.¹, Шмирко К.А.²

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

²Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток, Россия

e-mail: btv@iao.ru, sasha_tvo@iao.ru

Представлены результаты моделирования переноса поляризованного солнечного излучения методом Монте-Карло с использованием пакета MCPOLART (Monte Carlo POLARised Radiative Transfer model) в сферической модели атмосферы с взволнованной морской поверхностью. Матрицы отражения света от морской поверхности рассчитываются двумя способами – с помощью модели Кокса-Манка и модели, описанной в работе М. Mishchenko и L. Travis (1997). Анализируются различия в значениях параметров вектора Стокса, обусловленные использованием разных моделей. Обсуждаются особенности угловых зависимостей компонент вектора Стокса при различных оптических параметрах среды, условиях освещения и наблюдения. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 19-77-10022) и Министерства образования и науки Российской Федерации.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОСТИ ВИХРЕВОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НА ЛОКАЦИОННОЙ ТРАССЕ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ МЕТОДАМИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рычков Д.С.

ИОА СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: dsr@iao.ru

В работе методами численного моделирования проведены исследования пространственной когерентности отраженной волны вихревого лазерного пучка, распространяющегося на локационной трассе в турбулентной атмосфере. Рассмотрен случай зеркальной мишени. Расчеты выполнены для различных начальных параметров пучка, радиуса мишени и турбулентных условий на трассе. Полученные результаты сравниваются с известными результатами для гауссова пучка, плоской и сферической волн.

При распространении лазерных пучков на моностатических локационных трассах в атмосфере, за счёт прохождения падающей и отраженной волнами одних и тех же неоднородностей среды, статистические характеристики отраженного излучения отличаются от характеристик оптических волн, распространяющихся на прямой трассе [1-3]. В настоящее время продолжают исследования распространения лазерных пучков, несущих оптический вихрь [4-9], благодаря которому форма поперечного распределения интенсивности оптической волны в турбулентной атмосфере может сохраняться на больших дистанциях [8,9]. Исследованы различные характеристики вихревых пучков на прямых трассах в атмосфере, в том числе когерентность волны [5-7]. За счет винтового фазового фронта корреляционная функция вихревого лазерного пучка существенно отличается от корреляционной функции гауссова пучка [5-7], что может привести к изменениям пространственной когерентности и распределения средней интенсивности отраженной волны за приёмной линзой.

Расчеты (4) проведём для Лагерр-Гауссовой моды лазерного резонатора, как наиболее простого для анализа вихревого пучка [4]. Поле Лагерр-Гауссова пучка можно задать следующим выражением:

$$U_0(\mathbf{p}) = A\beta^{|m|+1}(0)(\mathbf{p} \cdot \mathbf{e}_0)^{|m|} e^{-\rho^2\beta(0)/2}, \quad (1)$$

$\mathbf{p} = y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z$ – вектор координат в поперечной направлению распространения плоскости, A – амплитудный множитель, $\mathbf{p} \cdot \mathbf{e}_0 = \rho \exp(i\varphi(\mathbf{p}))$, $\varphi(\mathbf{p})$ – циркулярная фаза ($\varphi(\mathbf{p}) = \text{Arg}(y + iz)$), $\beta(0) = a_0^{-2} + \frac{ik}{F}$, $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_y + i \text{sign}(m)\mathbf{e}_z$ – комплексный вектор в поперечной плоскости, a_0, F – радиус и фокусное расстояние пучка в начальной плоскости.

Пусть в точке $x=0$ на трассе распространения расположены источник и приемник, а в точке $x=L$ расположено зеркало, которая характеризуется локальным коэффициентом отражения $V(\mathbf{r},\mathbf{r}')$, где \mathbf{r},\mathbf{r}' – поперечные координаты в плоскости отражения $x=L$. Когерентность отраженной волны $U_R(0,\mathbf{p}')$, в плоскости приема характеризуется модулем комплексной степени когерентности, которая выражается через функцию взаимной когерентности (ФВК) рассеянного лазерного пучка

$$|\gamma_R(\mathbf{p}'_1,\mathbf{p}'_2)| = \frac{|\Gamma_{2,R}(0;\mathbf{p}'_1,\mathbf{p}'_2)|}{\sqrt{\Gamma_{2,R}(0;\mathbf{p}'_1,0)\Gamma_{2,R}(0;\mathbf{p}'_2,0)}} \quad (2)$$

$$\Gamma_{2,R}(0;\mathbf{p}'_1,\mathbf{p}'_2) = \langle U_R(0,\mathbf{p}'_1)U_R^*(0,\mathbf{p}'_2) \rangle$$

содержит информацию о начальном поле, среде и мишени. Радиус когерентности отраженного поля ρ_{coh} определяется как масштаб спада модуля комплексной степени когерентности $|\gamma_R(\mathbf{p}'_1,\mathbf{p}'_2)|$ до уровня $1/e$ по разностной переменной, $\mathbf{p}'_d = \mathbf{p}'_1 - \mathbf{p}'_2$. Отраженное поле $U_R(0,\mathbf{p}')$ лазерного пучка для турбулентной среды можно записать, воспользовавшись соотношением взаимности для функции Грина [1-3]

$$U_R(0,\mathbf{p}') = \int d\mathbf{r}d\mathbf{r}'\mathbf{p}dV(\mathbf{r},\mathbf{r}')G_T(L,\mathbf{r};0,\mathbf{p})G_T(L,\mathbf{r}';0,\mathbf{p}')U_0(\mathbf{p}), \quad (3)$$

где $G_T(x,\mathbf{r};x',\mathbf{p})$ – функция Грина турбулентной среды, которая задается континуальным интегралом следующего вида [3]:

$$G_T(x,\mathbf{r};x',\mathbf{p}) = \frac{1}{i\lambda(x-x')} e^{\frac{ik}{2(x-x')}(\mathbf{r}-\mathbf{p})^2} \times \\ \times \lim_{N \rightarrow \infty} (i\lambda(x-x'))^{1-N} \int d\mathbf{S}_{1,N-1} \exp \left\{ \frac{ik}{2(x-x')} \sum_{j=1}^{N-1} S_j^2 + ik \int_{x'}^x dx'' \tilde{n}(x'',[\mathbf{p},\mathbf{r},\mathbf{S}_j]) \right\}, \quad (4)$$

где $\xi = x''/x$ – нормированная координата вдоль трассы, $[\mathbf{p},\mathbf{r},\mathbf{S}_j] = (1-\xi)\mathbf{p} + \xi\mathbf{r} + \sum_{j=1}^{N-1} \mathbf{S}_j v_j(\xi)$,

$v_j(\xi) = \sin j\pi\xi / (N\sqrt{2} \sin j\pi/(2N))$, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны источника, $\tilde{n}(x'',[\mathbf{p},\mathbf{r},\mathbf{S}_j])$ – флуктуирующая вследствие турбулентности часть показателя преломления воздуха. Флуктуации показателя преломления будем описывать Колмогоровским спектром [10]

$$\Phi_n(x',\mathbf{k}) = 0.033C_n^2(x')\mathbf{k}^{-11/3} = C_n^2(x')\Phi_0(\mathbf{k}), \quad (5)$$

где $C_n^2(x')$ – структурная характеристика флуктуаций. В случае произвольного значения β_0^2 рассчитать аналитически ФВК не удаётся, поэтому воспользуемся методами численного моделирования [11-13]. Для этого добавим приемный телескоп с апертурной функцией $\Pi(\mathbf{p}')$.

Для получения ФВК в численном моделировании используются полученные реализации распределения Поле отраженной волны за приемной линзой телескопа может быть представлено в виде,

$$U_R(0, \mathbf{\rho}'') = \int d\mathbf{\rho}' \Pi(\mathbf{\rho}') \exp \left\{ -\frac{ik}{2f} \rho'^2 - \frac{ik}{2l} (\mathbf{\rho}' - \mathbf{\rho}'')^2 \right\} \int d\mathbf{r} G_T(L, \mathbf{r}; 0, \mathbf{\rho}') U_R(L, \mathbf{r}'), \quad (6)$$

$$U_R(L, \mathbf{r}') = \int d\mathbf{\rho} V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') G_T(L, \mathbf{r}; 0, \mathbf{\rho}) U_0(\mathbf{\rho})$$

где $\Pi(\mathbf{\rho}')$ – функция пропускания апертуры радиуса a , f – фокусное расстояние приемной линзы, l – положение плоскости наблюдения. Функция Грина моделируется последовательностью фазовых экранов [13], разделённых участками свободного пространства такой длины Δx , чтобы выполнялось условие $\beta_0^2(\Delta x)$. Для моделирования частично когерентного поля использовалась модель одиночного фазового экрана с корреляционной функцией $B_\varphi(\mathbf{\rho}_1 - \mathbf{\rho}_2) = \sigma_\varphi^2 e^{-(\rho_1 - \rho_2)^2 / 2l_\varphi^2}$, где l_φ – радиус корреляции фазы поля в начальной плоскости. На рисунках 1, 2 представлены результаты расчета фактора усиления

$N(\rho) = \frac{\langle I_R(\rho) \rangle}{\langle I_{2L}(\rho) \rangle}$ средней интенсивности отраженного вихревого пучка с топологическими зарядами для условий слабой и сильной оптической турбулентности $m = 1$ и 3 при различных значениях начального радиуса когерентности поля. Число Френеля $\Omega_{pc} = \frac{ka_\varphi^2}{L}$ характеризует начальную когерентность падающего поля.

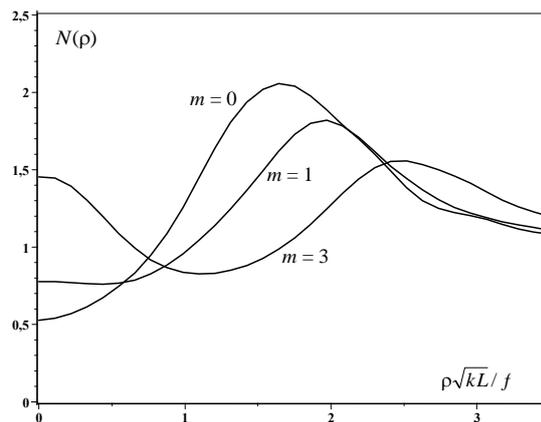


Рисунок 1. – Распределение фактора усиления $N(\rho)$ для отраженного вихревого пучка в фокальной плоскости приемной линзы в условиях слабой оптической турбулентности на локационной трассе. Числа Френеля $\Omega = \frac{ka_0^2}{L}$, $\Omega = \frac{ka_t^2}{L}$ источника и приемного телескопа $\Omega = \Omega_t = 1$, Число Френеля зеркальной мишени – $\Omega_r = 10^3$.

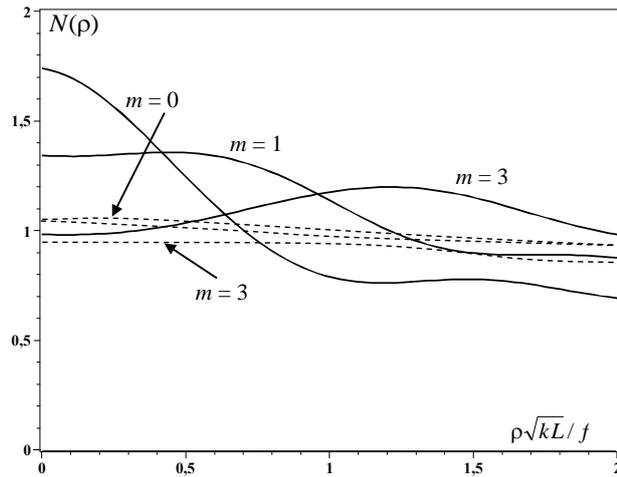


Рисунок 2. – Распределение фактора усиления $N(\rho)$ для отраженного вихревого пучка в фокальной плоскости приемной линзы в условиях сильной оптической турбулентности на локационной трассе. Числа Френеля источника и приемного телескопа $\Omega = \Omega_t = 1$, зеркальной

мишени – $\Omega_r = 10^3$. Сплошные линии – $\Omega_{pc} = 10^3$, штриховые – $\Omega_{pc} = 10^{-1}$

Работа поддержана в рамках проекта РАН АААА-А17-117021310149-4.

1. *Банах В.А., Миронов В.Л.* Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Изд. «Наука», 1986. 174 с.
2. *Кравцов Ю. А., Саичев А. И.* Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах // УФН. 1982. Т.137. №3. С. 501-527.
3. *Банах В.А.* Усиление средней мощности обратно рассеянного в атмосфере излучения в режиме сильной оптической турбулентности // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25. № 10. С. 857-862.
4. *Фалиц А.В.* Блуждание и флуктуации интенсивности фокусированного лаггерра-гауссова пучка в турбулентной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т.28. №9. С.763-771.
5. *Лукин И.П.* Когерентность бесселева пучка в турбулентной атмосфере. // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25. № 05. С. 393-402.
6. *Лукин И.П.* Кольцевая дислокация степени когерентности вихревого бесселева пучка в турбулентной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т.28. №4. С.298-308.
7. *Лукин И.П.* Пространственные масштабы когерентности бездифракционных пучков в турбулентной атмосфере. // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. №4. С. 300-310.
8. *Birch P., Ituen I., Young R., Chatwin Ch.* Long-distance Bessel beam propagation through Kolmogorov turbulence // J. Opt. Soc. Amer. A. 2015. V. 32. №11. P. 2066–2073.
9. *Wu H., Sheng S., Huang Zh., Zhao S.,; Wang H., Sun Zh., Xu, X.* Study on power coupling of annular vortex beam propagating through a two-Cassegrain-telescope optical system in turbulent atmosphere // Opt. Express. 2013. V. 21. №4. P. 4005-4016.
10. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
11. *Банах В.А., Смалихо И.Н.* Определение интенсивности оптической турбулентности по обратному атмосферному рассеянию лазерного излучения // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т.24. №4. С. 300-307.
12. *Банах В.А., Разенков И.А., Смалихо И.Н.* Аэрозольный лидар для исследования усиления обратного атмосферного рассеяния. I. Компьютерное моделирование. // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т.28. №1. С. 5-11.
13. *В. П. Кандидов* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // Успехи физических наук. 1996. Т.166. №12. С.1309-1338.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ШУМОВ НА КАЧЕСТВО ИЗОБРАЖЕНИЯ В ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

Давыдова А.Ю.^{1,2}

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

² Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: starinshikova@mail.ru

В работе рассмотрены искажения, вносимые влиянием волн, распространяющихся от мнимого изображения, на действительное изображение частицы, восстановленной с осевой цифровой голограммы (двойниковое изображение), и спекл-шумом. Показано, что искажения, вносимые двойниковым изображением, понижают качество изображения на 13-75 % по граничному перепаду. Спекл-шумы оказывают соизмеримое влияние на качество изображения. Приведенные численные эксперименты позволяют определить условие регистрации цифровых голограмм, при которых зашумленное изображение пригодно для определения характеристик частиц.

Цифровая голография является одними из перспективных методов исследования взвешенных частиц, в частности планктона в среде его обитания [1]. Цифровая голограмма содержит информацию обо всем зарегистрированном объеме с планктоном, а численное восстановление цифровой голограммы позволяет автоматизировать процесс определения размеров и форм [2, 3], положения в пространстве [3] каждой особи планктона, содержащейся в объеме при регистрации, а также произвести их распознавание и классификацию [2, 4]. При восстановлении цифровой голограммы в изображениях присутствуют искажения (шумы), снижающие качество восстановленных изображений и затрудняющие процесс определения характеристик исследуемых частиц и их классификацию. К числу наиболее значимых относятся аддитивные шумы, вносимые влиянием волн, распространяющихся от мнимого изображения, на действительное изображение частицы, восстановленной с осевой голограммы (двойниковое изображение) [5, 6], и шумы когерентности или спекл-шум [7]. Двойниковое изображение — обязательный артефакт осевой цифровой голографии. Для радикального устранения этого эффекта применяется более громоздкая внеосевая схема.

Для моделирования влияния данных искажений на качество изображения частиц произведен численный расчет цифровых голограмм модельной круглой непрозрачной частицы ((1) на рис. 1) (диаметр частицы $d=198$ мкм (35 пикселей), размер поля изображения 2048×2048 пикселей). Цифровые голограммы рассчитаны согласно осевой схеме регистрации голограмм с помощью интеграла Френеля-Кирхгофа [8], при этом длина волны излучения $0,66$ мкм, геометрические размеры пикселя $5,5 \times 5,5$ мкм, расстояние между плоскостью частицы и плоскостью голограммы 50 мм. На рис. 1 (2)-(5) представлены изображения частицы,

восстановленные из численно рассчитанных осевых цифровых голограмм для различных видов анализируемых шумов.

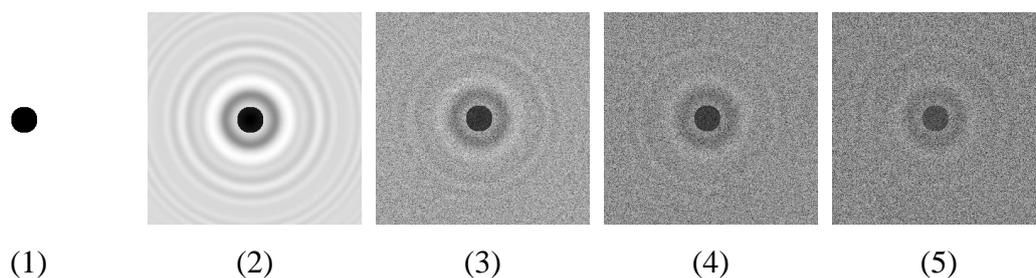


Рисунок 1 — (1) – изображение модельной частицы круглой формы (эталонное изображение), (2) – изображение частицы, восстановленное из численно рассчитанной осевой цифровой голограммы (иллюстрирует двойниковое изображение), (3)-(5) – с наложением равномерно распределенного шума с дисперсий 0,25 (3), 0,5 (4) и 1 (5).

Для оценки влияния шумов на качество изображений частиц используют различные критерии качества изображения [9], наиболее часто используемые это среднеквадратичная ошибка MSE [10] и пиковое отношение сигнал/шум $PSNR$ [11]:

$$MSE = \frac{1}{N_i N_j} \sum_{i=0}^{N_i-1} \sum_{j=0}^{N_j-1} (I_S(i, j) - I_N(i, j))^2, \quad (1)$$

$$PSNR = 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{I_{S_{\max}}}{\sqrt{MSE}} \right), \quad (2)$$

где $I_S(i, j)$ – интенсивность в точке (i, j) эталонного изображения размером $N_i \times N_j$, $I_N(i, j)$ – интенсивность в точке (i, j) исследуемого изображения с шумами размером $N_i \times N_j$, $I_{S_{\max}}$ – максимальное значение интенсивности эталонного изображения (с учетом нормировки динамического диапазона $I_{S_{\max}} = 1$). Данные критерии сравнивают исследуемое изображение (с шумами) с эталонным изображением (без шумов). В случае численного расчета цифровой голограммы использование MSE и $PSNR$ возможно, т.к. эталонное изображение известно. В ситуации регистрации цифровой голограммы реальных частиц эталонное изображение не известно, и требуются критерии непосредственной оценки качества. Поэтому в данной работе, кроме MSE и $PSNR$, приведен перепад на границе изображения частицы P [9], определяемый по формуле:

$$P = \langle I_{N_{out}} \rangle - \langle I_{N_{in}} \rangle, \quad (3)$$

где $\langle I_{N_{in}} \rangle = \sum_{i=0}^m I_i / m$ – средняя интенсивность внутренней области на границе, $\langle I_{N_{out}} \rangle = \sum_{i=0}^n I_i / n$ – средняя интенсивность внешней области на границе, m, n – число пикселей внутренней и

внешней областей соответственно. При расчетах критериев качества интенсивность изображений нормируется к динамическому диапазону от 0 до 1.

Значения критериев качества изображений, представленных на рис. 1, указаны на графике рис. 2. При совпадении исследуемого изображения с эталонным $MSE=0$, $P=1$ (на рис. 2 точки, с координатой (1) по оси абсцисс), а значение $PSNR=\infty$ (точка не отмечена на графике). Приведенные оценки показывают, что искажения, вносимые двойниковым изображением, понижают качество изображения на 33% по граничному перепаду, что соизмеримо с влиянием спекл-шума (23-43% в зависимости от дисперсии шума). Этот вывод подтверждает положение о том, что в условиях когерентных шумов связанных со средой (многократное рассеяние, турбулентность, седиментирующие частицы) нет большого смысла использовать внеосевую схему голографирования.

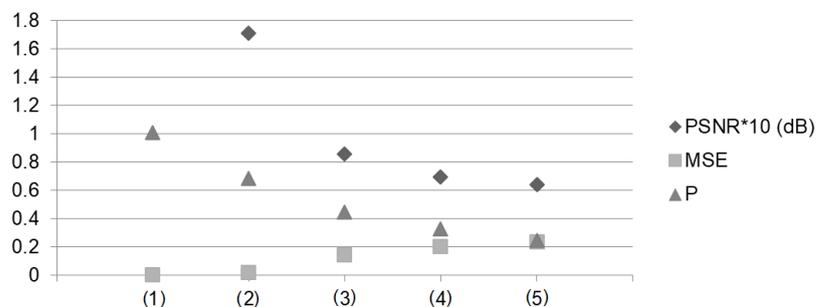


Рисунок 2 — Значения критериев качества для изображений на рис. 1.

Исследована зависимость критериев качества восстановленного изображения модельной частицы от расстояния z между плоскостью частицы и плоскостью голограммы на этапе численного расчета голограммы и ее восстановления (рис. 3). Из графика видно, что значение граничного перепада больше 0,25 (приемлемое качество [9]) в диапазоне расстояний от 2 до 138 мм.

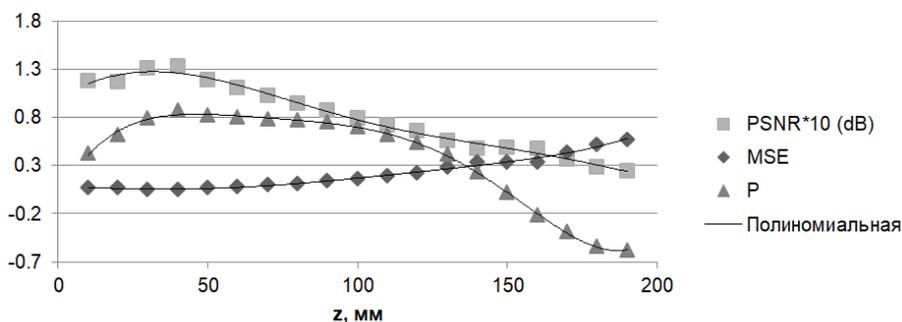


Рисунок 3 — Зависимость критериев качества от расстояния между плоскостью частицы и плоскостью голограммы на этапе численного расчета голограммы и ее восстановления.

Сплошная линия – аппроксимация полиномом 6-ой степени.

Приведенные численные эксперименты позволяют определить условие регистрации цифровых голограмм (расстояния между плоскостью частицы и плоскостью голограммы при заданных длине волны и размера частицы), при которых зашумленное изображение пригодно для определения характеристик частиц. В противном случае, необходимо применять методы подавления изучаемых шумов [5, 6, 12].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90233.

1. Lombard F., Boss E., Waite A.M., Vogt M., Uitz J., Stemmann L., Sosik H.M., Schulz J., Romagnan J.-B., Picheral M., Pearlman J., Ohman M.D., Niehoff B., Möller K.O., Miloslavich P., Lara-Lpez A., Kudela R., Lopes R.M., Kiko R., Karp-Boss L., Jaffe J.S., Iversen M.H., Irisson J.-O., Fennel K., Hauss H., Guidi L., Gorsky G., Giering S.L.C., Gaube P., Gallagher S., Dubelaar G., Cowen R.K., Carlotti F., Briseño-Avena C., Berline L., Benoit-Bird K., Bax N., Batten S., Ayata S.D., Artigas L.F., Appeltans W. Globally Consistent Quantitative Observations of Planktonic Ecosystems // *Front. Mar. Sci.* 2019. V. 6, Article 196. P. 1–21.

2. Dyomin V., Olshukov A., Davydova A. Data acquisition from digital holograms of particles: Proceedings // *Unconventional Optical Imaging*. Strasbourg, France, May, 2018. Proc. SPIE, 2018. V. 10677, Article 106773B. P. 1–14.

3. Dyomin V.V., Kamenev D.V. Evaluation of Algorithms for Automatic Data Extraction from Digital Holographic Images of Particles // *Russian Physics Journal*. 2016. V. 58, № 10. P. 1467–1474.

4. Dyomin V.V., Polovtsev I.G., Davydova A.Y. Fast recognition of marine particles in underwater digital holography: Proceedings // *23rd International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics*. Irkutsk, Russian Federation, November, 2017. Proc. SPIE, 2017. V. 10466, Article 1046627. P. 1–4.

5. Демин В.В., Старинщикова А.Ю. Методы уменьшения взаимного влияния мнимого и действительного изображений в цифровой голографии частиц // *Известия ВУЗов. Физика*. 2010. № 9/3. С. 42–45.

6. Denis L., Fournier C., Fournel T., Ducottet C. Numerical suppression of the twin image in in-line holography of a volume of micro-objects // *Meas. Sci. Technol.* 2008. V. 19, № 7. P. 1–19.

7. Гуревич С.Б., Константинов В.Б., Соколов В.К., Черных Д.Ф. Передача и обработка информации голографическими методами. М.: Сов. радио, 1978. 304 с.

8. Tyler G.A., Thompson B.J. Fraunhofer Holography Applied to Particle Size Analysis a Reassessment // *Journal of Modern Optics*. 1976. V. 23. № 9. P. 685–700.

9. Каменев Д.В. Качество голографических изображений частиц различной формы в цифровой голографии: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск: ТГУ. Томск, 2013. 22 с.

10. Методы компьютерной обработки изображений / Под ред. В.А. Сойфера. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 784 с.

11. Choi H.J., Seo Y.H., Kim D.W. Noise reduction for digital holograms in a discrete cosine transform (DCT) domain // *Opt. Appl.* 2010. V. 40. № 4. P. 991–1005.

12. Picart P. Appraisal and performance of noise reduction in digital holographic imaging: материалы школы-симпозиума // XXXI Международная школа-симпозиум по голографии, когерентной оптике и фотонике. Екатеринбург, 2019. Екб: УрФУ им. Б.Н.Ельцина, 2019. С 11.

МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ СВЕТА ДЛЯ КВАЗИГОРИЗОНТАЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ АТМОСФЕРНЫХ ЛЕДЯНЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Коношонкин А.В., Журавлева Т.Б., Боровой А.Г., Кустова Н.В., Насртдинов И.М.,
Шишко В.А., Тимофеев Д.Н.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН

пл. Академика Зуева, 1, 634055, г. Томск, Россия

e-mail: sasha_tvo@iao.ru, ztb@iao.ru, borovoi@iao.ru, kustova@iao.ru, wizard@iao.ru, sva@iao.ru,
tdn@iao.ru

Ключевые слова: перистые облака, ледяные кристаллы, уравнение переноса, квазигоризонтальная ориентация, матрица рассеяния света

В докладе представляются банк данных матриц рассеяния света для ледяных гексагональных частиц с преимущественной горизонтальной ориентацией. Расчеты выполнены в приближении геометрической оптики для углов флаттера от 0 до 180 градусов с шагом 1 градус. Установлено что индикатриса рассеяния света для хаотически ориентированных ледяных кристаллов перистых облаков кардинально отличается от индикатрисы рассеяния света для частиц с преимущественной горизонтальной ориентацией. Этот факт может играть существенную роль при решении задач переноса излучения через перистые облака и его необходимо учитывать в задачах моделирования климата.

Задача переноса излучения через перистые облака обычно решается в предположении, что ледяные кристаллические частицы в них имеют хаотическую ориентацию [1]. В качестве подтверждения справедливости такого предположения часто приводят гало в 22 градуса, которое формируется именно хаотически ориентированными гексагональными ледяными кристаллами [2]. Однако многолетние наблюдения Панорамно-оптической станцией «TomSky» [3] Института оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН показали, что гало 22 градуса в г. Томске наблюдается значительно реже, чем паргелий (ложное солнце). Поскольку паргелий формируется гексагональными кристаллами с преимущественной пространственной ориентацией, можно сделать вывод, что частицы перистых облаков часто имеют преимущественную горизонтальную ориентацию вместо хаотической. Данный вывод подкрепляется многочисленными лидарными наблюдениями [4-6].

Логично предположить, что подавляющее большинство современных работ по переносу излучения через перистые облака для задач моделирования климата выполнены для хаотически ориентированных кристаллов из-за отсутствия в свободном доступе банка данных матриц рассеяния света для частиц с преимущественной пространственной ориентацией. Цель данного доклада восполнить данный пробел и представить базу данных таких матриц.

Для начала рассмотрим индикатрису рассеяния света для хаотически ориентированной гексагональной ледяной частицы. Она является хорошо известной функцией одной переменной и имеет вид [3], представленный на рисунке 1. В данной зависимости хорошо различимы гало в 22 и 44 градуса, часто наблюдаемые в природе.

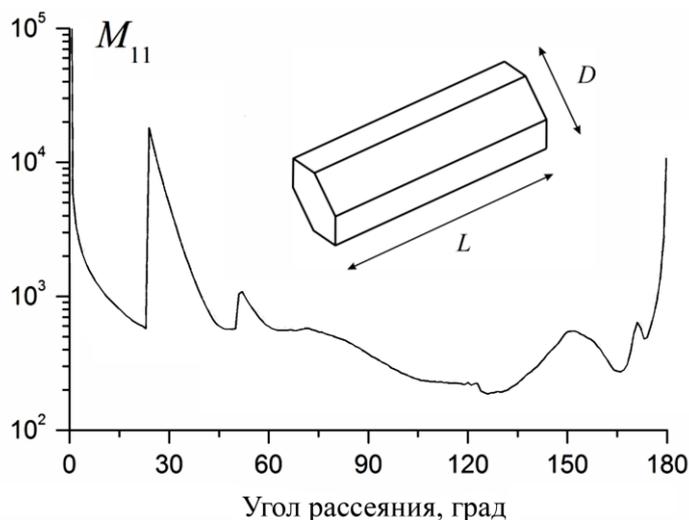


Рисунок 1 — Типичный профиль индикатрисы рассеяния света для хаотически ориентированного гексагонального ледяного столбика.

Если пространственное положение частицы описывать тремя углами Эйлера (см. рис. 2, а), то при квазигоризонтальной ориентации частица равновероятно вращается вокруг углов α и γ , и имеет нормальное распределение по углу β с эффективным углом наклона β_{eff} .

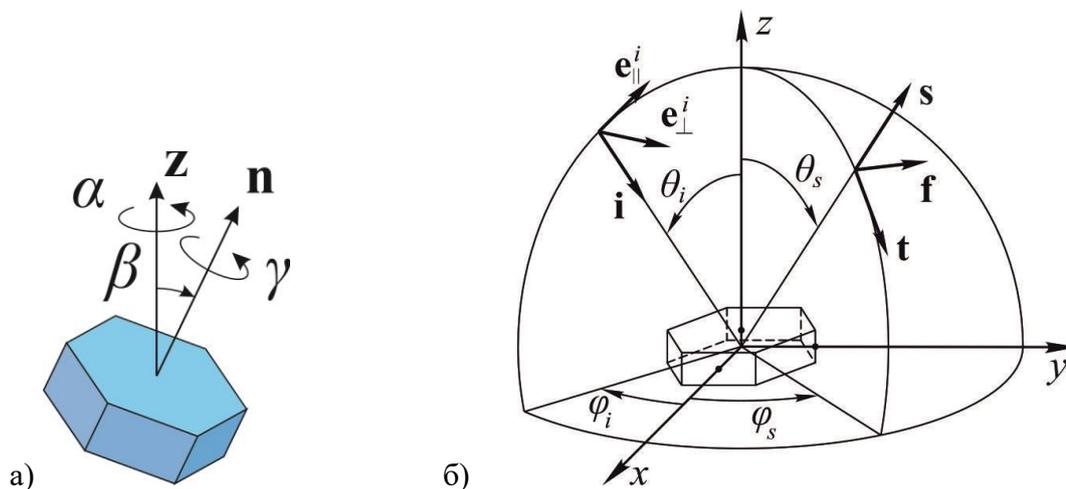


Рисунок 2 — Углы Эйлера (а) и система координат (б).

Важно понимать, что индикатриса рассеяния света (как и матрица рассеяния света) для квазигоризонтально ориентированной частицы является функцией 5 переменных: эффективного угла наклона частицы β_{eff} , вектора направления падения \mathbf{i} и вектора направления рассеяния света \mathbf{s} (каждый из этих векторов определяется двумя углами θ и φ ,

см. рис. 2, б). В таком случае индикатрису рассеяния света (как и элементы матрицы рассеяния света) не удастся изобразить простым рисунком подобно рис. 1. Для того чтобы дать общие представления о влиянии ориентации частицы на характеристики рассеянного света, представим матрицу рассеяния света для случая, когда свет падает на частицу со стороны оси z (вектор $\mathbf{i}=\{0,0,1\}$). Результаты представлены на рис. 3-5.

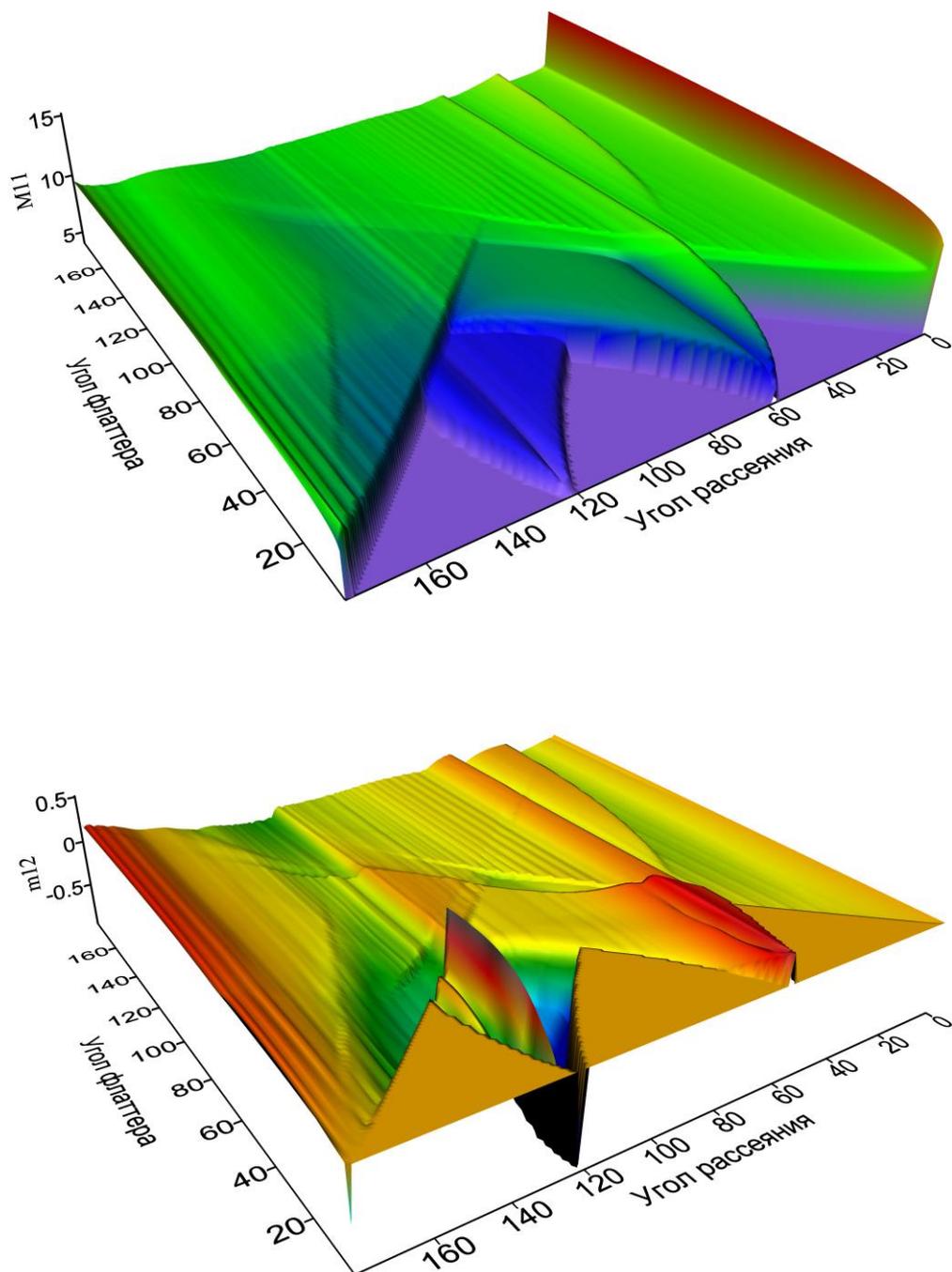


Рисунок 3 — Элементы M_{11} и m_{12} матрицы рассеяния света.

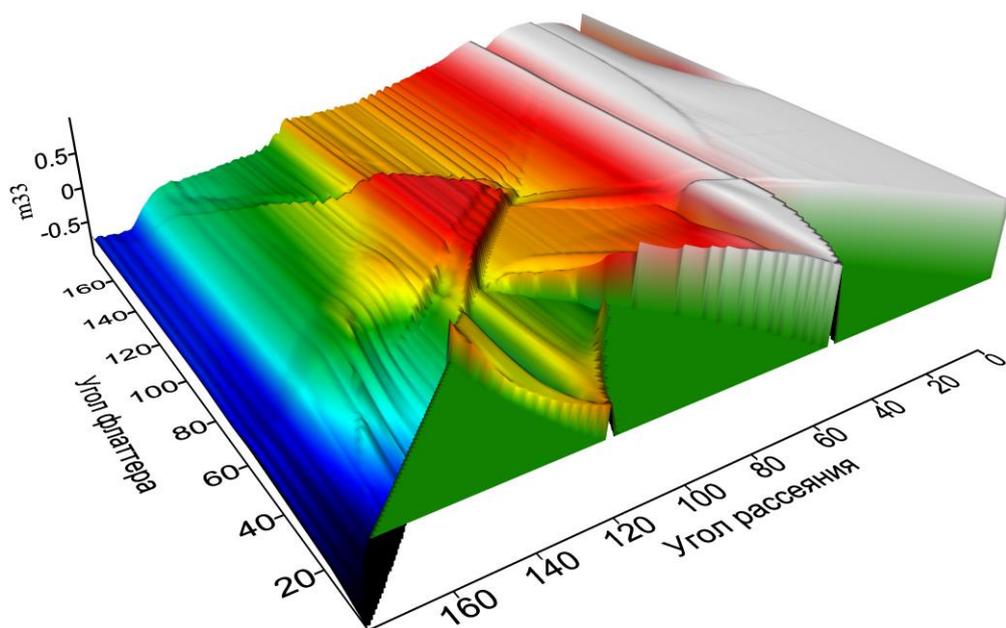
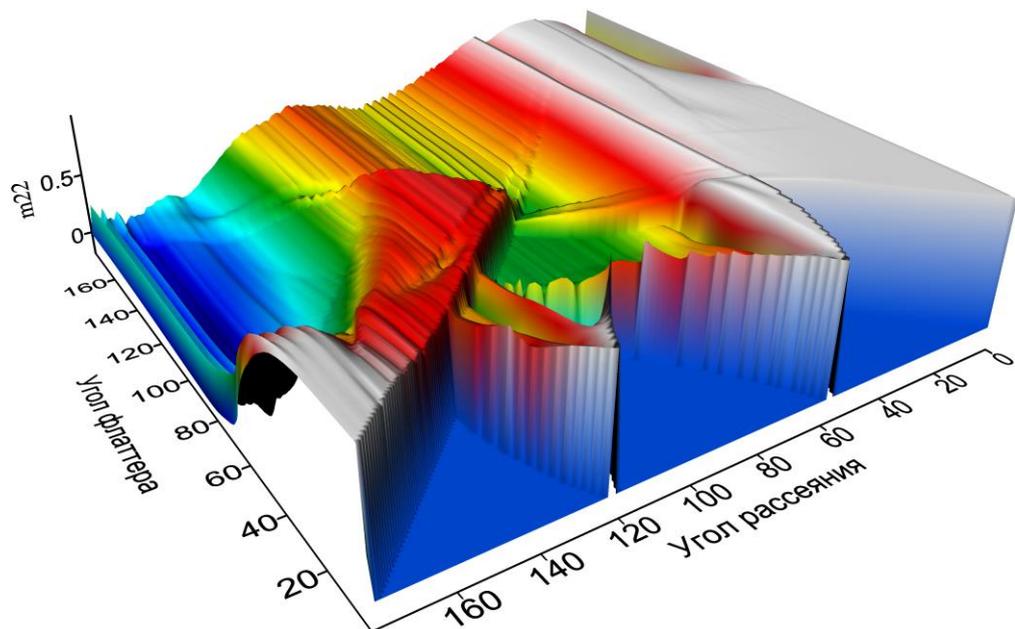


Рисунок 4 — Элементы m_{22} и m_{33} матрицы рассеяния света.

Как видно из рисунка 3 индикатриса рассеяния принимает привычный вид (как на рис. 1) при углах флаттера β_{eff} близких к 180 градусам, что практически соответствует случаю хаотической ориентации частицы. При этом при углах флаттера близких к нулю (что очень часто наблюдается в природе) из рисунка видно качественно иную картину: существуют три острых пика в окрестности рассеяния вперед и назад, а также углов 60 и 120 градусов, которые соответствуют направлениям зеркального рассеяния.

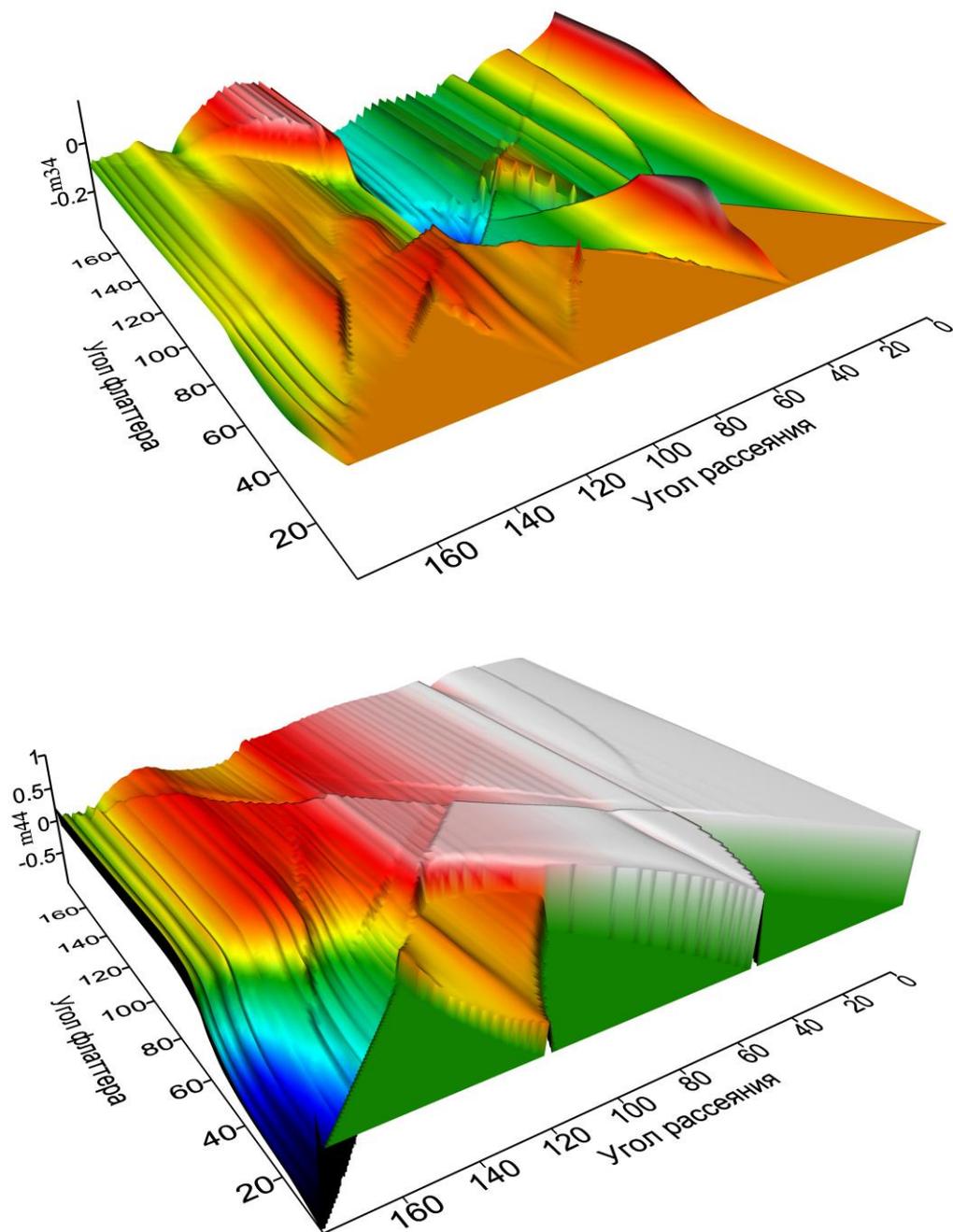


Рисунок 5 — Элементы m_{34} и m_{44} матрицы рассеяния света

Те же самые закономерности справедливы и для всей матрицы рассеяния света – при углах флаттера близких к 180 градусам элементы матрицы принимают привычный вид, характерный для хаотически ориентированного кристалла, а при малых углах флаттера элементы матрицы имеют радикально иной вид. Для удобства на рисунке 6 представлены все элементы матрицы рассеяния света в зависимости от угла рассеяния для различных углов флаттера. Красной линией выделен случай хаотически ориентированного кристалла, к которому сходится решение при увеличении флаттера.

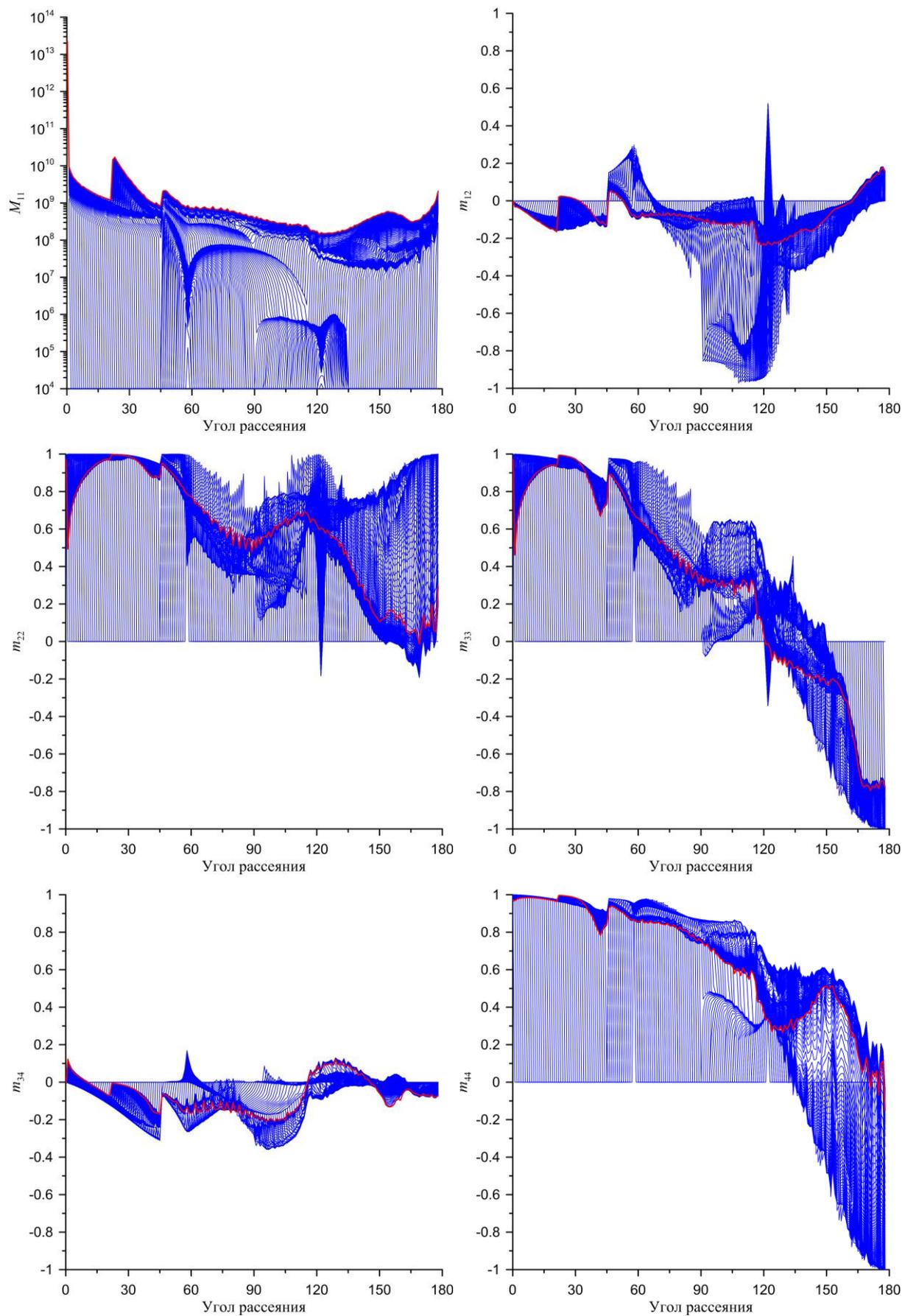


Рисунок 6 — Элементы матрицы рассеяния света в зависимости от угла рассеяния света.

Как видно из результатов расчета индикатриса рассеяния света (как и матрица рассеяния света) для квазигоризонтально ориентированных кристаллических частиц кардинальным образом отличается от индикатрисы для хаотически ориентированных частиц. Следовательно, можно ожидать существенных изменений в процессе переноса излучения через перистые облака при изменении пространственной ориентации образующих их ледяных кристаллов с хаотической на квазигоризонтальную. Этот факт необходимо учитывать при решении задачи переноса излучения.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (18-05-00568, 19-45-703010 и 20-35-70041).

Литература

1. Liou K.N. Influence of cirrus clouds on the weather and climate process: a global perspective // *Mon. Weather Rev.* 1986. V.114. P. 1167–1199.
2. Коношонкин А.В., Кустова Н.В., Боровой А.Г. Алгоритм трассировки пучков для задачи рассеяния света на атмосферных ледяных кристаллах. Часть 2. Сравнение с алгоритмом трассировки лучей. // *Оптика атмосферы и океана.* 2015. Т. 28. № 04. С. 331-337.
3. Морозов А.М., Галилейский В.П., Елизаров А.И., Кокарев Д.В. Наблюдение зеркального отражения освещенной подстилающей поверхности облачным слоем из ледяных пластинок. // *Оптика атмосферы и океана.* 2017. Т. 30. № 01. С. 88-92.
4. Noel V., and Sassen K. Study of planar ice crystal orientations in ice clouds from scanning polarization lidar observations // *J. Appl. Meteorol.* 2005. V. 44. P. 653–664.
5. del Guasta M., Vallar E., Riviere O., Castagnoli F., Venturi V., and Morandi M. Use of polarimetric lidar for the study of oriented ice plates in clouds // *Appl. Opt.* 2006. V. 45. P. 4878–4887.
6. Самохвалов И.В., Кауль Б.В., Насонов С.В., Животенюк И.В., Брюханов И.Д. Матрица обратного рассеяния света зеркально отражающих слоев облаков верхнего яруса, образованных кристаллическими частицами, преимущественно ориентированными в горизонтальной плоскости. // *Оптика атмосферы и океана.* 2012. Т. 25. № 05. С. 403-411.
7. Borovoi A., Konoshonkin A., Kustova N. The physics-optics approximation and its application to light backscattering by hexagonal ice crystals // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2014. V.146. P. 181–189.

РОЛЬ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ФОРМИРОВАНИИ РАДИОСИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО ОТ СЛУЧАЙНО НЕОДНОРОДНОГО ИОНОСФЕРНОГО СЛОЯ.

Тинин М.В.

Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия

e-mail: mtinin@api.isu.ru

Исследуется влияние различных ионосферных неоднородностей на сигнал, отраженный от ионосферного слоя. Показано, что дифракционные эффекты в окрестности точки поворота в условиях большого пути распространения менее существенны дифракционных эффектов вне этой окрестности на пути распространения радиоволны от источника до точки поворота и от точки поворота до приемника. Это не только облегчает численное моделирование сигнала вертикального зондирования, но и позволяет повышать разрешение систем вертикального зондирования путем пространственной обработки сигнала.

В работе [1] с помощью сочетания Фоковского метода собственного времени и метода двойного взвешенного Фурье преобразования (ДВФП) получено выражение для поля волны в слое со случайными неоднородностями с линейным профилем фоновой диэлектрической проницаемости $\bar{\varepsilon}(\mathbf{r}) = \bar{\varepsilon}(z) = 1 + \varepsilon' z = 1 - z/L$. Используя метод Кирхгофа, из этого решения можно получить решение для случая расположения источника $\{-h_0, \mathbf{p}_0\}$ и наблюдателя $\{-h_0, \mathbf{p}\}$ в однородной среде под слоем на расстоянии h_0 :

$$U = C \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\tau d^3s d^3p (\tau + 2h_0) \tau^{1/2} \exp\{ik [\bar{\Phi}(\mathbf{p}, \mathbf{s}) + \Phi(\mathbf{p}, \mathbf{s})]\}, \quad (1)$$

где зависимость от времени t положена $\exp[-i\omega t]$ ($\omega = 2\pi f$ - частота); $k = \omega/c$ - волновое число (c -скорость света в свободном пространстве);

$$\bar{\Phi}(\mathbf{p}, \mathbf{s}) = \tau/2 + 2h_0 + (\mathbf{p} + \mathbf{p}_0)^2 / (\tau + 2h_0) - \tau^3 / (96L^2) - 2\mathbf{p}_\perp \mathbf{s}_\perp (\tau + 2h_0) - 2\tau \mathbf{p}_z \mathbf{s}_z - 2\mathbf{s} \mathbf{p}_0 + 2\mathbf{p} \mathbf{p}_0 \tau, \quad (2)$$

$$\Phi(\mathbf{p}, \mathbf{s}) = 0.5 \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \mathcal{E}[\bar{\rho}(\tau'), \bar{z}(\tau')] d\tau', \quad (3)$$

$$\bar{\rho}(\tau') = \tau'(\mathbf{s}_\perp + \mathbf{p}_\perp) + (h_0 + \tau/2)(\mathbf{s}_\perp - \mathbf{p}_\perp), \quad (4)$$

$$\bar{z}(\tau') = \tau'(s_z + p_z) + (s_z - p_z)\tau/2 - (\tau'^2 - \tau^2/4)/(4L) \quad (5)$$

$$C = -4k^{7/2} (2\pi)^{-9/2} \exp(-i\pi/4). \quad (6)$$

Для использования (1)-(6) при определении частотной функции когерентности, положим $\rho = \rho_0 = 0$, перейдем к новым переменным интегрирования

$$\mathbf{p}_+ = \mathbf{s} + \mathbf{p}, \quad \mathbf{p}_{-\perp} = (\mathbf{s}_{\perp} - \mathbf{p}_{\perp})(h_0 + \tau/2), \quad \mathbf{p}_{-z} = (\mathbf{s}_z - \mathbf{p}_z)\tau/2, \quad (7)$$

и получим

$$U = C \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} d\tau d^3 p_+ d^3 p_- (\tau + 2h_0)^{-1} \tau^{-1/2} \exp\left\{ik \left[\bar{\Phi}_p(\mathbf{p}_+, \mathbf{p}_-) + \Phi_p(\mathbf{p}_+, \mathbf{p}_-) \right]\right\}, \quad (8)$$

где

$$\bar{\Phi}_p(\mathbf{p}, \mathbf{s}) = \tau/2 + 2h_0 - \tau^3/(96L^2) - 2\tau p_{+z}^2 - p_{+\perp}^2(\tau + 2h_0)/2 + 2p_{-z}^2/\tau - 2p_{-\perp}^2/(\tau + 2h_0), \quad (9)$$

$$\Phi_p(\mathbf{p}_+, \mathbf{p}_-) = 0.5 \int_{-\tau/2}^{\tau/2} d\tau' \left[\tau' \mathbf{p}_{+\perp} + \mathbf{p}_{-\perp}, \tau' p_{+z} + p_{-z} - (\tau'^2 - \tau^2/4)/(4L) \right] d\tau'. \quad (10)$$

Здесь учитывается влияние случайных неоднородностей, как на пути распространения, так и в окрестности точки поворота. Для неоднородностей с размерами больше длины волны можно асимптотически вычислить интегралы по \mathbf{p}_+ . Дальнейшее асимптотическое вычисление всех интегралов в (8) приводит к геометрическому приближению. Это соответствует пренебрежению следующими дифракционными эффектами. Во первых, дифракционными эффектами Френелевского типа, связанными с поперечной диффузией лучей и, во вторых, каустическими дифракционными эффектами, связанными с поведением поля в окрестности точки поворота.

В работах [2-4] не учитывались эффекты второго типа. Так как применимость асимптотического вычисления интегралов по $\mathbf{p}_{-\perp}$ определяется радиусом Френеля на расстоянии $(\tau + 2h_0)$, а интегралов по p_{-z} определяется расстоянием $\tau \approx 4L < 4L + 2h_0$, то из отсутствия дифракционных эффектов первого типа следует отсутствие эффектов второго типа. Однако помимо радиуса Френеля во втором случае нужно учитывать близость неоднородностей к уровню отражения.

Здесь мы исследуем дифракционные эффекты второго типа. Для этого мы, пренебрегая дифракционными эффектами первого типа, вычислили интегралы по $\mathbf{p}_{-\perp}$ методом стационарной фазы. Кроме того, учитывая большое удаление корреспондентов от точки поворота, мы вычислили в (8) интеграл по τ методом стационарной фазы. В результате получена функция частотной когерентности

$$\Gamma_{\omega}(\omega_1, \omega_2) = U_0(\omega_1) U_0^*(\omega_2) \hat{\Gamma}_{\omega}(\omega_1, \omega_2), \quad (11)$$

где $\hat{\Gamma}_{\omega}(\omega_1, \omega_2)$ - нормированная (приведенная) функция частотной когерентности равна

$$\hat{\Gamma}_{\omega}(\omega_1, \omega_2) = \frac{\exp\left[i\pi/4 \times \text{Sign}(r_{f2}^2 - r_{f1}^2)\right]}{\sqrt{2\pi|r_{f2}^2 - r_{f1}^2|}} \int_{-\infty}^{\infty} dp \exp\left\{-ip^2 \left[2(r_{f2}^2 - r_{f1}^2)\right]^{-1} - D_{\omega}/2\right\}, \quad (12)$$

$$D_{\omega}(p) = b_1 \left\{ \int_{-\xi_{01}}^{\xi_{01}} \int_{-\xi_{01}}^{\xi_{01}} d\xi_1 d\xi_2 \Psi_N[0, \xi_1^2 - \xi_2^2] + \int_{-\xi_{02}}^{\xi_{02}} \int_{-\xi_{02}}^{\xi_{02}} d\xi_1 d\xi_2 \Psi_N[0, \xi_1^2 - \xi_2^2] - \right. \\ \left. - 2 \int_{-\xi_{01}}^{\xi_{01}} \int_{-\xi_{02}}^{\xi_{02}} d\xi_1 d\xi_2 \Psi_N[0, p + L_1 - L_2 - \xi_1^2 + \xi_2^2] \right\}, \quad (13)$$

$b_1 = \sigma_0^2 z_c (2\pi f_c / c)^2$, $L_{1,2}^{-1} = L^{-1}(\omega_{1,2}) = 80,6 L_N^{-1} (2\pi / \omega_{1,2})^2$, $h_{1,2} = 2L_{1,2} + h_0$, $k_{1,2} = \omega_{1,2} / c$, $\xi_{0i} = \sqrt{L(\omega_i) - z_0}$, $r_{fi}^2 = L_i / k_i$, z_0 и $-h_0$ - z-координаты нижней границы области с неоднородностями и источника и наблюдателя, отсчитываемые от начала ионосферного слоя, f_c - плазменная частота линейного слоя на расстоянии z_c от начала слоя, дисперсия плазменной частоты равна $\sigma_0^2 f_c^2$.

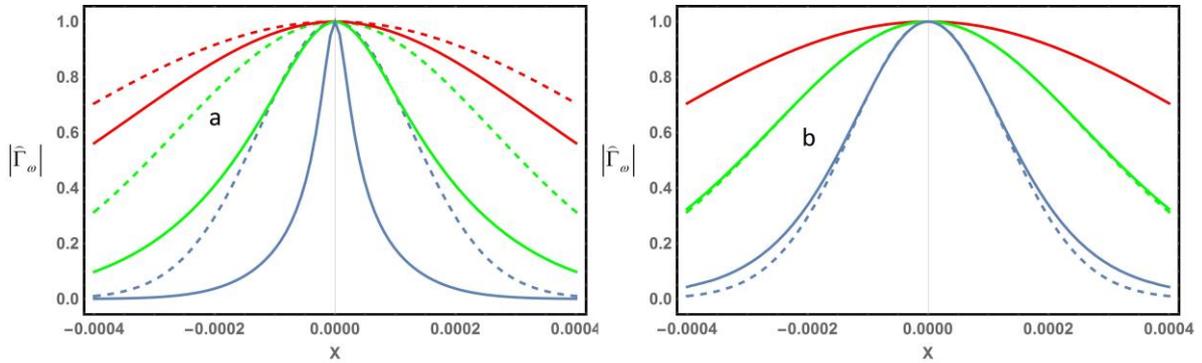


Рисунок 1 — Амплитуда частотной функции когерентности без учета дифракционных эффектов в окрестности точки поворота (а) и без учета дифракционных эффектов вне окрестности точки поворота (b).

На рис 1а приведены результаты моделирования по формулам (12)-(13) для амплитуды частотной функции когерентности в виде функции относительной частотной расстройки $X = (\omega_2 - \omega_1) / (\omega_2 + \omega_1)$ для первого типа дифракционных эффектов, соответственно. Для сравнения на Рис 1б приводятся результаты моделирования при учете дифракционных эффектов только вне окрестности точки поворота.

При моделировании взяты следующие параметры: несущая частота излучения $f_0 = \omega_0 / 2\pi = 4\text{МГц}$; плазменная частота на расстоянии $z_c = 70\text{км}$ от начала слоя (300км) была равной 5 МГц. Полагалось, что статистически однородные неоднородности электронной плотности ионосферной плазмы с постоянным среднеквадратическим отклонением, равным 1% от электронной плотности фоновой плазмы на высоте $z_c = 70\text{км}$, занимают все пространство между началом слоя и высотой отражения $z_r = L$. При моделировании использовалась Гауссова функция корреляции для неоднородностей с масштабами 70м (голубые линии), 300м (зеленые линии) и 1км (красные линии). Штриховыми линиями обозначено поведение амплитудных функций когерентности в геометрическом приближении.

Из результатов моделирования видно, что неоднородности в окрестности точки поворота не вносят существенный вклад в дифракционные эффекты в амплитудной функции частотной когерентности. Заметим, что здесь мы рассматривали только эффекты неоднородностей с размером больше длины волны.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (Задание № FZZE-2020-0017) и гранта РФФИ № 19-05-00185.

1. *Tinin M.* Wave reflection from randomly inhomogeneous ionospheric layer: 1. The method of describing the wavefield in a reflecting layer with random irregularities // Radio Sci., 2016, V. 51, doi:10.1002/2016RS006055.

2. *Tinin M.* Features of radio wave propagation in a multiscale randomly inhomogeneous ionosphere // 2019 Russian Open Conference on Radio Wave Propagation (RWP), Kazan, Russia, 2019, pp. 148-151. doi: 10.1109/RWP.2019.8810334.

3. *Tinin M., Knizhin S.* Statistical characteristics of a radiowave propagating in a multiscale randomly inhomogeneous plasma // 2019 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), Granada, Spain, 2019, pp. 0266-0269. doi: 10.1109/ICEAA.2019.8879233

4. *Tinin M.V., Knizhin S.I.* Two-frequency coherence function for the field of a wave reflected from a randomly inhomogeneous ionospheric layer," Proc. SPIE 11208, 25th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 1120813 (18 December 2019). [doi:10.1117/12.2539587](https://doi.org/10.1117/12.2539587)

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ БИМОРФНОГО ДЕФОРМИРУЕМОГО ЗЕРКАЛА С МАЛОЙ АПЕРТУРОЙ ДЛЯ КОРРЕКЦИИ НИЗШИХ АБЕРРАЦИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Топоровский В.В.^{1,2}, Шелдакова Ю.В.¹, Самаркин В.В.¹, Кудряшов А.В.^{1,2}

¹ Институт динамики геосфер РАН, г. Москва, Россия

²Московский политехнический университет, г. Москва, Россия

E-mail:topor@activeoptics.ru, sheldakova@nightn.ru,samarkin@activeoptics.ru,kud@activeoptics.ru

Создано биморфное деформируемое зеркало для коррекции низших aberrаций лазерного излучения. При разработке этого корректора волнового фронта были использованы две технологии: лазерная гравировка для нанесения сетки электродов на поверхность пьезокерамического элемента и технология ультразвуковой сварки для создания контакта между проводами и пьезодиском. Зеркало имеет апертуру 10мм и 13 управляющих электродов. Толщина зеркала составила 1мм. Диапазон управляющих напряжений зеркала принимает значения от -150 до +200В. Максимальное перемещение поверхности зеркала под действием одного электрода составила 0.8мкм (P-V). Частота первого резонанса была найдена на значении 10.8кГц, подобное зеркало может быть использовано в адаптивной замкнутой системе со скоростью работы порядка 1.1кГц.

Как известно, для большинства оптико-электронных устройств характерно наличие aberrаций волнового фронта, которые снижают качество пучка. Для корректирования и компенсации лазерного излучения используются методы и средства адаптивной оптики 1. Основным элементом любой адаптивной оптической системы, от которого зависят параметры оптической схемы, является корректор волнового фронта. Различают большое множество подобного рода устройств: МЕМС-зеркала², зеркала на пьезотолкателях^{3,4}, жидкокристаллические модуляторы света⁵, мембранные зеркала би т.д. Одним из самых часто используемых устройств для коррекции aberrаций волнового фронта считается биморфное деформируемое зеркало, которое имеет неоспоримые достоинства в сравнении с другими корректорами волнового фронта: высокая надежность, простота изготовления, относительно низкая стоимость производства⁷. Но большинство биморфных зеркал обладают размером апертуры более чем 30 мм, несмотря на то что выходные пучки лазерных комплексов, использующихся для различных научных задач не более чем 25 мм ⁸.Использование вспомогательной оптики для изменения размеров лазерного пучка неэффективно, так как они вносят дополнительные aberrации в оптическую схему. Для множества лазерных комплексов характерно наличие крупных aberrаций фазы, которые в большей степени влияют на качество пучка. Поэтому мы сфокусировали свое внимание на исследовании и разработке миниатюрных биморфных деформируемых зеркал для коррекции низших aberrаций лазерного излучения.

Традиционное биморфное зеркало (рис. 1) состоит из полированной пассивной подложки, сделанной из стекла, кремния или меди, и приклеенной к ней активной пьезокерамической пластины. На внешней поверхности пьезопластины размещена сетка электродов. При подаче напряжений на управляющие электроды под действием обратного пьезоэлектрического эффекта пьезокерамическая пластина расширяется (или сжимается) и происходит деформация (изгиб) поверхности зеркала. В данной работе мы ограничимся исследованием круглых зеркал с сегментированной поверхностью пьезокерамического диска.

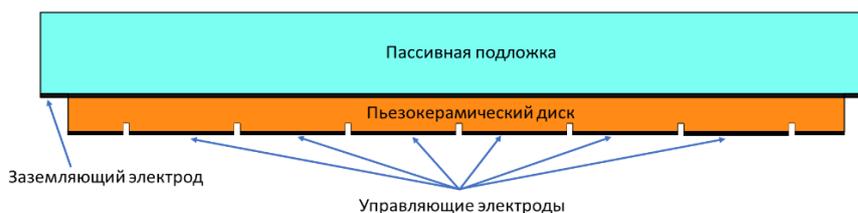


Рисунок 1 - Схема традиционного биморфного деформируемого зеркала.

Для нанесения на поверхность сетки электродов использовалась технология лазерной гравировки. Данная технология зачастую применяется для нанесения изображения на поверхность разного рода материалов при помощи лазерного луча⁹. Преимуществами данной технологии являются: быстрота процесса; высокая точность; полная автоматизация, что позволяет исключить брак при обработке изделий. Данная технология имеет один недостаток – неравномерность гравировки по площади объекта, что вызвано неоднородностью обрабатываемого материала. Установка для лазерной гравировки включает в себя одномодовый Nd:YAG лазер с модуляцией добротности, с энергией импульсов до 0.2 мДж, длительностью 100 нс и частотой повторения от 20 до 200 кГц, средней выходной мощностью до 20 Вт. Рабочее поле обработки детали – 110x110 мм, фокусное расстояние объектива – 160 мм, скорость обработки детали до 5000 мм/с. Минимальный размер фокального пятна на поверхности обрабатываемого материала составляет порядка 50 мкм.

На поверхность пьезокерамических дисков толщиной 0.2 мм был нанесен проводящий серебряный слой толщиной около 10 мкм. При создании дорожек в слое серебра использовалось излучение со средней мощностью 4 Вт при частоте повторения импульсов 20 кГц. Скорость обработки составила 150 мм/с. На диске были прорезаны дорожки шириной 200 мкм. При изготовлении сетки электродов на поверхности круглого пьезокерамического диска диаметром 10 мм было размещено 13 секторов (рис. 2а). В этом случае площадь самого малого управляющего элемента составила 4.1 мм². Использование традиционной процедуры приклеивания в этом случае становится трудоемким. Применение других технологий, таких как пайка невозможно, так как нагрев пьезокерамического диска может привести к снижению

качества формы поверхности зеркала. Поэтому, была использована технология ультразвуковой сварки, широко применяемая в микроэлектронике.

Технология ультразвуковой сварки состоит в следующем: ввод энергии ультразвука в сопряженные на малом участке металлы приводит к растрескиванию твердых и выгоранию жировых пленок в области контакта, что вызывает пластическое деформирование материала, а также интенсивную диффузию. Одновременно с этим происходит активация контактных поверхностей, приводящая к образованию очагов взаимодействия в условиях пластической деформации свариваемых материалов и наложения ультразвукового (УЗ) поля. УЗ-колебания создают условия для разрушения оксидных пленок и формирования надежного омического контакта свариваемых поверхностей. Нами экспериментально отработаны процессы УЗ приваривания алюминиевых и медных проводов диаметром 70 мкм к различным поверхностям (Al, Cu, Ag). Основными достоинствами технологии УЗ-сварки являются: отсутствие локального нагрева места контакта (до 80-100 °С); возможность соединения тонких и ультратонких деталей (вплоть до 15 мкм, в нашем случае 70 мкм); возможность создания контакта между деталями с неограниченной толщиной; высокая скорость сваривания (около 15 секунд на один контакт); отсутствие технологических загрязнений образцов; малая потребляемая мощность и простота процесса. На рис. 2б показан результат присоединения 70 мкм медного провода к серебряным электродам. В результате, использование этого метода позволило изготовить зеркало с диаметром 10 мм и 13 электродами. Общая толщина зеркала составила около 1 мм. Диапазон управляющих напряжений лежал в области от -150 В до +200 В.

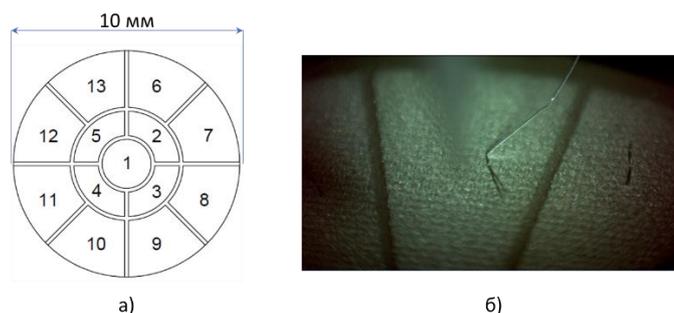


Рисунок 2 - Миниатюрное биморфное зеркало: а) сетка электродов; б) результат приваривания медных проводов к поверхности пьезодиска.

Помимо этого, были получены основные характеристики зеркала: функции отклика, максимальное перемещение поверхности под действием одного электрода, амплитудно-частотная характеристика зеркала. Были получены функции отклика всех электродов зеркала (рис. 3а). Максимальное перемещение поверхности зеркала под действием одного электрода

данного корректора волнового фронта составила 0.8 мкм (P-V). Частота первого резонанса корректора волнового фронта была найдена на значении 10.8 кГц (рис.3б)

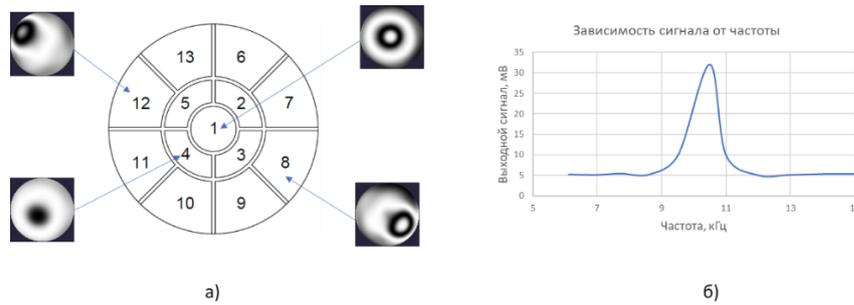


Рисунок 3 - Основные характеристики биморфного зеркала: а) функции отклика отдельных электродов (1го, 4го, 8го и 12го); б) амплитудно-частотная характеристика зеркала.

Таким образом, было разработано и произведено биморфное деформируемое зеркало для коррекции крупных aberrаций фазы лазерного излучения. Выходная апертура зеркала составляет 10 мм с 13 управляющими электродами. Толщина зеркала составила 1 мм. Для диапазона управляющих напряжений зеркала от -150 до + 200 В максимальное перемещение поверхности зеркала под действием одного электрода данного корректора волнового фронта составила 0.8 мкм (P-V). Частота первого резонанса корректора волнового фронта была найдена на значении 10.8 кГц, что говорит о возможности использования такого зеркала в адаптивной оптической системе в замкнутом цикле с операционной скоростью вплоть до 1.1 кГц.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 19-09-00706.

1. Toporovsky V., Kudryashov A., Samarkin V., Sheldakova J., Rukosuev A., Skvortsov A., Pshonkin D. Bimorph deformable mirrors for high-order aberrations simulation // Proc. SPIE. 2019. V. 11107. P. 111070E.
2. Bifano T. Adaptive imaging: MEMS deformable mirrors // Nat. Photonics. 2011. V. 5. P. 21–23.
3. Toporovskiy V., Kudryashov A., Samarkin V., Sheldakova J., Rukosuev A. Water-cooled stacked-actuator deformable mirror for high CW power laser beam correction // Proc. SPIE. 2018. V. 10772. P. 107720U.
4. Toporovsky V., Kudryashov A., Samarkin V., Sheldakova J., Rukosuev A. Wide aperture high resolution stacked-actuator deformable mirror for high power laser beam correction // Proc. SPIE. 2019. V. 10898. P. 1089809.
5. Love G. D., Fender J. S., Restaino S. R. Adaptive wavefront shaping with liquid crystals // Opt. Photon. News. 1995. V. 6. N 10. P. 16–21.
6. Grosso R. P., Yellin M. The membrane mirror as an adaptive optical element // J. Opt. Soc. Am. 1977. V. 67. P. 399–406.
7. Samarkin V., Alexandrov A., Borsoni G., Jitsuno T., Romanov P., Rukosuev A., Kudryashov A. Wide aperture piezoceramic deformable mirrors for aberration correction in high-power lasers // High Power Laser Sci. Eng. 2016. V. 4. P. e4.
8. Tan X., Wu Z., Liang Z. Effect of adaptive optical system on the capability of lidar detection in atmosphere // Proc. SPIE. 2009. V. 7284. P. 72840G.

9. *Rausch P., Verpoort S., Wittrock U.* Unimorph piezoelectric deformable mirrors for space: design and manufacturing // Opt. Express. 2015. V. 23.P. 19469–19477.

О НАСЫЩЕНИИ ФЛУКТУАЦИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ УЗКОГО РАСХОДЯЩЕГОСЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ПРИЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ В СНЕГОПАДАХ

Вострецов Н.А., Жуков А.Ф.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634021, г. Томск, пл.

Академика Зуева В.Е. 1, тел. (3822) 491-111, доп. 11-59.

E-mail: vna@iao.ru

Ключевые слова: уровень флуктуаций, насыщение, узкий расходящийся пучок, снегопад, длина трассы

Аннотация

Проведены измерения флуктуаций излучения узкого расходящегося лазерного пучка на 10 (десяти) трассах: 37, 130, 260 (2x130), 390 (3x130), 520 (4x130), 650 (5x130), 780(6x130), 964, 1928 и 2048 м в приземной атмосфере в снегопадах. Длина волны $\lambda = 0.63$ мкм. Приёмник был установлен на оптической оси пучка. Диаметр приёмника был равен 0.1 или 0.3, 0.8, 3.1 и 25 мм. Установлено, что флуктуации излучения лазерного пучка с ростом коэффициента рассеяния вначале растут, а затем не увеличиваются (насыщаются). В измерениях при диаметре приемника 0.1 или 0.3 мм не установлена зависимость величины насыщения от длины трассы. При диаметрах приемника 0.8 и 3.1 мм величина насыщения увеличиваются с ростом длины трассы.

В этом докладе подводятся итоги многолетних исследований уровня флуктуаций, излучения узкого расходящегося лазерного пучка распространяющегося в приземной атмосфере со снегопадом при различных длинах трасс и диаметров приемника. В эксперименте использовались гелио-неоновые лазеры типа ЛГ-38 и ЛГН-215. Полный угол расходимости пучка был равен 5×10^{-4} рад. Начальный диаметр пучка примерно был равен 3-4 мм. Измерения проведены на 10 трассах 37, 130, 260 (2x130), 390 (3x130), 520 (4x130), 650 (5x130), 780(6x130), 964, 1928 и 2048 м в приземной атмосфере в снегопадах. Длина волны $\lambda = 0.63$ мкм. Приёмник был установлен на оптической оси лазерного пучка. Измерения, на трассах длиной 260, 390, 520, 650 и 780 м, проводились с отражением от плоских зеркал, установленных на расстоянии 130 м. На трассе длиной 1928 м отражатель стоял на расстоянии 964 м. Излучение принималось фотоэлектронным умножителем ФЭУ-38, перед которым устанавливалась приемная диафрагма диаметром 0.1 или 0.3, 0.8, 3.1 и 25 мм. Полный угол поля зрения приемника равен 3×10^{-2} рад (около 2 градусов). Электрический сигнал с фотоприемника усиливался и поступал на дисперсиометр. Измерялась прозрачность атмосферы, максимальный размер снежинок и скорость ветра и ее направление. По прозрачности атмосферы измеренной на измерители дальности видимости РДВ-3 рассчитывались оптическая толщина (τ) на трассе и

коэффициент рассеяния (α_p). Максимальный размер снежинок оценивался с помощью масштабной линейки после их улавливание на меховую подложку. Скорость ветра и направление ветра измерялись метеостанцией М63-1м. Уровень флуктуаций излучения это корень квадратный из дисперсии. Она рассчитывалась по нормированной дисперсии σ^2 , которая рассчитывалась по ненормированной дисперсии, измеренной на дисперсиометре и среднему значению сигнала. Время осреднения было равно 20 с. Относительная погрешность измерения дисперсии не более 10%. Измерение проводились в полосе частот от 0.01 Гц до 20 кГц. $\sigma^2 = \langle(U - \langle U \rangle)^2 \rangle / \langle U \rangle^2$, где U – напряжение на выходе фотоприемника угловые скобки осреднение по времени. Снегопады, в которых выпадали снежинки с максимальным размером равном 1–3 мм, считались мелкодисперсными снегопадами. Снегопады, в которых выпадали частицы, состоящие из нескольких снежинок, и были размером 5 – 30 мм – крупнодисперсными снегопадами (хлопьями).

По результатам проведенного анализа о влиянии диаметра приемника, коэффициента рассеяния, длины трассы и максимального размера снежинок на уровень флуктуаций и величину насыщения лазерного излучения узкого расходящегося лазерного пучка. Были получены следующие результаты. Сначала в работе [1] нами было установлено, что на трассах длиной 37,130, 390, 520, 650, 964 и 1928 м при диаметре приемника 0.1 или 0.3 мм, т.е при точечном приемнике величина насыщения флуктуаций интенсивности не зависит от длины трассы. Установлено, что флуктуации интенсивности лазерного пучка с ростом коэффициента рассеяния вначале растут, а затем не увеличиваются (насыщаются). Флуктуации увеличиваются при всех коэффициентах рассеяния с ростом максимального размера снежинок. Затем в следующих наших работах [2,3] при диаметрах приемника 0.8, 3.1 мм установлено, что величина насыщения, флуктуаций светового потока излучения лазерного пучка увеличивается с ростом длины трассы. Насыщение уровня флуктуаций узкого расходящегося лазерного излучения пучка получено на трассах длиной 130, 260, 520 и 780м при диаметрах приемника равных 0.8 и 3.1 мм. При $D_{пр} = 25$ мм получено насыщение, только на трассе длиной 520 м. Уровень флуктуаций сначала растет, а затем стремится к некоторой величине и флуктуирует возле нее на трассах длиной 260, 520 и 780 м, и уменьшается (затухает) на трассе длиной 780 м, т.е. получили три режима флуктуаций: режим роста, насыщения и уменьшения. Уровень флуктуаций увеличивается как в режиме роста, так и в режиме насыщения с ростом максимального размера снежинок и уменьшается при увеличении диаметра приемника. Величина уровня насыщения флуктуаций (σ_n) сначала увеличивается, затем насыщается, в мелкодисперсных снегопадах с увеличением длины трассы. В крупнодисперсных

снегопадах такая зависимость величины уровня насыщения флуктуаций получена при диаметре приемника равном 3.1 мм. С ростом диаметра приемника уменьшается величина уровня насыщения. С увеличением максимального размера снежинок уровень флуктуаций и величина насыщения растет. На трассе длиной 2048 м при $D_{пр} = 3.1$ мм получено только уменьшение уровня флуктуаций. Величина коэффициента рассеяния, с которого начинается насыщения, не зависит от длины трассы. Рост уровня флуктуаций в первом режиме вызван увеличением числа снежинок в пучке, а насыщение во втором режиме взаимной экранировкой между снежинками. Вначале рост количества снежинок увеличивает значения уровня флуктуаций, так как увеличивается число теней и дифракционных картин в единицу времени переносимых по приемнику и роста числа затенений УРП у передатчика. С увеличением коэффициента рассеяния растет количество снежинок в пучке это приводит уменьшению расстояния между снежинками, а это значит что увеличивается взаимная экранировка снежинок друг другом. Расстояние между снежинками становится меньше размера тени за снежинкой, происходит затенение снежинок друг другом. Снежинки из прилегающего слоя к приемнику затеняют приемник, как от прямого, так и рассеянного излучения распространяющегося в направлении источник – приемник. С увеличением коэффициента рассеяния количество снежинок дающих тени остается постоянным, так как усиливается затенение снежинок друг друга и поэтому уровень флуктуаций насыщается (остается постоянным)[4,5]. Затухание в третьем режиме – увеличением роли в среднем сигнале слабо флуктуирующего преломленного излучения [5]. Рост величины насыщения при увеличении максимального размера снежинок объясняется тем, что согласно теории Борового флуктуации в основном вызваны (формируются) снежинками находящимися, в прилегающем к приемнику слое, толщина этого слоя зависит от размера частиц снегопада (снежинок) [4]. Рост максимального размера снежинок приводит к увеличению прилегающего слоя и, следовательно, к увеличению флуктуаций. Первопричина флуктуаций принимаемого сигнала обусловлено движением частиц осадков[4]. Зависимость уровня флуктуаций и насыщения от длины трассы, по-видимому, можно объяснить тем, что на флуктуации оказывает влияние не только прилегающий к приемнику слой, но и другие участки трассы. В частности очевидно определенная роль участка трассы вблизи передатчика, в пределах которого снежинки перекрывают узкий лазерный пучок.

Выводы

В результате анализа проведенных исследований влияния длины трассы, диаметра приемника, коэффициента рассеяния на уровень насыщения флуктуаций интенсивности и

светового потока узкого расходящегося лазерного пучка в снегопадах было установлено: Флуктуации интенсивности лазерного излучения ($D_{\text{пр}} = 0.1\text{--}0.3$ мм) с ростом коэффициента рассеяния вначале растут, а затем не увеличиваются (насыщаются). Флуктуации увеличиваются при всех коэффициентах рассеяния с ростом максимального размера снежинок. Величина уровня насыщения флуктуаций интенсивности не зависит от длины трассы. Уровень флуктуаций светового потока узкого расходящегося лазерного пучка вначале растет с увеличением коэффициента рассеяния, затем стремится к насыщению на некотором уровне ($\sigma_{\text{н}}$), а на трассе 780 м ещё уменьшается, т.е. σ имеет три режима флуктуаций: режим роста, режим насыщения и уменьшения в мелкодисперсных снегопадах ($l_{\text{макс}} = 1\text{--}3$ мм). В крупнодисперсных снегопадах (хлопья $l_{\text{макс}} = 5\text{--}30$ мм) получен режим роста и насыщения. Величина уровня насыщения флуктуаций ($\sigma_{\text{н}}$) сначала увеличивается, затем насыщается, в мелкодисперсных снегопадах с увеличением длины трассы. В крупнодисперсных снегопадах такая зависимость величины уровня насыщения флуктуаций получена при диаметре приемника равном 3.1 мм. Коэффициент рассеяния, с которого начинается насыщения, не зависит от длины трассы. С ростом диаметра приемника уменьшается величина уровня насыщения и коэффициент рассеяния, с которого начинается насыщение.

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН АААА–А17–117021310149–4.

Литература

1. Вострецов Н.А., Жуков А.Ф. Влияние длины трассы на уровень насыщения флуктуаций видимого излучения узкого расходящегося лазерного пучка (0.63 мкм) в приземной атмосфере в снегопадах // Известия вузов. Физика. 2015. т. 58. №8/3. С. 195-197.
2. Vostretsov N.A. Effect of path length on the saturation level of radiation fluctuations of a narrow divergent laser beam in the surface atmosphere at snowfalls in non-point receiver // Proceedings of SPIE. 2018. Vol.10833. CID: 10833 1Y [10833-203]. DOI: 10.1117/12.2504433.
3. Вострецов Н.А. Зависимость величины уровня насыщения флуктуаций светового потока узкого расходящегося лазерного пучка (0.63 мкм) от длины трассы в приземной атмосфере в снегопадах // Актуальные проблемы радиофизики: 8-я Международная научно-практическая конференция, г. Томск 1-4 октября 2019 г. Сборник трудов. – Томск: Издательский дом ТГУ. 2019. -490 с. С296-299.
4. Боровой А.Г. Распространение света в осадках. // Изв вузов. Радиофизика. – 1982. – Т.25. №4 – С.391–400.
5. Боровой А.Г., Вострецов Н.А., Жуков А.Ф., Каргин Б.А., Пригарин С.М. “Затухание флуктуаций при распространении лазерных пучков в снегопадах”. // Оптика атмосферы и океана. –1997. –Т.10. №3 – С.227-233.

БЫСТРОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНДИКАТРИС РАССЕЯНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ ОБЛАЧНОСТИ И ТУМАНОВ С ПОМОЩЬЮ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Заковряшин А. В.^{1,2}, Пригарин С. М.^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
Новосибирск, Россия

e-mail: andrey.z.1993@mail.ru, sergeim.prigarin@gmail.com

Ключевые слова: перенос излучения, оптические явления, облачность, индикатрисы рассеяния, статистическое моделирование, радуги, глории, венцы.

Данная работа посвящена разработке программного обеспечения, позволяющего рассчитывать индикатрисы рассеяния оптического излучения в полидисперсных средах, состоящих из сферических частиц, на основе теории рассеяния Ми и осуществлять компьютерную визуализацию таких явлений как радуги, глории и венцы. Для увеличения скорости расчёта индикатрис рассеяния используется специальный приём, позволяющий существенно ускорить интегрирование по радиусу рассеивающих частиц. С помощью разработанного программного обеспечения был проведён подробный анализ индикатрис рассеяния для большого числа известных моделей облачности и туманов, а также построены компьютерные изображения характерных для рассмотренных моделей оптических явлений (радуг, глорий и венцов).

Программное обеспечение для расчёта индикатрис рассеяния и визуализации оптических явлений, представленное в работе [1], было модифицировано, что позволило увеличить скорость расчётов примерно в 10 раз при сохранении точности вычислений с относительно малой погрешностью вычислений. Вместо большого числа монодисперсных индикатрис рассеяния с малым шагом по радиусу капель для увеличения скорости расчёта используется вспомогательный массив осреднённых индикатрис рассеяния, построенный методом скользящего среднего.

Индикатриса рассеяния $I_\lambda(\theta)$ для плотности распределения радиуса капель $p(r)$ и длины волны λ вычисляется по следующему алгоритму.

1. С помощью алгоритма У. Вискомба [2] рассчитывается массив индикатрис рассеяния $G_\lambda(R_l, \theta_j)$ для монодисперсных сред с каплями радиуса R_l , $R_l = lh$, $l = 1, \dots, N$, для углов рассеяния θ_j , $j = 1, \dots, s$.
2. Используя метод скользящего среднего, рассчитывается массив усреднённых индикатрис рассеяния $g_\lambda(r_i, \theta_j)$, $i = 1, \dots, n$, $j = 1, \dots, s$, $n = \frac{N}{10}$, $r_i = 10ih$, с более

крупным шагом $10h$ по радиусу капель. При этом используется метод скользящего среднего, который описывается формулами:

$$g_{\lambda}(r_i, \theta_j) = \frac{1}{m} \sum_{k=K_1}^{K_2} G_{\lambda}(R_k, \theta_j), \quad I = 10i, \quad R_I = r_i, \quad i = 1, \dots, n-1,$$

$$g_{\lambda}(r_n, \theta_j) = G_{\lambda}(R_N, \theta_j), \quad K_1 = I - \frac{m-1}{2}, \quad K_2 = I + \frac{m-1}{2},$$

где m – нечётное число, определяющее величину окна скользящего среднего, $1 \leq m \leq \frac{n-1}{2}$.

Для расчётов вблизи граничных значений интервала алгоритм использует динамически изменяемый размер окна.

3. С помощью метода Буля для численного интегрирования рассчитываются значения индикатрисы рассеяния $I_{\lambda}(\theta)$:

$$I_{\lambda}(\theta) = \int_0^{R_{max}} g_{\lambda}(r, \theta) p(r) dr \approx$$

$$\approx \frac{2h}{45} \sum_{i=1,4}^{n-3} (7g_{\lambda}(r_{i-1}, \theta) + 32g_{\lambda}(r_i, \theta) + 12g_{\lambda}(r_{i+1}, \theta) + 32g_{\lambda}(r_{i+2}, \theta) + 7g_{\lambda}(r_{i+3}, \theta)),$$

где $i = 1, 4$ означает, что индекс начинается с 1 и увеличивается с шагом, равным 4.

Был проведён анализ погрешности представленного алгоритма, возникающей при использовании массива осреднённых индикатрис рассеяния. На практике хорошо зарекомендовал себя алгоритм с параметрами $h = 0,01$, $m = 51$, $N = 3000$.

С помощью разработанного программного обеспечения был произведён расчёт индикатрис рассеяния, а также компьютерная визуализация глорий, белых радуг и венцов для известных моделей облачности и туманов из [3-5]. По результатам вычислений были оценены угловые радиусы глорий и белых радуг (см. таблицу 1).

Результаты расчётов, в частности, показали, что модели Cloud C4 и Radiation Fog (moderate) имеют самые ярко выраженные глории и венцы, см. рисунок 2 (а) и (б).

Для всех рассмотренных моделей облачности и туманов наблюдается белая радуга. Для некоторых моделей наблюдаются слабо выраженные вторичные белые радуги, отделённые от первичной радуги тёмной полосой Александра. Наиболее выражены вторичные радуги для моделей OPAC Cumulus (maritime) и MODTRAN Cumulus, см. рисунок 2 (в) и (г).

Отметим также, что для моделей Cloud C2, Cloud C3, Cloud C4, OPAC Stratocumulus (continental, polluted), OPAC Cumulus (continental, clean), OPAC Cumulus (continental, polluted),

OPAC Cumulus maritime и MODTRAN Altostratus ближе к центру от первичной белой радуги видна тёмная полоса (у большинства моделей такая полоса не проявляется), см. рисунок 3.

Таблица 1. Угловые радиусы (в градусах) глорий и белых радуг для известных моделей облачности и туманов

Название модели	Глория	Первичная радуга	Вторичная радуга
Модели Д. Дейрменджана			
Cloud C1	5	36	-
Cloud C2	6	35	-
Cloud C3	11	33	-
Cloud C4	12	35	-
Модели OPAC			
Stratus (continental)	5	37	60
Stratus (maritime)	4	37	58
Stratocumulus (continental, polluted)	6,5	34	-
Cumulus (continental, clean)	5	36	-
Cumulus (continental, polluted)	6.5	35	-
Cumulus (maritime)	2	39	59
Модели MODTRAN			
Stratus	4,5	37	-
Stratus / Stratocumulus	5	37	-
Nimbostratus	3.5	38	58
Altostratus	4	37	59
Cumulus	3.5	38	59
Модели туманов			
AdvectionFog (heavy)	2.5	40	57
Advection Fog (moderate)	2.5	40	57
Radiation Fog (heavy)	5.5	36	61
Radiation Fog (moderate)	12	33	-

Текущие версии программ находятся в свободном доступе в сети Интернет [6].

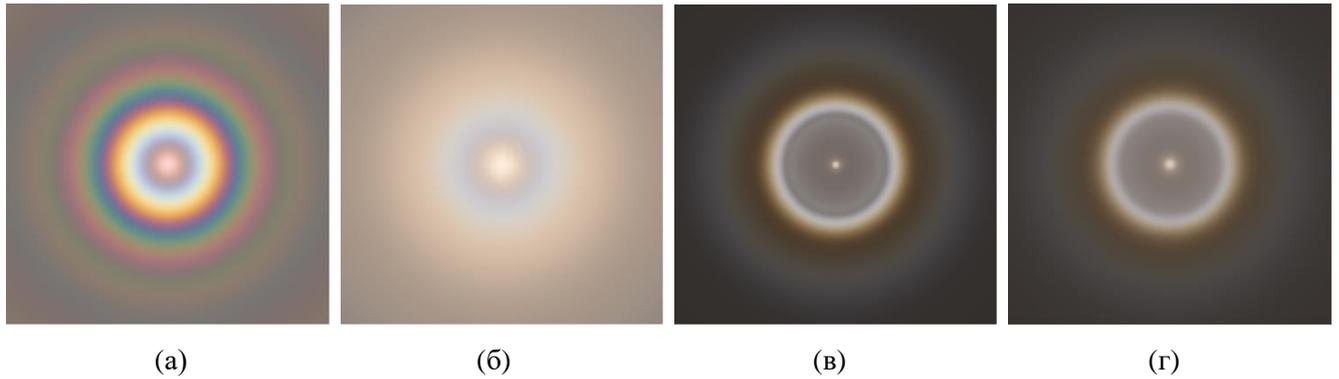


Рисунок 2 – глаории для моделей: (а) Cloud C4 и (б) Radiation Fog (moderate). Первичные и вторичные белые радуги для моделей: (в) OPAC Cumulus (maritime) и (г) MODTRAN Cumulus. Угловой радиус изображений (а) и (б) – 15 градусов, (в) и (г) – 65 градусов

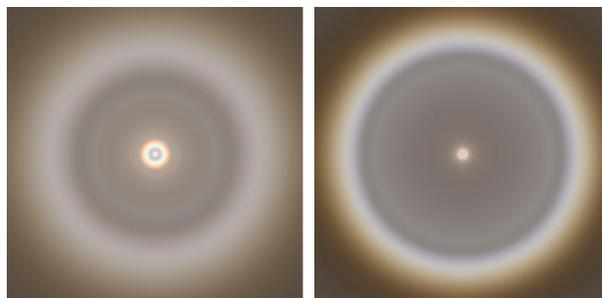


Рисунок 3 – для моделей Cloud C2 (слева) и OPAC Cumulus maritime (справа) к центру от первичной белой радуги видна тёмная полоса. Угловой радиус изображения – 45 градусов

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 19-31-90104, 18-01-00609. Acknowledgments: The reported study was funded by RFBR, project numbers 19-31-90104, 18-01-00609.

Литература

1. *Заковряшин А.В., Пригарин С.М.* Комплекс программ для быстрого вычисления индикатрис рассеяния и визуализации оптических явлений в атмосферной облачности. В сб.: Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы [Электронный ресурс]: Материалы XXIV Международного симпозиума, Томск, 2 - 5 июля 2018 г. Томск: Издательство ИОА СО РАН, 2018. С.В46-В49.
2. *Wiscombe. W.J.* Mie scattering calculations: Advances in technique and fast, vector – speed computer codes. NCAR/TN-140 STR. National Center of Atmospheric Research, Boulder, Colo, 1979.
3. *Deirmendjian D.* Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions. New York: American Elsevier, 1969.
4. *Hess M., Koepke P, and Schult I.* Optical properties of aerosols and clouds: the software package OPAC. Bull. Am. Met. Soc, 1998. V.79, P.831-844.
5. *Berk A., Bernstein L.S., Robertson D.C.* MODTRAN: A moderate resolution model for LOWTRAN 7, Geophysics Laboratory, Bedford, Maryland, Report AFGL-TR-89-0122, Air Force Geophysics, Hanscom AFB, Ma 01731.
6. *S.M. Prigarin, D.E.Mironova, Q. Mu, S.A. Rozhenko, A.V. Zakovryashin.* Computation of angular distributions for solar radiation scattered by clouds. Visualization of coronas, glories and rainbows. [Электрон. ресурс]. URL: <http://osmf.sccc.ru/~smp/Glory/Glory-Corona-Simulation.pdf> (дата обращения: 3.02.2020).

ИЗМЕНЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛНОВОГО ФРОНТА С ВЫСОТОЙ В МЕСТЕ РАСПОЛОЖЕНИЯ БАЙКАЛЬСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

¹Коваadlo П.Г., ¹Киселев А.В., ¹Колобов Д.Ю., ²Лукин В.П., ¹Русских И.В., ¹Шиховцев А.Ю.

¹Институт солнечно-земной физики СО РАН

²Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН

kovadlo2006@rambler.ru, lukin@iao.ru, Ashikhovtsev@iszf.irk.ru

Ключевые слова: оптическая турбулентность, вертикальный профиль, турбулентные флуктуации показателя преломления воздуха.

Аннотация. В работе рассчитаны вертикальные профили структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха для низких значений seeing для Байкальской астрофизической обсерватории. Анализируются изменения радиуса Фрида с высотой в дневное и ночное время.

Введение

Разработка средств адаптивной оптики, применяемой для коррекции астрономических изображений в широком поле зрения, оценка баланса ошибок коррекции волнового фронта, основывается на характеристиках оптической атмосферной турбулентности. Параметром интенсивности оптической турбулентности является структурная характеристика флуктуаций показателя преломления воздуха.

В последние годы для Большого солнечного вакуумного телескопа Байкальской астрофизической обсерватории разработана многозеркальная система адаптивной оптики [1,2]. Для исследований волнового фронта разрабатывается макет многолучевого измерителя искажений волнового фронта в широком поле зрения телескопа, основанный на использовании нескольких датчиков Шэка-Гартмана, регистрирующих волновые фронты от объектов разнесенных в пределах поля зрения ~ 100 угл.сек. [3]. Величина 100 угл.сек. существенно превышает как оптимальное поле зрения датчика волнового фронта (20 — 40 угл.сек.), так и характерные значения изопланатического угла. Такой измеритель позволит получать данные о структуре волнового фронта по большому полю зрения и определять высоты атмосферных турбулентных слоев с высоким пространственным разрешением в нижнем наиболее турбулизированном пограничном слое атмосферы [4,5].

Одной из задач при построении адаптивной оптики и совершенствовании системы является определение и учет вертикального профиля структурная характеристика флуктуаций показателя преломления воздуха для разного времени суток.

Изменения радиуса Фрида с высотой для района Байкальской астрофизической обсерватории

Для оценки профилей структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха был использован метод, основанный на расчете структурных характеристик турбулентности с учетом формы энергетического спектра в широком диапазоне пространственных и временных масштабов [6]. В качестве исходных данных были использованы значения температуры воздуха на разных изобарических поверхностях из реанализа NCEP/NCAR Reanalysis (R1) [7].

Выбран регион, охватывающий Байкальскую астрофизическую обсерваторию и Саянскую солнечную обсерваторию. Рассчитаны вертикальные профили структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха для 06 и 18 UTC. На рис.1 показаны вертикальные профили значений структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха, усредненных по первым 25 % распределения повторяемости (первый квартиль) (для лучших условий условий, наименьших значений seeing). Красной линией показан профиль для дневных условий с радиусом Фрида 5.7 см. Радиус Фрида — параметр оптической турбулентности, определяемый по формуле:

$$r_0 = \left(0.423k^2 \sec \alpha \int_0^H C_n^2(z) dz \right)^{-3/5}, \quad (1)$$

где C_n^2 — структурная характеристика флуктуаций показателя преломления воздуха, z — высота, H — высота «оптически активной» атмосферы, k — волновое число, α — зенитный угол. Синей линией показан профиль для ночных условий с радиусом Фрида 8.2 см. По оси абсцисс отложены расчетные значения C_n^2 , по оси ординат — высоты в м.

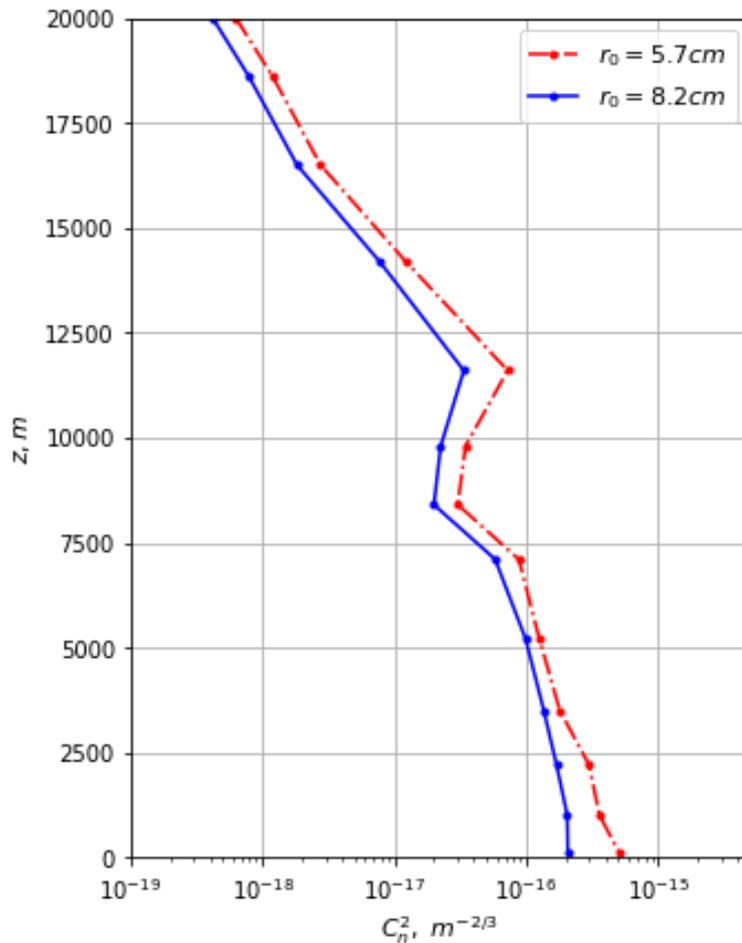


Рисунок 1 – Вертикальные профили значений структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха, усредненных по первым 25 % распределения повторяемости

Анализ рис.1 показывает, что как в дневное, так и в ночное время, в усредненных профилях $C_n^2(z)$ для места расположения астрономических обсерваторий, выявляется турбулентный слой на высоте порядка 11,5 км относительно Байкальской астрофизической обсерватории. В ночное время турбулентность пограничного слоя подавляется.

В связи с тем, что искажения волнового фронта на турбулентных неоднородностях плотности воздуха формируются неравномерно по лучу зрения телескопа (по вертикали), для конструирования адаптивных оптических систем важно знать изменения радиуса Фрида с высотой — интегрального параметра обратного интенсивности оптической турбулентности [8]. Интегрируя сверху вниз, с применением формулы (1) были оценены значения радиуса Фрида на разных изобарических поверхностях. На рис. 2 показаны изменения радиуса Фрида с высотой в дневной и ночное время для профилей структурной характеристики флуктуаций показателя

преломления воздуха, усредненных по первым 25 % распределения повторяемости. По оси абсцисс отложены

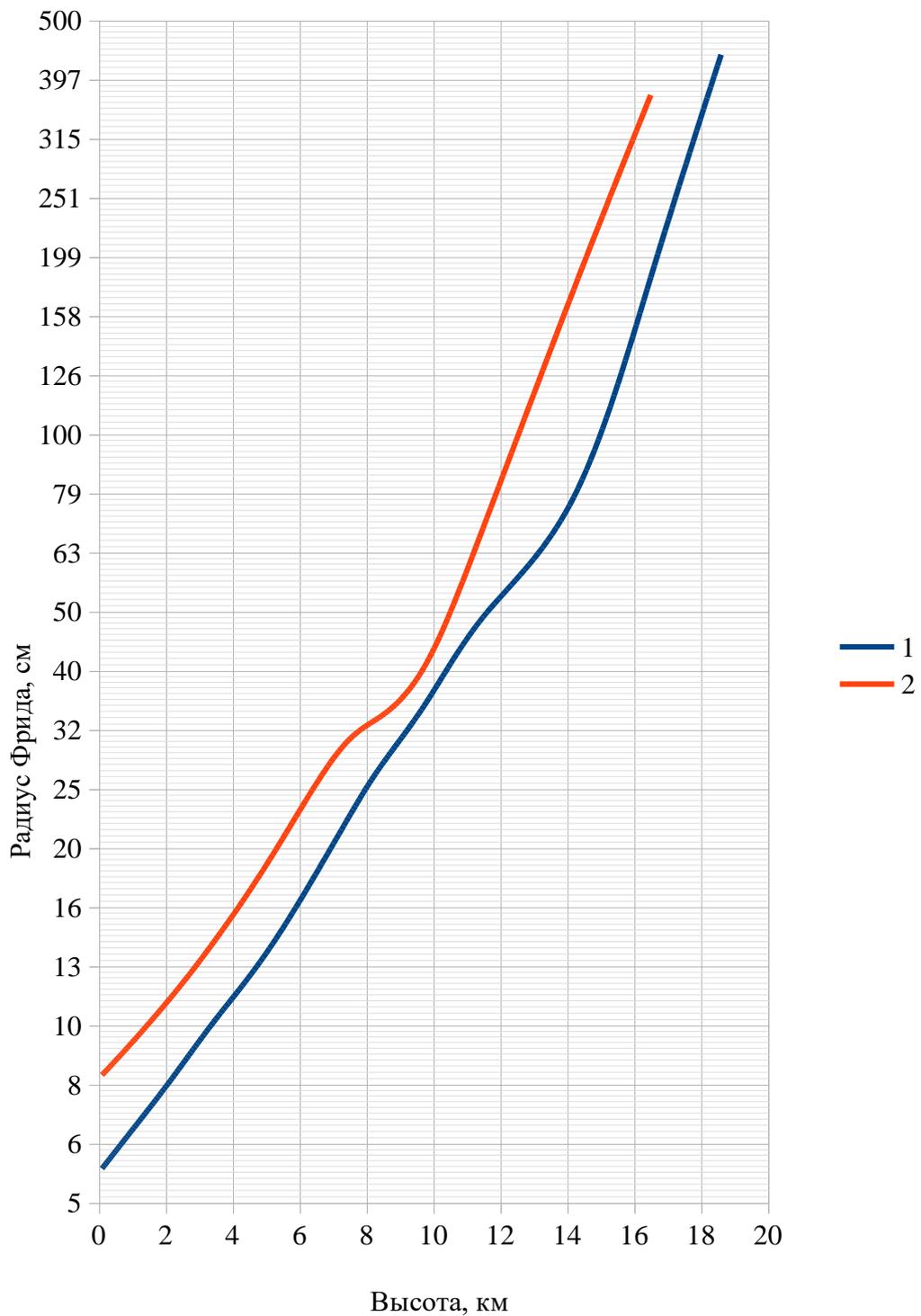


Рисунок 2 – Изменения радиуса Фрида с высотой в дневной и ночное время для профилей структурной характеристики флуктуаций показателя преломления воздуха, усредненных по первым 25 % распределения повторяемости

Анализ рис.2 показывает, что радиус Фрида существенно изменяется с высотой. В верхних слоях оптически активной атмосферы значения радиуса Фрида превышают 3 м. Значения радиуса Фрида становятся сопоставимы с размером апертуры Большого солнечного вакуумного телескопа (760 мм или при апертуре с диафрагмой — 600 мм) на высотах порядка 12 км. Именно на этих высотах присутствует турбулентный слой, который вызывает флуктуации фазы и амплитуды волны.

Обсуждение и полученные результаты

Полученные оценки изменений радиуса Фрида могут быть использованы при выборе характеристик датчиков волнового фронта или деформируемых зеркал, сопряженных с определенными высотами в атмосфере.

Благодарности

Работа выполнена в рамках гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук МК-227.2019.8. (075-15-2019-628). Измерения частично поддержаны грантом РФФИ № 18-35-00033.

Список литературы

1. Лукин В.П., Ботыгина Н.Н., Антошкин Л.В., Борзилов А.Г., Емалеев О.Н., Коняев П.А., Ковадло П.Г., Колобов Д.Ю., Селин А.А., Соин Е.Л., Шиховцев А.Ю., Чупраков С.А. Многокаскадная система коррекции изображения для Большого солнечного вакуумного телескопа. // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 05. С. 404–413.
2. Lukin V.P. et al. Multi-cascade image correction system for the Large solar vacuum telescope / Atmospheric and Oceanic Optics. V. 32. №5. 2019. p.597 — 606.
3. Shikhovtsev A.Yu., Chuprakov S.A., Kovadlo P.G. Sensor to register the optical distortions in the wide field of view of solar telescope / Proc.SPIE. - 2019.- V.11322. - 113220B.
4. Shikhovtsev A. et al. Statistics of the Optical Turbulence from the Micrometeorological Measurements at the Baykal Astrophysical Observatory Site / *Atmosphere* 2019, 10(11), 661.
5. Shikhovtsev A.Yu., Kovadlo P.G., Kiselev A.V. Features of spatial functions of image motion in crossed optical beams measured by large solar vacuum telescope / Proc.SPIE. - 2019.- V.11208. - 112082O.
6. Kovadlo P.G., Lukin V.P., Shikhovtsev A.Yu. Development of the model of turbulent atmosphere at the Large Solar Vacuum telescope site as applied to image adaptation // Atmospheric and oceanic optics. - 2019. V.32. - P. 202 — 206.
7. Kalnay et al., The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, Bull. Amer. Meteor. Soc., 77, 437-470, 1996.
8. Fusco T., Costille A. Impact of C_n^2 profile structure on wide-field AO performance // Proc. SPIE 7736, Adaptive Optics Systems II, 77360J (28 July 2010); doi: 10.1117/12.857489

ВЕКОВЫЕ СПЕКТРЫ ФЛУКТУАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В АТМОСФЕРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ГОРОДОВ ЦИМЛЯНСКА И ТОМСКА

Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

nosov@iao.ru, lukin@iao.ru, nev@iao.ru, torgaev@iao.ru

Представлены новые результаты построения временного частотного спектра флуктуаций температуры воздуха для расширенного временного диапазона от мезометеорологического до внутривекового интервала для г. Цимлянска за 67 полных лет наблюдений лет (1952–2018 гг) и от микрометеорологического до внутривекового интервала для г. Томска за 138 полных лет наблюдений (1881–2018 гг). Спектры составлены из смежных интервалов, в качестве источников данных для которых использованы: I) базы данных ежедневных измерений температуры воздуха и количества осадков, II) базы данных восьмисрочных наблюдений за основными метеорологическими параметрами, III) собственные данные измерений флуктуаций температуры воздуха с применением ультразвуковой метеосистемы АМК-03. Спектр для г. Цимлянска составлен из интервалов I и II, для г. Томска – I, II и III. Диапазон временных частот спектра для г. Цимлянска: $4,7 \cdot 10^{-10}$ Гц — $4,6 \cdot 10^{-5}$ Гц, для г. Томска: $2,3 \cdot 10^{-10}$ Гц — $8 \cdot 10^1$ Гц. Результаты проведенных исследований подтверждают известный из литературы вид спектра флуктуаций температуры.

Ключевые слова: атмосферная турбулентность, спектр флуктуаций температуры воздуха, Цимлянск, Томск

В атмосферно-оптических исследованиях для прогноза распространения оптических волн в турбулентной атмосфере и улучшения качества изображений в астрономических инструментах требуется информация о характеристиках атмосферной турбулентности.

Причиной случайного изменения направления распространения оптического излучения являются [1] турбулентные неоднородности показателя преломления атмосферного воздуха n , обусловленные изменениями его плотности, вызванными флуктуациями температуры T , при этом в оптическом диапазоне длин волн зависимость n от T [К] выражается известным соотношением [1]: $n - 1 = 80 \cdot 10^{-6} p / T$, где p [мбар] – давление. Таким образом, для описания свойств турбулентной атмосферы необходимы исследования флуктуаций метеорологических элементов, таких как температура воздуха, скорость, давление.

Колебания метеоэлементов могут быть представлены как совокупность колебаний с различными периодами, лежащими в широком временном диапазоне от долей секунды до тысяч лет. Совокупности колебаний в соответствии с продолжительностью их периодов объединены в интервалы со следующими наименованиями [2–7]: 1) "микрометеорологический" – с периодами от долей секунды до минут, с максимумом энергетического спектра при $\tau \approx 1$ мин; 2) "мезометеорологический" – периоды: минуты – часы, с минимумом при $\tau \approx 20$ мин; 3) "синоптический": многие часы – дни, с максимумом $\tau \approx 4$ суток; 4) "глобальный": недели – месяцы; 5) "сезонный": годовой период и его гармоники; 6) "междугодичный": несколько лет; 7) "внутривековой": десятки лет; 8) "междувековой": сотни лет; а также другие с более длительными периодами. Низкочастотные колебания метеоэлементов за пределами микрометеорологического интервала спектра представляют актуальный интерес как для

атмосферно-оптических задач, так и для определения требований к оборудованию для измерений характеристик турбулентности [4].

Известно множество результатов исследований спектра атмосферной турбулентности на довольно протяженных временных интервалах, например [2–5, 8]. За время, прошедшее с даты выхода указанных работ, накоплены обширные базы данных регулярных измерений основных метеорологических параметров [9, 10], что позволяет продлить исследования спектра атмосферной турбулентности в область более низких частот. В высокочастотном микрометеорологическом интервале изучение спектра возможно с помощью метеоаппаратуры для измерений флуктуаций метеоэлементов, например [11]. Указанные обстоятельства позволяют построить спектр колебаний в сравнительно более широком диапазоне периодов.

Выбор города Цимлянск в настоящей работе обусловлен тем, что на расположенной вблизи него экспериментальной базе Института физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН на протяжении длительного периода производятся измерения характеристик атмосферной турбулентности [4, 5]. Это позволяет сопоставить известные для г. Цимлянска результаты других авторов с полученными в данной работе. В то время как имеющиеся для г. Томска данные измерений флуктуаций температуры воздуха с применением метеосистемы АМК-03 [11] позволяют расширить исследования на высокочастотную область. В настоящей работе построены временные частотные спектры флуктуаций температуры воздуха в атмосферном пограничном слое (далее – Спектр) в диапазоне от мезометеорологического до внутривекового интервала для г. Цимлянска и в диапазоне от микрометеорологического до внутривекового интервала для г. Томска.

1. Вековой спектр флуктуаций температуры для г. Цимлянска

На рис. 1 приведен график функции $f \cdot W_T(f)$ (где f – частота, $W_T(f)$ – спектр мощности) для г. Цимлянска, состоящий из двух смежных интервалов (обозначенных на рис. 1 как I и II), для следующих периодов колебаний: I) от 1 года и более; II) от 3 часов до 1 года. На интервале I спектр построен по базе данных ежедневных измерений температуры воздуха и количества осадков [9] за период 67 лет (1952–2018 гг.) для г. Цимлянска; на интервале II – использована база данных восьмисрочных наблюдений за основными метеорологическими параметрами [10] за период 53 года (1966–2018 гг) для г. Цимлянска. На рис. 1 над кривой числами обозначены участки (далее в тексте обозначенные в фигурных скобках), характерные для следующих временных периодов: {1} – 67 лет; {2} – ~2,3 года; {3} – 1 год; {4} – синоптический максимум; {5} – 24 часа; {6} – 12 часов; {7} – 8 часов; {8} – 6 часов. Для сопоставления с известными результатами других авторов и наглядности на рис. 1 расположено несколько взаимосвязанных шкал абсцисс в логарифмическом масштабе в различных единицах измерений: в нижней части

рисунка – две шкалы временных частот f, c^{-1} (Гц) и $f, час^{-1}$ (циклы в час); в верхней части – три шкалы временных периодов: $t, мин$; $t, сут$; $t, год$. Частотный диапазон $4,7 \cdot 10^{-10}$ Гц – $4,6 \cdot 10^{-5}$ Гц спектра атмосферной турбулентности на рис. 1 соответствует периодам 67 лет — 6 час. Правая граница интервала I спектра на частоте $f \approx 3,17 \cdot 10^{-8}$ Гц соответствует периоду в 1 год. Правая граница II – $f \approx 4,6 \cdot 10^{-5}$ Гц отвечает частоте Найквиста при дискретизации 3 часа восьмисрочных наблюдений (24 час / 8).

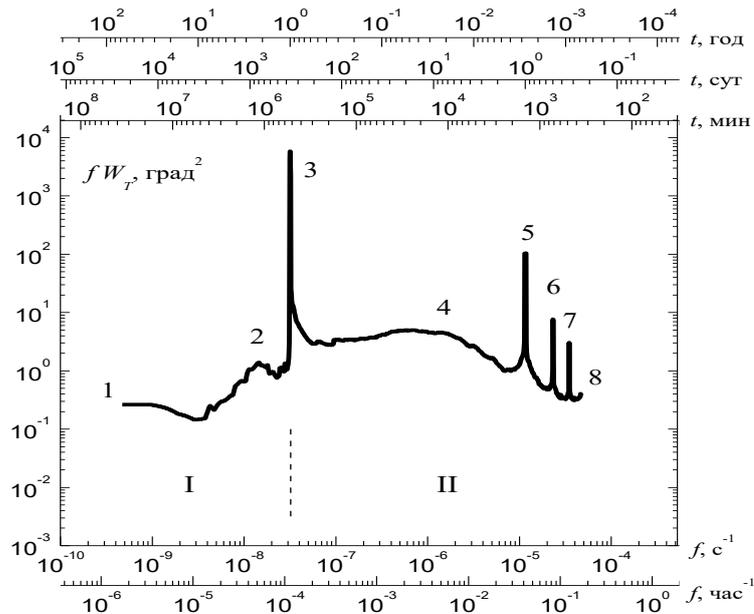


Рис. 1. Временной частотный спектр флуктуаций температуры $f \cdot W_T(f)$, г. Цимлянск

На графике рис. 1 ярко выражен максимум {3}, связанный с годовым ходом температуры вследствие вращения Земли вокруг Солнца. Локальный максимум {2}, согласно [7], возможно отнести к междугодичным колебаниям в области периодов 2–5 лет. Локальный максимум {5} суточного хода температуры обусловлен вращением Земли вокруг своей оси. Также отчетливо отображается 12-часовой пик {6}, относительно которого в [8] имеется комментарий, что пик у периода около 12 час может быть связан с флуктуациями выборки (ссылки на комментарий [8] приведены также в [2, 4, 5]). В то же время, учитывая 3-часовую дискретизацию данных [10], следует ожидать присутствия в Спектре частот для периодов, кратных 3 час ($3 \cdot 2, 3 \cdot 3, 3 \cdot 4, \dots$), что может объяснить 12-часовой {6} и сравнительно небольшой 6-часовой максимумы {8}. Пик {7}, соответствующий 8 часам, может носить (по аналогии с объяснением в [2]) характер гармоники суточного максимума {5}: гармоникой #1 ($24 / 2$) которого выступает 12-часовой {6}; #2 ($24 / 3$) – 8-часовой пик {7}; #3 ($24 / 4$) – 6-часовой пик {8}. Интервал {4} находится в указанных в [2] пределах.

2. Вековой спектр флуктуаций температуры для г. Томска

На рис. 2 приведен график функции $f \cdot W_T(f)$ (где f – частота, $W_T(f)$ – спектр мощности) для г. Томска, состоящий из трех смежных интервалов (обозначенных на рис. 2 как I, II и III), для следующих периодов колебаний: I) от 1 года и более; II) от 3 часов до 1 года; III) от $6,25 \cdot 10^{-3}$ с до 3 час.

На интервале I Спектр построен по базе данных ежедневных измерений температуры воздуха и количества осадков [9] за период 138 лет (1881–2018 гг.) для г. Томска. Для вычисления спектра на интервале II использована база данных восьмисрочных наблюдений за основными метеорологическими параметрами [10] за период 53 года (1966–2018 гг.) для г. Томска. Интервал III получен на основе собственных данных измерений флуктуаций температуры воздуха с применением ультразвуковой метеосистемы АМК-03 [11] (№ 36115-07 в Госреестре средств измерений РФ) в г. Томске.

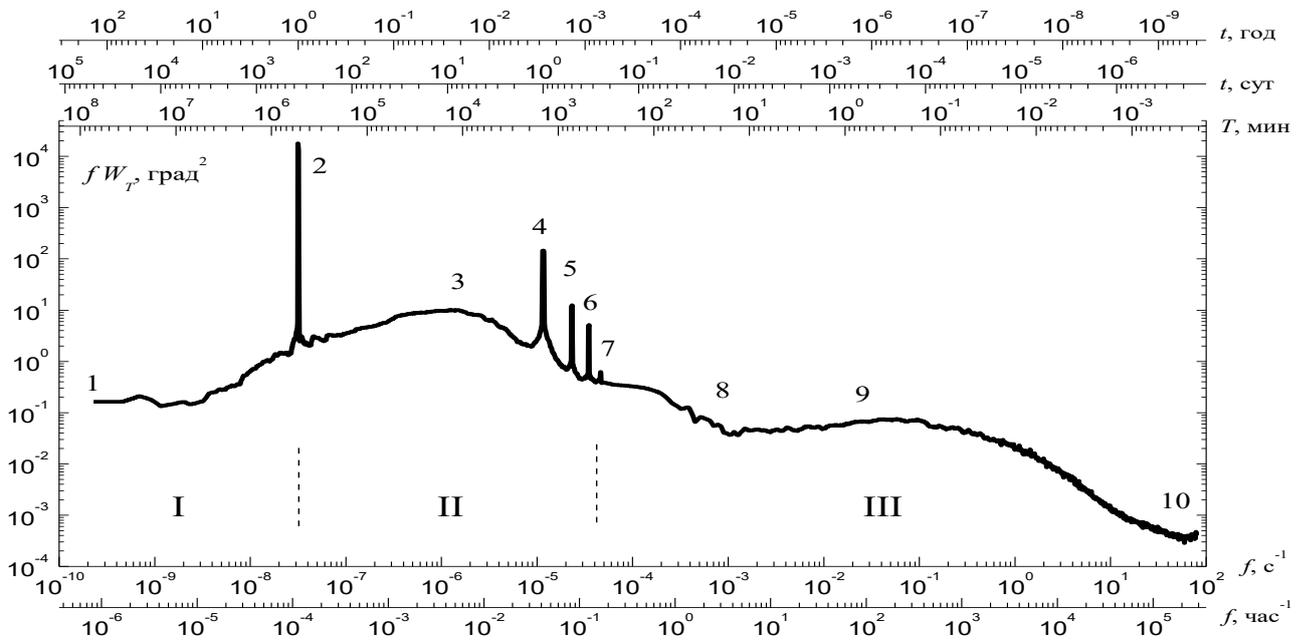


Рис. 2. Временной частотный спектр флуктуаций температуры $f \cdot W_T(f)$, г. Томск

На рис. 2 над кривой числами обозначены участки (далее в тексте обозначенные в фигурных скобках), характерные для следующих временных периодов: {1} – 138 лет; {2} – 1 год; {3} – синоптический максимум; {4} – 24 часа; {5} – 12 часов; {6} – 8 часов; {7} – 6 часов; {8} – мезометеорологический минимум (~20 мин); {9} – микрометеорологический максимум (~1 мин); {10} – 0,0125 с. Для сопоставления с известными результатами других авторов и наглядности на рис. 2 расположено несколько взаимосвязанных шкал абсцисс в логарифмическом масштабе в различных единицах измерений: в нижней части рисунка – две

шкалы временных частот $f, \text{с}^{-1}$ (Гц) и $f, \text{час}^{-1}$ (циклы в час); в верхней части – три шкалы временных периодов: $t, \text{мин}$; $t, \text{сут}$; $t, \text{год}$.

Спектр атмосферной турбулентности на рис. 2 охватывает практически 12 порядков временных частот в диапазоне: $2,3 \cdot 10^{-10} — 8 \cdot 10^1$ Гц, что соответствует периодам: 138 лет — 0,0125 с. Правая граница интервала I на частоте $f \approx 3,17 \cdot 10^{-8}$ Гц соответствует периоду в 1 год. Правая граница II – $f \approx 4,6 \cdot 10^{-5}$ Гц отвечает частоте Найквиста при дискретизации 3 часа ежедневных восьмисрочных наблюдений (24 час / 8). Правая граница III – $f = 80$ Гц определяется частотой Найквиста при частоте дискретизации 160 Гц АМК-03 [11].

На графике (рис. 2) ярко выражен годовой максимум {2}, связанный с годовым ходом температуры вследствие вращения Земли вокруг Солнца. Локальный максимум {4} суточного хода температуры обусловлен вращением Земли вокруг своей оси. Также отчетливо отображается 12-часовой пик {5}, относительно которого в [8] имеется комментарий, что пик у периода около 12 час может быть связан с флуктуациями выборки (ссылки на комментарий [8] приведены также в [2, 4, 5]). В то же время, учитывая 3-часовую дискретизацию данных [10], следует ожидать присутствия в Спектре частот для периодов, кратных 3 час (3·2, 3·3, 3·4, ...), что может объяснить 12-часовой {5} и сравнительно небольшой 6-часовой максимумы {7}. Пик {6}, соответствующий 8 часам, может носить (по аналогии с объяснением в [2]) характер гармоник суточного максимума {4}: гармоникой #1 (24 / 2) которого выступает 12-часовой {5}; #2 (24 / 3) – 8-часовой пик {6}; #3 (24 / 4) – 6-часовой пик {7}. Расположение интервалов {3}, {8} и {9} согласуется с [2].

О поведении спектра на рис. 2 в области высоких частот ($f \gtrsim 10$ Гц) можно сказать следующее. В [12] показано, что в вязком подынтервале микрометеорологического интервала ($10 \lesssim f \lesssim 40$ Гц) спектр флуктуаций температуры может убывать значительно слабее (приблизительно как $\sim f^{-2/3}$), чем для принятой в [1] модели гауссова убывания вблизи внутреннего масштаба турбулентности (как $\exp(-f^2 \cdot \text{const})$). Поэтому в этой области функция $f \cdot W_T(f)$ должна иметь слабый степенной рост ($\sim f^{1/3}$), что и наблюдается на рис. 2 в {10}.

Представленные спектральные построения (рис. 1, 2), за небольшими исключениями, подтверждают вид спектра флуктуаций температуры, описанный в работах А.С. Мони́на и других авторов [2–8, 13, 14]. Обозначенные здесь отличия находятся в рамках погрешностей измерений. Комплексные исследования спектра флуктуаций температуры для расширенного диапазона от микрометеорологического до внутривекового интервала для г. Цимлянска и г. Томска ранее не проводились (сведения в литературе отсутствуют), в связи с чем проведенные исследования можно рассматривать как новый значимый результат.

Выполненные в настоящей работе исследования поддержаны проектом П.10.3.5 (АААА-А17–117021310146-3) и проектом № 20-17-00187 Российского научного фонда.

1. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
2. *Монин А.С.* Гидродинамическая теория краткосрочных прогнозов погоды // Успехи физических наук. 1968. Т. 96. №. 10. С. 327-367.
3. *Монин А.С.* Теоретические основы геофизической гидродинамики. Л.: Гидрометеоздат, 1988.
4. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Т. 2. СПб.: Гидрометеоздат, 1996. 742 с.
5. *Колесникова В.Н., Монин А.С.* О спектрах колебаний метеорологических полей // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1965. №. 7. С. 653-669.
6. *Монин А.С., Шишков Ю.А.* История климата. Л.: Гидрометеоздат, 1979. 407 с.
7. *Монин А.С.* Введение в теорию климата. Л.: Гидрометеоздат, 1982. 247 с.
8. *Van der Hoven I.* Power Spectrum of Horizontal Wind Speed in the Frequency Range from 0.007 to 900 Cycles // Journal of Meteorology. 1957. Vol. 14. No. 2. P. 160–164. doi:10.1175/1520-0469(1957)014<0160:PSOHWS>2.0.CO;2
9. *Булыгина О.Н., Разуваев В.Н., Александрова Т.М.* "Описание массива данных суточной температуры воздуха и количества осадков на метеорологических станциях России и бывшего СССР (ТТТТ)" Свидетельство о государственной регистрации базы данных № 2014620942 [Электронный ресурс]. URL: <http://meteo.ru/data/162-temperature-precipitation#описание-массива-данных> (дата обращения: 30.01.2020).
10. *Булыгина О.Н., Веселов В.М., Разуваев В.Н., Александрова Т.М.* "Описание массива срочных данных об основных метеорологических параметрах на станциях России". Свидетельство о государственной регистрации базы данных № 2014620549 [Электронный ресурс]. URL: <http://meteo.ru/data/163-basic-parameters#описание-массива-данных> (дата обращения: 30.01.2020).
11. *Азбукин А.А., Богусевич А.Я., Ильичевский В.С., Корольков В.А., Тихомиров А.А., Шелевой В.Д.* Автоматизированный ультразвуковой метеорологический комплекс АМК-03 // Метеорология и гидрология. 2006. № 11. С. 89-97.
12. *Носов В.В., Лукин В.П., Ковадло П.Г., Носов Е.В., Торгаев А.В.* Оптические свойства турбулентности в горном пограничном слое атмосферы. ISBN 978-5-7692-1514-8. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2016. 153 с.
13. *Вулис И.Л., Монин А.С.* О спектрах долгопериодных колебаний метеорологических полей // Докл. АН СССР. 1971. Т. 197. №. 2. С. 328-331.
14. *Монин А.С.* Глобальная гидродинамика Солнца // Успехи физических наук. 1980. Т. 132. №. 9. С. 123-167.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАСШТАБА ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВИЖУЩЕЙСЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Белов В.В.*, Буркатовская Ю.Б.**, Красненко Н.П.***, ****, Шаманаева Л.Г.******

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, e-mail: belov@iao.ru;

Томский политехнический университет, Томск, e-mail: tracey@inbox.ru; *Институт

мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск, ****Томский

государственный университет систем управления и радиоэлектроники, e-mail:

krasnenko@imces.ru; *****Томский государственный университет, sima@iao.ru

Методом Монте-Карло решена задача о вертикальном распространении звука в плоско-стратифицированном 500-м слое движущейся турбулентной атмосферы. Получены количественные оценки интенсивности прошедшего излучения при разных внешних масштабах турбулентности с учетом ветровой рефракции звука.

На распространение звука в атмосфере значительное влияние оказывает регулярная рефракция, обусловленная неоднородностью полей скорости ветра и температуры [1-3]. Рефракция звука приводит к искривлению траектории его распространения, появлению за счет этого дополнительного ослабления. Это актуально, в частности, при акустическом и радиоакустическом зондировании атмосферы, поскольку она приводит ещё и к смещению положения рассеивающего объема атмосферы, его формы и величины и, соответственно, изменению энергетики принимаемого рассеянного сигнала. Аналитическое рассмотрение данного вопроса проведено в работе [1], но там определялись только параметры геометрии распространяющегося излучения.

Имеющиеся трудности аналитического подхода к решению задачи о распространении звука в атмосфере обуславливают необходимость привлечения и численных методов. Так, нами развивается метод статистических испытаний (метод Монте-Карло), где на первом этапе [4-8] была решена задача о распространении акустического излучения в плоско-стратифицированной *неподвижной* турбулентной атмосфере и получены количественные оценки вклада многократно рассеянного излучения в интенсивность прошедшего излучения. На следующем этапе [9] уже проводилось статистическое моделирование процесса переноса акустического излучения в *движущейся* атмосфере с учетом рефракции.

В данной работе также решалась задача о распространении акустического излучения через нижний 500-метровый слой плоско-стратифицированной движущейся турбулентной атмосферы. Расчеты проводились для такой же акустической модели атмосферы, как в [9],

базирующейся на теоретических оценках рассеяния звука атмосферной турбулентностью для Кармановской модели спектров флуктуаций атмосферной температуры и скорости ветра. Атмосфера была разделена на 25 слоев высотой 20 м с постоянными в пределах этих слоев коэффициентами классического и молекулярного поглощения и рассеяния на турбулентных флуктуациях температуры и скорости ветра. При расчетах высотной зависимости коэффициентов поглощения и рассеяния звука, высотные профили давления, скорости звука, и атмосферной температуры были взяты для стандартной модели среднеширотной летней атмосферы [10]. Высотный профиль горизонтальной скорости ветра для неустойчивой стратификации атмосферы задавался логарифмическим законом

$$V(z) = \frac{V^*}{\varepsilon} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = 0,4$ – постоянная Кармана, V^* – скорость трения (масштаб скорости приземного слоя), z_0 – параметр шероховатости подстилающей поверхности, было взято $z_0 = 2$ см (травяной покров). Расчеты проводились для значений скорости ветра на высоте флюгера $z = 10$ м равной 0, 2, 4, 6, 8 м/с.

Расчетные формулы для коэффициентов классического (σ_{cl}) и молекулярного поглощения (σ_{mol}) и рассеяния на флуктуациях атмосферной температуры (σ_T) и скорости ветра (σ_V) в зависимости от атмосферной температуры T , влажности, частоты F и внешнего масштаба атмосферной турбулентности L_0 , а также компактные формулы для индикатрис рассеяния на флуктуациях атмосферной температуры $g_T(\theta)$ и скорости ветра $g_V(\theta)$ в зависимости от угла рассеяния θ приведены в [5]. Высотные профили коэффициентов суммарного ослабления акустического излучения и вероятности выживания фона для звуковых частот в диапазоне $F = 100\text{--}4000$ Гц в зависимости от внешнего масштаба турбулентности L_0 приведены в [7]. Соответствующие высотные профили для внешнего масштаба $L_0 = 10$ м приведены в [9].

Решалась задача о вертикальном распространении излучения источника звука мощностью 1 Вт с круговой излучающей апертурой диаметром 1 м, углом расходимости $\phi = 2,5\text{--}25^\circ$, и гауссовой плотностью распределения. Источник излучения располагался на оси Oz , на высоте $H_s = 35$ м над абсолютно поглощающей поверхностью земли. Оценивалась зависимость распределения интенсивности прошедшего излучения с учетом вклада многократного рассеяния по горизонтальной плоскости гипотетического детектора, расположенного на высоте 500 м над поверхностью земли в зависимости от расстояния X от вертикальной оси, отсчитываемой в положительном и отрицательном направлении оси x .

Расчеты проводились на персональном компьютере для 10^7 фоновых историй, что обеспечивало погрешность в диапазоне 3–10%. Время расчета отдельной реализации не превышало 10–15 мин.

На рис. 1, *a* и *б* приведены распределения интенсивности прошедшего (I_{tr}) излучения в зависимости от расстояния X от оси Oz в наветренном ($X > 0$) и подветренном ($X < 0$) направлениях для звуковой частоты $f = 4000$ Гц, угла расходимости источника $\phi = 2,5^\circ$, внешних масштабов турбулентности L_0 равных 10 и 80 метров, и указанных справа на рисунке значений скорости ветра на высоте $z = 10$ м.

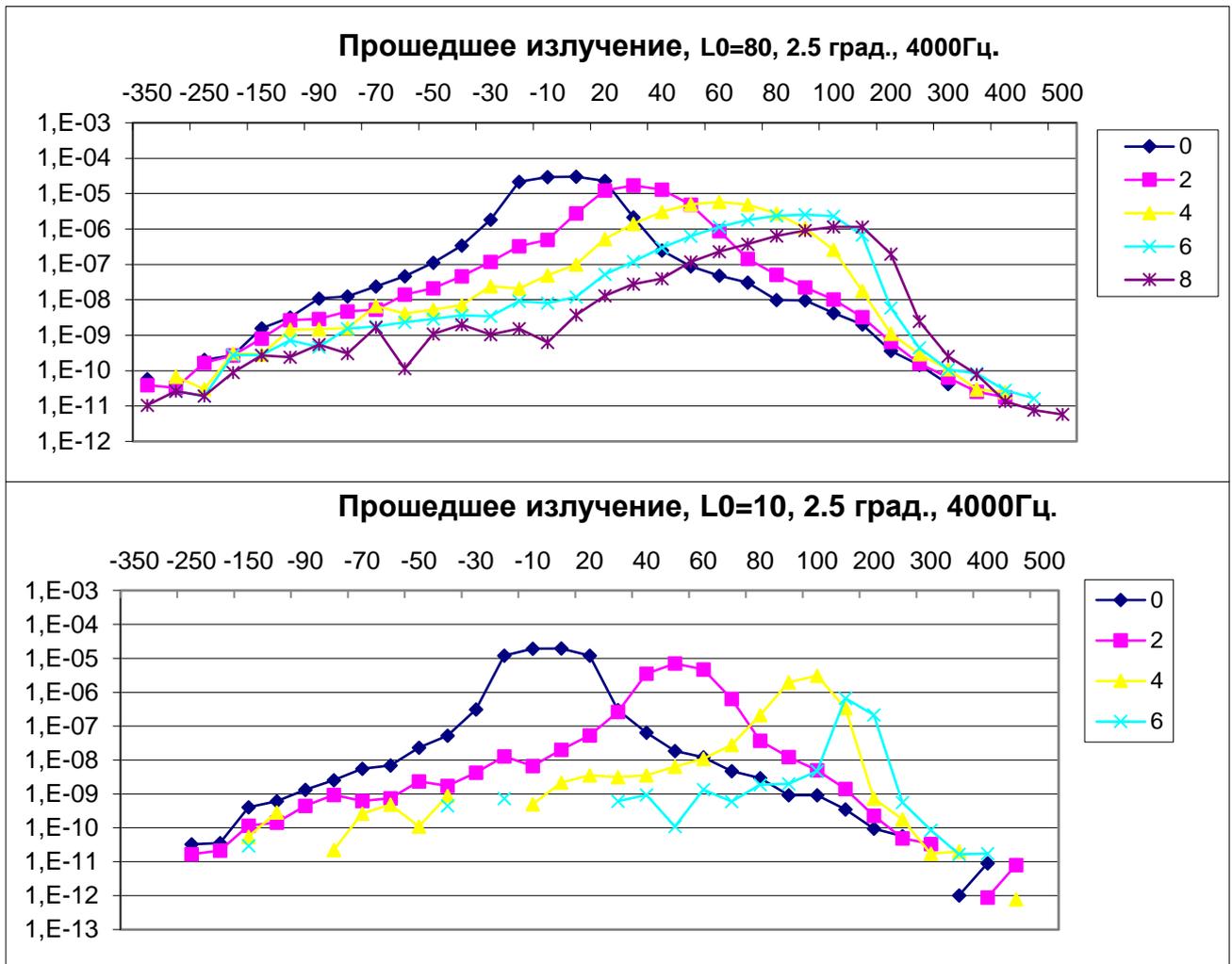


Рисунок 1 - Распределение интенсивности прошедшего акустического излучения I_{tr} в $Вт/м^2$ по зонам детектора с учетом рефракции в зависимости от расстояния X от вертикальной оси излучения для $f = 4000$ Гц, угла расходимости источника $\phi = 2,5^\circ$ и значений скорости ветра на высоте $z = 10$ м, в м/с (цифры справа), внешнего масштаба турбулентности $L_0 = 80$ м (*a*) и 10 м (*б*)

Из рисунка видно, что максимум интенсивности прошедшего излучения смещается по направлению ветра пропорционально его величине, при этом без учета рефракции ($V_{10} = 0$ м/с), максимальное значение интенсивности прошедшего излучения на частоте 4000 Гц при $L_0 = 10$ м равно $I_{tr \max} = 3 \cdot 10^{-5}$ Вт/м², а с учетом рефракции для значения скорости

горизонтального ветра на высоте флюгера $v_{10} = 10$ м/с, $I_{\text{тр max}} = 3 \cdot 10^{-7}$ Вт/м², то есть, уменьшается на 2 порядка. Смещение пучка излучения на высоте 500 м составляет для $L_0 = 10$ м около 250 метров, а для $L_0 = 80$ м около 200 метров. Видно, что очень сильно изменяется форма самого пучка, он становится более асимметричным с ростом скорости ветра и сужается с увеличением L_0 .

Следует отметить, что при экспериментальных исследованиях затруднительно отдельно выделить влияние внешнего масштаба турбулентности и рефракции на параметры излучения, поскольку все рассмотренные выше процессы одновременно влияют на распространение звука. Невозможно в экспериментах оценить и вклад многократного рассеяния в измеряемые величины, который может быть существенным. Метод Монте-Карло позволяет сделать это для реалистичных моделей атмосферы и конкретной геометрии эксперимента

1. *Красненко Н. П.* Акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя. – Томск: Изд-во «Водолей», 2001. – 278 с.
2. *Attenborough K., Li K. M., Horoshenkov K.* Predicting outdoor sound. – London; New York: Taylor & Francis. 2007. – 441 p.
3. *Salomons E. M.* Computational atmospheric acoustics. – Dordrecht; Boston; London: Kluwer Academic Publishes. 2001. – 335 p.
4. *Байкалова Р.А., Креков Г.М., Шаманаева Л.Г.* Статистические оценки вклада многократного рассеяния при распространении звука в атмосфере // Оптика атмосферы и океана. – 1988. – Т. 1. – № 5. – С. 25–30.
5. *Шаманаева Л.Г., Буркатовская Ю.Б.* Статистические оценки вклада многократного рассеяния в интенсивность акустического излучения, прошедшего нижний 500-м слой атмосферы // Известия Вузов. Физика. – 2004. – № 12. – С. 71–76.
6. *Белов В.В., Буркатовская Ю.Б., Красненко Н.П., Шаманаева Л.Г.* Статистические оценки влияния угла расходимости источника на характеристики прошедшего акустического излучения // Известия Вузов. Физика. 2009, № 12. С. 14–19.
7. *Белов В.В., Буркатовская Ю.Б., Красненко Н.П., Шаманаева Л.Г.* Применение метода Монте-Карло в атмосферной акустике // Оптика атмосферы и океана. – 2011. – Т. 24. – № 12. С. 1072–1077.
8. *Belov V.V., Burkatovskaya Y.B., Krasnenko N.P., Shamanaeva L.G.* Application of the monte-carlo method for solving problem of acoustic radiation propagation along vertical paths in the atmosphere // Phys Astron Int J. 2018. 2(2): 68-73. DOI: 10.15406/paij.2018.02.00064.
9. *Белов В.В., Буркатовская Ю.Б., Красненко Н.П., Тарасенков М.В., Шаманаева Л.Г.* Статистические оценки вклада многократного рассеяния при распространении акустического излучения в плоско-стратифицированной движущейся турбулентной атмосфере // Известия Вузов. Физика. 2011, № 11. С. 100–107.
10. *Глаголев Ю. А.* Справочник по физическим параметрам атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1970. С. 68-70.

АДАПТИВНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ КОРРЕКЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРОШЕДШЕГО СКВОЗЬ ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ

Белоусов В.Н.¹, Галактионов И.В.², Кудряшов А.В.², Никитин А.Н.², Отрубьянникова О.В.²,
Рукоусев А.Л.², Самаркин В.В.², Сиверцева И.В.², Шелдакова Ю.В.²

¹ООО «Лира Тех», г. Москва, Россия

²Институт динамики геосфер РАН им. академика М.А. Садовского, г. Москва, Россия

e-mail: tov.belousov@mail.ru, galaktionov@activeoptics.ru, kud@activeoptics.ru,
nikitin@activeoptics.ru, otrubbyannikova@activeoptics.ru, alru@nightn.ru, samarkin@nightn.ru,
siverceva@activeoptics.ru, sheldakova@nightn.ru

В задачах, связанных с прохождением лазерного излучения сквозь атмосферу Земли, одной из основных проблем является снижение эффективности работы систем вследствие влияния турбулентности атмосферы, приводящей к искажению волнового фронта лазерного излучения. Для решения данной проблемы предлагается использование быстрой адаптивной оптической системы, позволяющей в реальном времени компенсировать искажения волнового фронта, имеющие верхнюю границу спектра до 150 Гц. В силу того, что адаптивная оптическая система является дискретной (определяется входящей в ее состав цифровой камерой), частота дискретизации должна составлять не менее 1500 Гц (кадров в секунду).

В последнее время возрос интерес к перспективным задачам, связанным с прохождением лазерного излучения сквозь атмосферу Земли. Это и передача энергии в труднодоступные районы, и подзарядка аккумуляторов легких летательных аппаратов и низколетящих спутников, и создание криптозащищенных оптических каналов связи, и уничтожение космического мусора на низких орбитах, и т.д. Во всех этих задачах лазерный луч, проходя сквозь атмосферу Земли, подвергается воздействию турбулентности, что приводит к существенному снижению эффективности работы таких систем. Одним из способов решения данной проблемы является использование адаптивной оптической системы (АОС), которая позволяет корректировать искаженный волновой фронт лазерного излучения. Верхняя граница спектра возмущающих воздействий в реальных условиях редко превышает 100 -150 Гц [1]. Для обеспечения коррекции волнового фронта в реальном масштабе времени требуется быстроедействие дискретной АОС приблизительно в 10 раз выше [2], т.е. на уровне 1500 Гц (кадров в секунду). Обычная адаптивная оптическая система, выполненная на основе персонального компьютера (ПК), не способна обеспечить столь высокого быстрогодействия в силу своей многозадачности, использования стандартных интерфейсов для ввода-вывода информации, трудности распараллеливания вычислений, т.к. время, затрачиваемое на организацию параллельных вычислений, оказывается соизмеримым с временем самих вычислений.

Решение может быть найдено в использовании программируемой логической интегральной схемы (ПЛИС) или более детально – программируемой пользователем вентильной матрицы (ППВМ) – в качестве основного вычислительного элемента системы. Модифицированная схема АОС, использующая ПЛИС, представлена на рисунке (Рисунок 1).

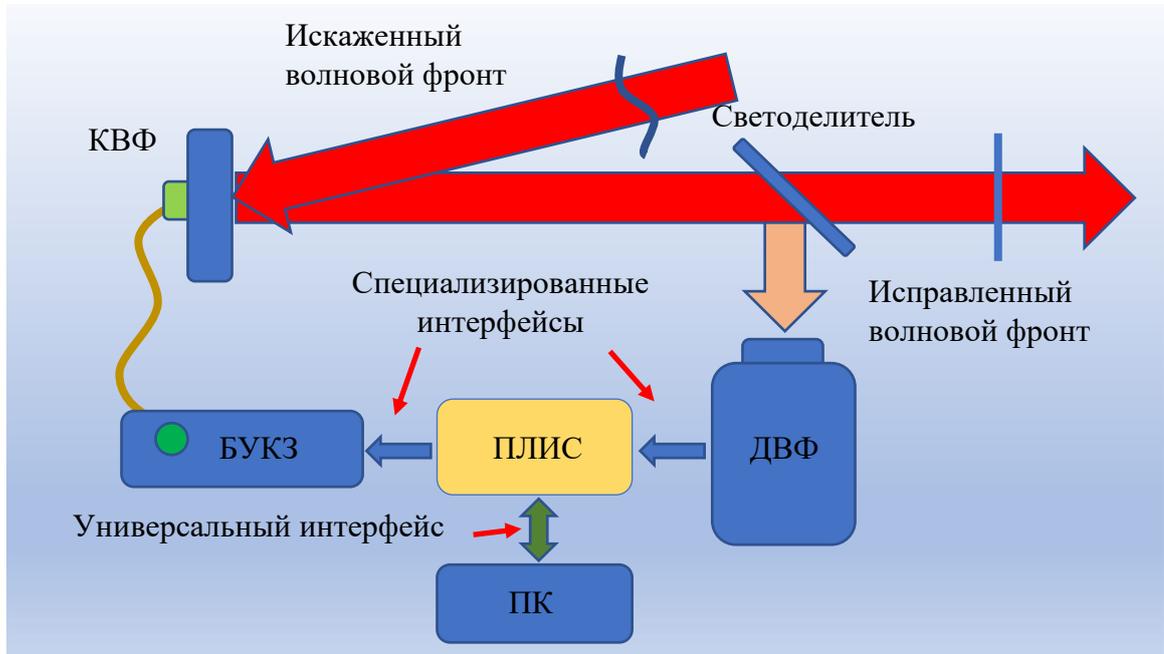


Рисунок 1. Схема адаптивной оптической системы на основе ПЛИС.

На рисунке обозначены: ДВФ – датчик волнового фронта, БУКЗ – блок управления корректирующим зеркалом, КВФ – корректор волнового фронта (деформируемое зеркало). В представленной конфигурации ПЛИС выполняет все задачи, связанные с организацией работы АОС (Рисунок 2), ПК используется только для задания режимов работы системы и контроля за качеством коррекции волнового фронта.

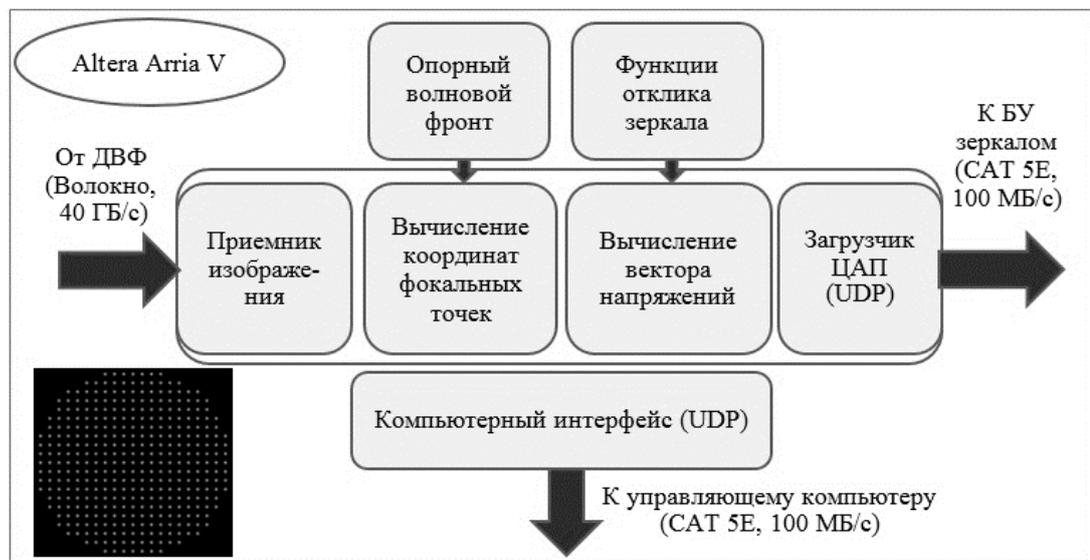


Рисунок 2. Внутренняя структура ПЛИС.

Для тестирования АОС была собрана лабораторная установка (Рисунок 3).

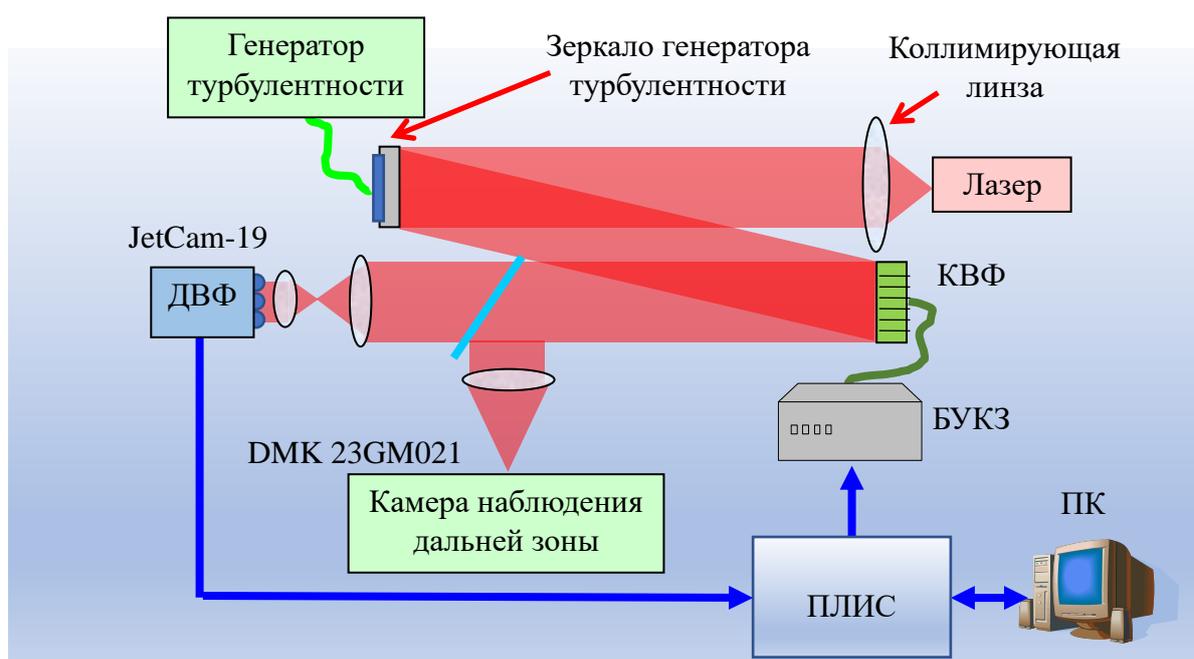


Рисунок 3. Схема лабораторной установки для тестирования АОС.

В данной установке ДВФ Шака-Гартмана выполнен на основе скоростной камеры JetCam 19 [3]. Для наблюдения дальней зоны использовалась длиннофокусная линза и камера DMK 23GM021 [4] с мелким размером пикселя. Фотография лабораторной установки показана на рисунке (Рисунок 4).



Рисунок 4. Фотография лабораторной установки быстрой АОС.

Дифракционно-ограниченный диаметр фокального пятна D_{dif} в дальней зоне можно рассчитать по формуле [5]:

$$D_{dif} = \frac{2,44 \cdot \lambda f}{D},$$

где λ – длина волны лазерного излучения,

f – фокусное расстояние линзы,

D – диаметр лазерного пучка.

В данном эксперименте использовалась линза с фокусным расстоянием $f = 1000$ мм, диаметр пучка $D = 50$ мм, длина волны $\lambda = 0.65$ мкм. При указанных параметрах $D_{\text{dif}} = 31,72$ мкм. В пересчете на размер пикселя камеры наблюдения дальней зоны (3.75 мкм) размер дифракционного пятна составляет 8.46 пикселей.

Искажения волнового фронта воспроизводились генератором турбулентности. Верхняя частота спектра искажений составляла 100 Гц, что позволяло АОС с быстродействием в 1500 Гц (кадров/секунду) эффективно компенсировать aberrации волнового фронта.

Рисунок 5 показывает распределение интенсивности в дальней зоне до и после проведения коррекции. Волновой фронт изменяется с течением времени, поэтому на рисунках (а) показаны примеры распределения интенсивности, снятые в разные моменты времени при отсутствии коррекции. Для наглядности при записи данных рисунков использовалась увеличенная по сравнению с рисунками (б) чувствительность камеры. На рисунках (б) показано распределение интенсивности в дальней зоне при работающей АОС, слева – в масштабе, соответствующем масштабу рисунков (а), справа – в увеличенном масштабе.

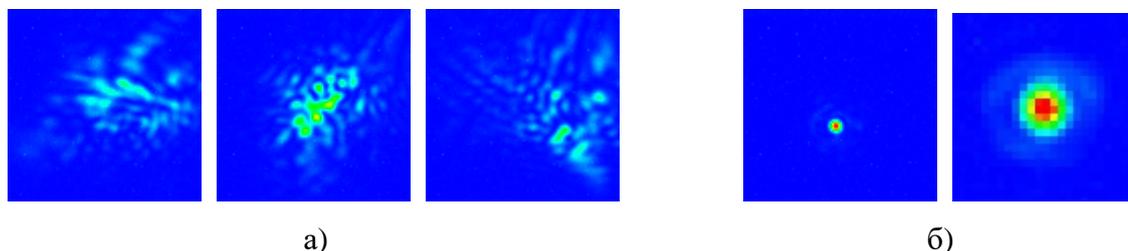


Рисунок 5. Распределение интенсивности в дальней зоне до (а) и после (б) коррекции.

Размер фокального пятна после коррекции составляет около 9 пикселей, что говорит о высокой эффективности работы АОС, позволяющей получить диаметр фокального пятна, близкий к дифракционному пределу.

- [1] *Andrews, L.C. and R.L.Phillips*, Laser beam propagation through random media, 2nd ed., SPIE Press, Bellingham, WA, 2005.
- [2] *Рукоусев А.Л., Кудряшов А.В., Лылова А.Н., Самаркин В.В., Шелдакова Ю.В* Адаптивная оптическая система для коррекции волнового фронта в реальном времени // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т.28. №4. С. 381-386.
- [3] Сайт компании Кауа. URL: <https://kayacameras.com/product-category/jetcam-high-speed-cameras/>
- [4] Сайт компании The Imaging Source. URL: <https://www.theimagingsource.com/products/industrial-cameras/gige-monochrome/dmk23gm021/>
- [5] *М. Борн, Э. Вольф*. Основы оптики, изд. 2-е. Перевод с английского. М.: Наука, 1973. 720 с.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПО СНИМКАМ MODIS

Тарасенков М.В., Зимовая А.В., Белов В.В., Энгель М.В.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: TMV@iao.ru, AVK@iao.ru, Belov@iao.ru, Angel@iao.ru

Рассматривается алгоритм восстановления коэффициентов отражения земной поверхности по снимкам спутникового прибора MODIS. Выполняется атмосферная коррекция данных с учетом бокового подсвета, дополнительной освещенности земной поверхности отраженным излучением, влияния неоднородной земной поверхности и поляризации излучения. Для ускорения получения результатов предлагается использовать ряд аппроксимационных формул и критериев. Сопоставление с результатами работы алгоритма MOD09 для трех участков на земной поверхности (в Томской, Московской и Иркутской областях) показывает, что средние значения результатов предлагаемого алгоритма ближе к эталонным, чем алгоритм MOD09 NASA в первом, третьем и четвертом каналах MODIS, отличие одного порядка наблюдается для второго канала MODIS. В восьмом канале MODIS для одних ситуаций предпочтительнее один алгоритм, а для других другой.

Введение. Создание алгоритмов интерпретации спутниковых измерений интенсивности регистрируемого оптико-электронной системой излучения продолжает оставаться актуальной задачей. От погрешности восстановления коэффициентов отражения земной поверхности с помощью этих алгоритмов зависит круг задач, для которых эти данные имеет смысл использовать. Рассматриваемая задача решается на протяжении длительного времени, начиная с таких работ как [1] и по настоящее время. К настоящему моменту созданы и развиваются штатные алгоритмы для обработки измерений прибора MODIS [2], POLDER [3], MISR [4] и др. В этих алгоритмах приближенно оценивается влияние бокового подсвета и суммарной освещенности земной поверхности. Они дают хорошие результаты при высокой прозрачности атмосферы. Однако влияние бокового подсвета и дополнительной освещенности земной поверхности на измеряемые интенсивности излучения существенно возрастает в ситуациях большой мутности атмосферы и резкого изменения коэффициентов отражения при изменении координат точек на зондируемой поверхности. Например, в работе [5, С. 233] указывается, что в ситуации высокой мутности атмосферы при наблюдении маленьких озер, окруженных растительностью, во втором канале прибора AVHRR (центр канала $\lambda=0.85$ мкм) нельзя пренебрегать ошибками, вызываемыми приближенным учетом бокового подсвета. Игнорирование этого факта может приводить к отрицательным значениям восстановленных коэффициентов отражения земной поверхности.

Таким образом, существуют ситуации, требующие адекватного учета влияния на детектируемый сигнал бокового подсвета и дополнительной освещенности отраженным излучением. Для решения этой задачи в рамках работ [6-8] в ИОА СО РАН предложен и развивается алгоритм восстановления коэффициентов отражения, который строго учитывает боковой подсвет, неоднородность земной поверхности и поляризацию излучения. Ниже приводится описание алгоритма, оцениваются его возможности по сравнению с алгоритмом MOD09. В дополнение к этому предлагается формула для аппроксимации функции размытия точки канала формирования бокового подсвета, использование которой позволяет существенно сократить время расчетов.

Алгоритм восстановления коэффициентов отражения земной поверхности. Пошаговая процедура атмосферной коррекции сводится к следующему (рисунок 1).

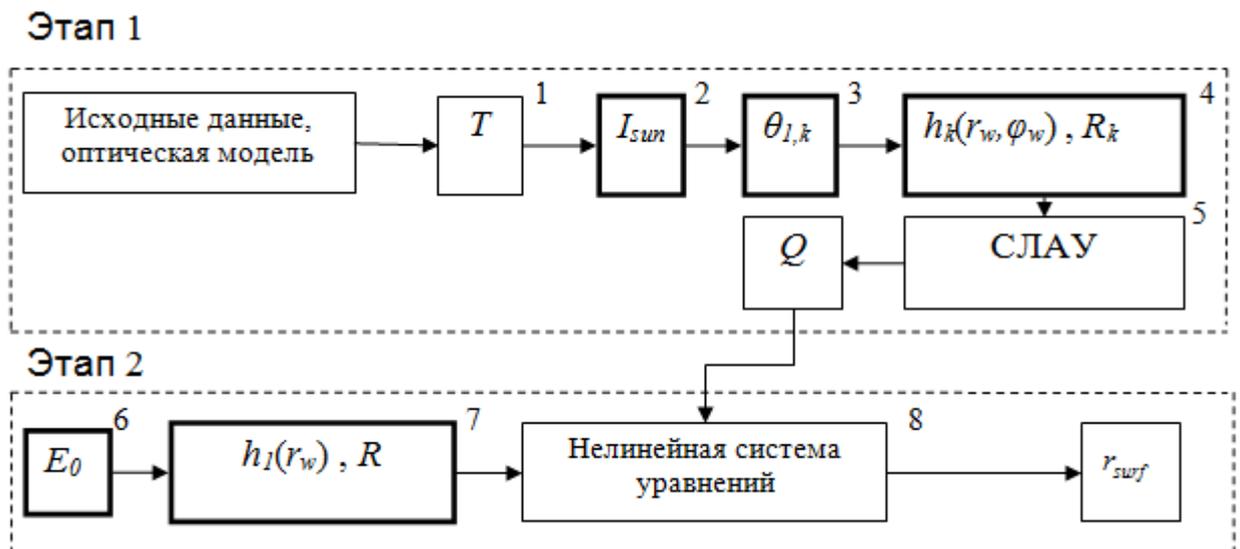


Рисунок 1 – блок-схема комплекса программ. Блоки, в которых используются алгоритмы метода Монте-Карло, обозначены жирными линиями

1) Определяется коэффициент пропускания T трассы от наблюдаемого пикселя до приемной системы.

2) Методом Монте-Карло выполняется расчет интенсивности излучения, не взаимодействовавшего с земной поверхностью, I_{sun} с учетом поляризации излучения для узловых положений Солнца и приемника относительно наблюдаемой точки (35 вариантов). Методом наименьших квадратов (МНК) определяются константы аппроксимации C_{11}, \dots, C_{33} , входящие в аппроксимационную формулу для I_{sun} [9].

3) Методом Монте-Карло вычисляются узловые значения интеграла функции размытия точки (ФРТ) канала формирования бокового подсвета для зенитных углов приемника $0, 15, \dots, 60^\circ$. По этим величинам с помощью МНК находятся константы аппроксимации A, N и по критерию из [6,7] находятся границы изопланарных зон $\theta_{d,i}$. Изопланарными зонами называют участки на земной поверхности, где можно с заданной погрешностью использовать одну и ту же ФРТ канала формирования бокового подсвета.

4) По формулам из [6,7] определяется радиус области бокового подсвета R_k вне которого с заданной погрешностью можно считать влияние бокового подсвета нулевым.

В [7] для 6 каналов MODIS в видимом и ближнем ИК-диапазоне для $0.1 \leq \text{AOT}_{0.55} \leq 5$, произвольного неизвестного распределения коэффициентов отражения по земной поверхности и разнообразных ситуаций осуществляется оценка сверху значения R_k . Значение R_k лежит в пределах $3 \leq R_k \leq 40$ км в зависимости от канала, АОТ и расположения Солнца и приемной системы.

Для каждой изопланарной зоны k методом Монте-Карло вычисляется ФРТ канала формирования бокового подсвета $h_k(r_w, \varphi_w)$ в пределах R_k (где (r_w, φ_w) – поверхностные полярные координаты).

Для ускорения расчетов предлагается использовать аппроксимационную формулу для ФРТ канала формирования бокового подсвета. При оптической толщине атмосферы $\tau < 1$ предлагается использовать формулу вида:

$$h_k(r_w, \varphi_w) = h_k(0) \cdot \exp\left(-A_1(\varphi_w) r_w^{A_2(\varphi_w) r_w + A_3(\varphi_w)}\right) \quad (1)$$

$$A_1(\varphi_w) = \begin{cases} A_{i1} + A_{i2} \sin \varphi, & 0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2} \\ A_{i1} + A_{i2} + A_{i3} (1 - \sin \varphi), & \frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \pi \\ A_{i1} + A_{i2} + A_{i3} (1 + \sin \varphi), & \pi \leq \varphi \leq \frac{3\pi}{2} \\ A_{i1} - A_{i2} \sin \varphi, & \frac{3\pi}{2} \leq \varphi \leq 2\pi \end{cases} \quad (2)$$

где $A_{11}, A_{12}, A_{13}, A_{21}, A_{22}, A_{23}, A_{31}, A_{32}, A_{33}$ – константы аппроксимации.

5) Рассчитываются коэффициенты системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) из [7] для определения распределения светимости земной поверхности Q участка Земли, для которого выполняется восстановление коэффициентов отражения. Эта система решается

методом Зейделя. Данная линейная система, исходя из оценок [7], имеет единственное решение при любом размере пикселя при $AOT \leq 1$, а при разрешении в надире в 1 км – при $AOT \leq 4$.

6) Методом Монте-Карло вычисляется освещенность земной поверхности без учета переотражений E_0 .

7) Вычисляется радиус области формирования дополнительной освещенности однократно отраженным излучением R по формулам из [6,7]. Методом Монте-Карло рассчитывается ФРТ канала формирования дополнительной освещенности земной поверхности отраженным в системе атмосфера-земная поверхность излучением $h_I(r_w)$ в пределах радиуса R .

В [7] для 6 каналов MODIS для $0.1 \leq AOT_{0.55} \leq 5$ и разнообразных ситуаций оценивается значение R . Значение R лежит в пределах $0 \leq R \leq 15$ км.

8) Рассчитываются коэффициенты, входящие в нелинейную систему [7]. Решением этой системы является распределение коэффициента отражения r_{surf} по наблюдаемому участку. Система решается методом Ньютона с итерационным решением вспомогательных СЛАУ методом Зейделя. Выполненный анализ [7] показал, что эта нелинейная система для безоблачных ситуаций имеет единственное решение.

Апробация алгоритма. Для апробации алгоритма восстановления коэффициентов отражения с учетом влияния поляризации и оценки погрешностей результатов его работы были рассмотрены снимки MODIS для трех тестовых участков: 1) участок юга Томской области ($55.95^0 - 56.85^0$ с.ш. и $84.05^0 - 84.95^0$ в.д.), 2) участок Московской области ($55.72^0 - 55.95^0$ с.ш. и $37.56^0 - 38.10^0$ в.д.) и 3) участок Иркутской области ($51.42^0 - 52.67^0$ с.ш. и $103.64^0 - 105.47^0$ в.д.). Коэффициенты, полученные предложенным алгоритмом с учетом и без учета поляризации сопоставлялись с результатами алгоритма MOD09 и результатами, получаемыми без атмосферной коррекции. Полученные в результате сравнения средние отличия приведены в таблице 1. Значения Δr_{surf} определены по формуле:

$$\Delta r_{surf}(\lambda) = |r_{surf,alg}(\lambda) - r_{surf,meas}(\lambda)| \quad (3)$$

где $r_{surf,alg}(\lambda)$ – коэффициент отражения тестового участка на длине волны λ , восстановленный соответствующим алгоритмом из спутниковых данных, $r_{surf,meas}(\lambda)$ – эталонное значение коэффициента отражения на длине волны λ из [10].

Таблица 1. Среднее отличие Δr_{surf} от наземных измерений [10]

Номер участка	λ , мкм	Δr_{surf} , алгоритм без коррекции	Δr_{surf} , алгоритм MOD09	Δr_{surf} , алгоритм без учета поляризации	Δr_{surf} , алгоритм с учетом поляризации
1	0,412	0,193	0,012	0,035	0,033
1	0,469	0,116	0,013	0,013	0,006
1	0,555	0,053	0,011	0,010	0,003
1	0,649	0,030	0,017	0,007	3,0E-5
1	0,860	0,031	0,021	0,034	0,027
2	0,412	0,164	0,017	0,018	0,018
2	0,469	0,094	0,009	0,009	0,008
2	0,555	0,035	0,012	0,011	0,011
2	0,649	0,027	0,010	0,010	0,010
2	0,860	0,155	0,157	0,155	0,156
3	0,412	0,173	0,014	0,008	0,011
3	0,469	0,098	0,010	0,009	0,008
3	0,555	0,047	0,012	0,010	0,010
3	0,649	0,023	0,011	0,008	0,010
3	0,860	0,035	0,036	0,036	0,030

Заключение. Сравнение предложенного алгоритма с алгоритмом MOD09 показывает, что предлагаемый алгоритм дает погрешности восстановления коэффициентов r_{surf} существенно ниже, чем алгоритм MOD09 NASA на длинах волн 0.469, 0.555 и 0.649 мкм, погрешность одного порядка на длине волны 0.860 мкм. На длине волны 0.412 мкм для одних ситуаций погрешности восстановления r_{surf} с помощью алгоритма MOD09 меньше, для других – предпочтительнее предложенный алгоритм, а для третьих алгоритмы приводят к погрешностям одного порядка.

Автор выражает благодарность Панченко М.В. и Сакерину С.М. за предоставленные данные по атмосферному аэрозолю со станции Tomsk_22 сети AERONET.

1. Otterman J., Fraser R.S. Adjacency effects on imaging by surface reflection and atmospheric scattering: cross radiance to zenith // Applied optics. 1979. V. 18. №16. P. 2852-2860.

2. Breon FM., Vermote E. Correction of MODIS surface reflectance time series for BRDF effects // Remote Sensing of Environment. 2012. V. 125. P. 1-9.

3. Leroy, M.; Deuzé, J.; Bréon, F.; Hautecoeur, O.; Herman, M.; Buriez, J.; Tanré, D.; Bouffies, S.; Chazette, P.; Roujean, J. Retrieval of atmospheric properties and surface bidirectional reflectances over land from POLDER/ADEOS // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 17023–17037.
4. Diner, D.J.; Martonchik, J.V.; Borel, C.; Gerstl, S.A.W.; Gordon, H.R.; Knyazikhin, Y.; Myneni, R.; Pinty, B.; Michel, V.M. Multi-Angle Imaging Spectro-Radiometer Level 2 Surface Retrieval Algorithm Theoretical Basis; Jet Propulsion Laboratory: La Cañada Flintridge, CA, USA. 2008.
5. Tanre D., Holben B.N., Kaufman Y.J. Atmospheric correction algorithm for NOAA-AVHRR products: theory and application // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 1992. V.30. № 2. P. 231 – 248.
6. Tarasenkov, M.V. Belov, V.V. Software package for reconstructing reflective properties of the Earth's surface in the visible and UV ranges. Atmospheric and Oceanic Optics. 2015. V. 28. №1. P. 89-94
7. Tarasenkov M.V., Belov V.V., Engel M.V. Algorithm for reconstruction of the Earth surface reflectance from Modis satellite measurements in a turbid atmosphere // Proceedings of SPIE. 2018. Vol. 10833. CID: 10833 16 [10833-58].
8. Zimovaya A.V., Tarasenkov M.V., Belov V.V. Radiation Polarization Effect on the Retrieval of the Earth's Surface Reflection Coefficient from Satellite Data in the Visible Wavelength Range // Atmospheric and oceanic optics. 2018. V. 31, № 2. P. 131-136.
9. Белов В.В., Тарасенков М.В., Пискунов К.П. Параметрическая модель солнечной дымки в видимой и УФ-области спектра. // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. № 04. С. 294-297.
10. Кринов Е.Л. Спектральная отражательная способность природных образований. Ленинград. Издательство Академии Наук СССР, 1947. 271 с.

О МЕТОДАХ И СРЕДСТВАХ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ЛИДАРОВ

Ким А.А., Орлов А.Е., Лугиня В.С. Баранов Н.А.

БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия

АО «Лазерные системы», Санкт-Петербург, Россия

Вычислительный центр им. А.А. Дородницына Федерального исследовательского центра

«Информатика и управление» Российской академии наук, Москва

alexeykim90@gmail.com, luginya@lsystems.ru, orlov@lsystems.ru

Метрологическое обеспечение и контроль достоверности метеорологических лидаров является актуальной задачей. В статье рассматриваются оригинальные методы и реализующие их средства верификации основных эксплуатационных параметров метеорологических лидаров: аэрозольных профилометров и ветровых когерентных доплеровских лидаров.

Использование метеорологических лидаров (метеолидаров) в качестве средств обеспечения безопасности авиaperевозок в составе аэродромных информационно-аналитических систем, а также для метеонаблюдений, равно как и для иных особо ответственных применений, влечет за собой необходимость своевременного проведения работ по метрологическому обеспечению лидарного измерительного оборудования. С другой стороны, внедрение новых перспективных образцов продукции и развитие рынка метеорологических лидаров приводит к тому, что вопрос методического и стендового метрологического обеспечения в настоящее время становится все более актуальным.

Поверить некоторый параметр измерителя означает проконтролировать точность его измерений в условиях, которые могут быть заданы с точностью, существенно превосходящей номинальную точность поверяемого измерителя. В случае метеорологических лидаров, речь, фактически, идет о создании эталонной атмосферной трассы с точно известными и предопределяемыми параметрами. Создание подобной трассы является невозможным. В нормативных документах [1-3] содержатся указания на методики поверки измерителей нижней границы облачности и отдельных метеорологических лидаров, однако такие методики нельзя считать достаточно универсальными и объективными ввиду специфики работы лидаров и сложности структуры и оптических свойств реальной атмосферы.

Основные эксплуатационные характеристики метеолидаров в зависимости от их типа можно условно классифицировать на первичные параметры и параметры по целевому назначению (таблица 1).

Таблица 1. Классификация эксплуатационных характеристик метеолидаров

Тип метеолидара	Измеритель нижней границы облачности	Облакомер	Профилометр обратного рассеяния	Доплеровский ветровой лидар
Первичные параметры	<ul style="list-style-type: none"> • дальность измерений; • пространственное разрешение; • величина слепой зоны; • точность измерения дистанции. 			
Параметры по целевому назначению	расстояние до нижней границы облачности	высотность и количество регистрируемых облачных слоев	количество регистрируемых облачных слоев; плотность атмосферы (профиль обратного рассеяния)	диапазон измеряемых скоростей ветра; точность определения скорости; измерение положительных и отрицательных скоростей

Из классификации видно, что для метеолидаров всех основных типов первичные параметры являются исключительно пространственно-временными, в то время как параметры по целевому назначению оказываются более сложными.

Для верификации пространственно-временных характеристик метеолидаров была разработана и внедрена концепция имитационной оптоволоконной линии [4, 5], заключающаяся в создании точно известных множественных времен задержки при распространении зондирующего импульса лидара в оптоволоконной линии кольцевой структуры. Таким методом удастся верифицировать все базовые пространственно-временные параметры метеолидара. Примеры высотных профилей сигналов при использовании разработанного стендового оборудования представлены на рисунках 1, 2.

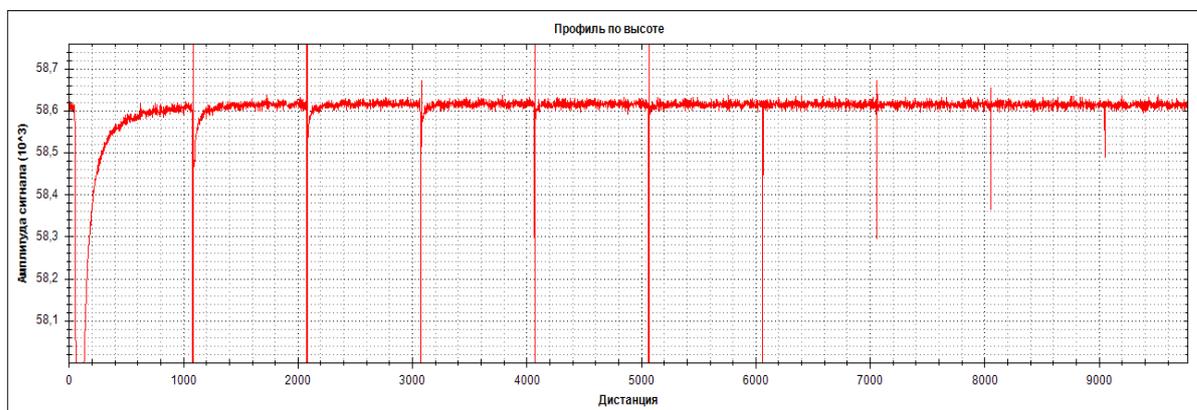


Рисунок 1 — Высотный профиль облакомера Skydex (АО «Лазерные системы») при подключении к оптоволоконной имитационной линии

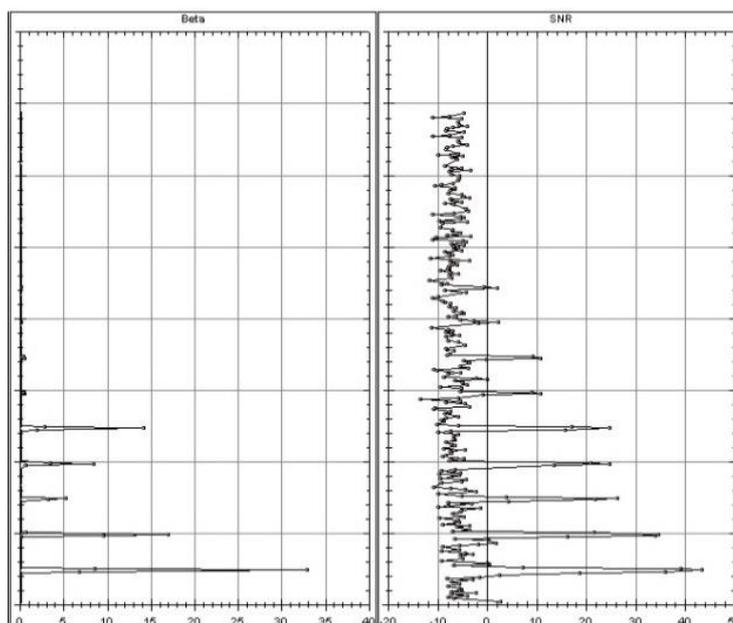


Рисунок 2 — Высотный профиль доплеровского лидара Windex -5000 (АО «Лазерные системы») при подключении к оптоволоконной имитационной линии

Анализ подобных профилей, полученных при использовании эталонной имитационной линии, позволяет подтвердить достоверность пространственно-временных данных метеорологических импульсных лидаров.

Для проверки таких параметров целевого назначения доплеровских ветровых лидаров, как диапазон и погрешность измерения радиальных скоростей, использовался метод непосредственного сличения измеренных лидаром радиальных скоростей с соответствующими величинами, воспроизводимыми первичным эталоном ГЭТ150-2012 (ФГУП «ВНИИМ им. Д.И.Менделеева»).

Для проверки таких параметров целевого назначения доплеровских ветровых лидаров, как минимальная и максимальная дальность измерения радиальной скорости, использовался метод, в котором имитация расстояния (дальности) проводилась с помощью волоконной линии задержки разной длины, а имитация радиальной скорости – с помощью вращающегося диска из состава Стенда поверочного для лидарной метеосистемы инфракрасного диапазона (номер в ГРСИ РФ: 66113-16, разработка АО «Лазерные системы»). Схема установки приведена на рисунке 3.

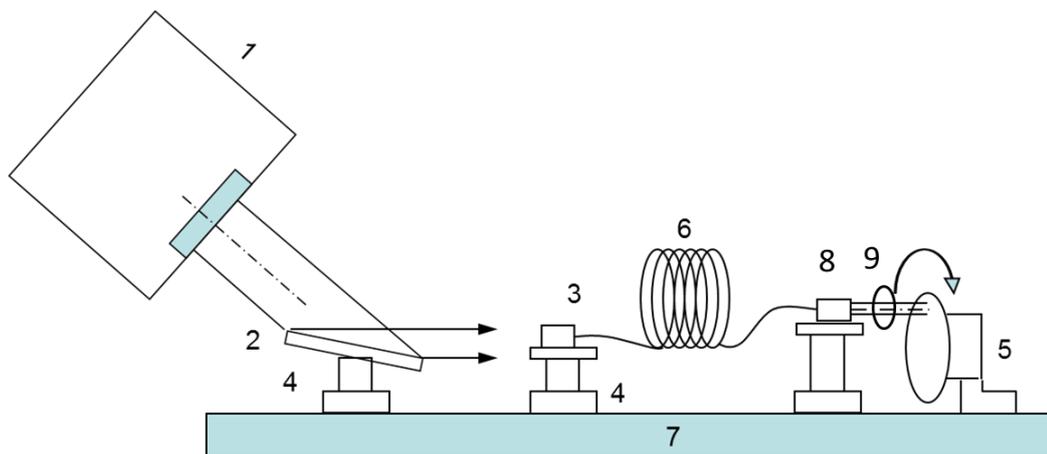


Рисунок 3 — Схема установки для поверки минимальной и максимальной дальности измерения радиальной скорости и ее величины. 1 – ИВЛ-5000, 2 – плоское зеркало, 3 и 8 – волоконный коллиматор, 4 – устройство юстировочное, 5 – узел оптического модулятора, 6 – оптическое волокно, 7 – оптический стол, 9 – фокусирующая линза.

В ходе проведения испытаний было установлено, что абсолютная погрешность измерений радиальной скорости доплеровского ветрового лидара типа ИВЛ-5000 в диапазоне от 1 до 55 м/с не превысила 0.25 м/с, минимальная дистанция определения радиальной скорости, имитируемая с помощью волоконной линии задержки, составила 99,6 метра, а максимальная дистанция – 5688.3 метров.

1. РД 52.04.716—2009 РУКОВОДЯЩИЙ ДОКУМЕНТ Правила эксплуатации метеорологического оборудования аэродромов гражданской авиации. Санкт-Петербург 2009
2. МИ 2713—2002 Государственная система обеспечения единства измерений. Системы автоматизированные метеорологические измерительные. Методика поверки.
3. МИ 2783—2003 Государственная система обеспечения единства измерений. Измерители высоты нижней границы облаков. Методика поверки.
4. KIM A.A. KLOCHKOV D.V, KONYAEV M.A., MIHAYLENKO A.S., CONTROL OF OPERATING PARAMETERS OF LASER CEILOMETERS WITH THE APPLICATION OF FIBER OPTIC DELAY LINE IMITATION. Proc. SPIE 10466, 23rd International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 104662T (30 November 2017); doi: 10.1117/12.2285580. 6.
5. Ким А.А., Клочков Д.В. СПОСОБ КОНТРОЛЯ И ПОВЕРКИ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО ЛИДАРНОГО ОБОРУДОВАНИЯ ТИПА ОБЛАКОМЕР И УСТРОЙСТВО ДЛЯ ЕГО ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ: пат. 2636797, Российская Федерация, МПК G01S7/497, G01C25/00 приоритет от 19.01.2017 Зарегистрирован в Госреестре 28 ноября 2017 года.

РАЗРАБОТКА ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОГО ПРИБОРА ДЛЯ SWIR ДИАПАЗОНА СПЕКТРА

Хацевич Т.Н.¹, Мордвин Н.Н.²

¹Сибирский государственный университет геосистем и технологий, г. Новосибирск, Россия

²ООО «Конструкторское бюро «Луггар», г. Новосибирск, Россия

khatsevich@rambler.ru, mordvinnn@luggar.biz

Приводится оценка возможностей оптико-электронных приборов по дальности распознавания объектов при переходе от видимого диапазона к коротковолновому (SWIR) диапазону электромагнитных волн, обусловленная повышением контраста между объектами и фоном.

Разработан и изготовлен экспериментальный образец оптико-электронного прибора, осуществляющий формирование изображения в коротковолновом (0,9 – 1,7 мкм) диапазоне электромагнитных волн. В качестве приемника излучения использовано матричное фотоприемное устройство на основе соединения InGaAs, и разработан специальный объектив с угловым полем 9° по диагонали. Результаты испытания прибора в лабораторных и полевых условиях подтвердили дифракционное качество изображения, формируемого объективом в указанном спектральном диапазоне, а также продемонстрировали возрастание дальности распознавания в дневных условиях на 25 % по сравнению с расчетной дальностью распознавания для видимой области спектра.

При рассмотрении обобщенной схемы оптико-электронного прибора (ОЭП) в состав последней, кроме оптической системы, приемника, модуля электронной обработки сигналов, источника питания традиционно включаются источники излучения (объекты наблюдения, фоны) и промежуточная среда [1]. Для ОЭП, предназначенных для решения задач обнаружения, распознавания, визирования, прицеливания, управления транспортными средствами, охраны, анти-террористических целей и др., в системах гражданского и «двойного» назначения такой промежуточной средой выступает атмосфера. Для достижения наибольшей дальности действия в оптико-электронном приборостроении освоены и продолжают совершенствоваться приборы, системы и комплексы, использующие для построения изображений NWIR, MWIR, LWIR диапазоны спектра [2]. Возросший в течение последних десятилетий интерес к созданию оптико-электронных приборов, использующих инфракрасное излучение SWIR диапазона, обусловлен рядом преимуществ, основными из которых являются: изменение контраста между объектами и фонами в SWIR диапазоне спектра в сравнении с контрастом в видимом диапазоне спектра, повышение коэффициента пропускания излучения SWIR диапазона спектра при прохождении слоя атмосферы в условиях запыленности, тумана или дыма [3].

Оценка предельных возможностей оптико-электронного прибора по дальности L решения различных зрительных задач в соответствии с критерием Джонсона [4] осуществляется на ос-

нове соотношения

$$L = \frac{h_{кр} v_{np}}{f' N}, \quad (1)$$

где $h_{кр}$ – критический размер объекта; v_{np} – предел разрешения ОЭП, отнесенный к плоскости изображения объектива; N – число Джонсона, значение которого определяется в зависимости от вида решаемых задач и вероятности их решения; f' – фокусное расстояние объектива ОЭП.

Предел разрешения ОЭП может быть определен по частотно-контрастной характеристике (ЧКХ) прибора и пороговому контрасту k_{nop} . Поскольку ЧКХ прибора является результатом перемножения ЧКХ его элементов (оптики, приемника, электронного блока, глаза наблюдателя), то с определенной вероятностью ее можно описать гауссоидой [5], [6]:

$$T(v) = \exp(-c^2 v^2), \quad (2)$$

где c – параметр, зависящий от конкретного ОЭП.

Если принять, что между объектом и фоном имеет место абсолютный контраст, равный 1, то предел разрешения v_{abc} прибора определится как $v_{abc} = \sqrt{-\ln k_{nop}} / c$.

Если между объектом и фоном имеет место контраст k_1 , отличный от абсолютного, то соответствующий предел разрешения v_1 будет снижен:

$$v_1 = v_{abc} \sqrt{1 - \ln k_1 / \ln k_{nop}}. \quad (3)$$

Как известно [7, 8], по мере увеличения длин волн используемого излучения по сравнению с видимым излучением (при переходе от NWIR в SWIR диапазон) увеличивается коэффициент отражения большинства природных материалов (листва, трава, песок и др.), а коэффициенты отражения объектов, созданных руками человека (машины, ткани и др.) изменяются незначительно, т.е. увеличивается контраст между объектами и фоном.

Для иллюстрации ожидаемого эффекта повышения дальности на рисунке 1 представлены результаты оценок повышения предела разрешения прибора, обусловленного повышением контраста между объектом и фоном при переходе в SWIR диапазон. По оси абсцисс отложен контраст k_{VIS} между объектом и фоном в видимом диапазоне спектра, по оси ординат – отношение v_{SWIR} / v_{VIS} для двух значений повышения контраста Δk : 0,1 и 0,2. Для определенности в расчетах по формулам (1) – (3) значение k_{nop} принято 0,05.

В соответствии с формулой (1) повышение предельной дальности L_{SWIR} / L_{VIS} решения зрительных задач при прочих равных условиях возрастает пропорционально отношению

$V_{\text{SWIR}} / V_{\text{VIS}}$. Эффект наиболее выражен для объектов, имеющих низкий контраст с фоном. Так, если контраст между объектом и фоном повысится с 0,1 до 0,2, то ожидаемое повышение дальности составит 1,4, если контраст между объектом и фоном повысится с 0,2 до 0,4, то – 1,2.

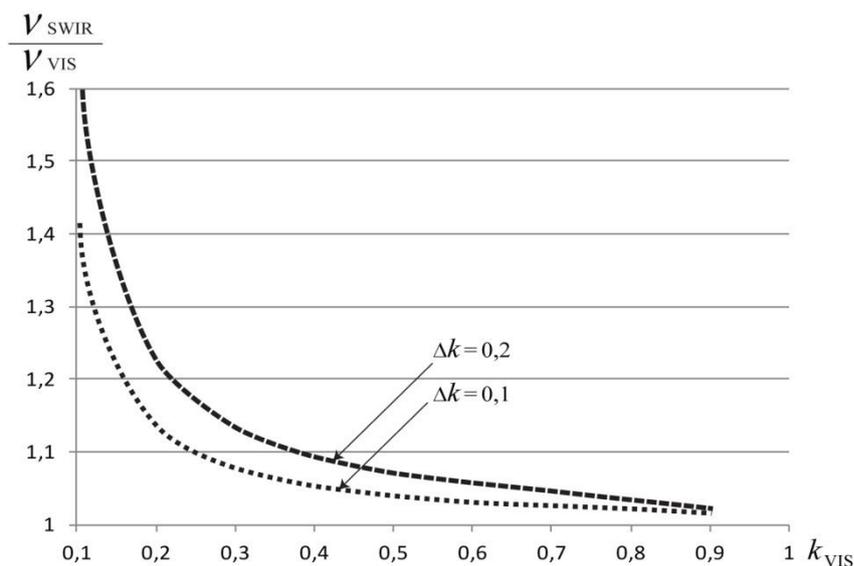


Рисунок 1 – Ожидаемое повышение предельной дальности решения зрительных задач, обусловленное повышением контраста между объектом и фоном

Как известно в ИК диапазоне дальность обнаружения объектов в замутненной атмосфере может превышать метеорологическую дальность видения в несколько раз. Можно ожидать, что подобный эффект имеет место не только в LWIR [9], но и в SWIR диапазоне спектра.

Основываясь на ожидаемом повышении дальности наблюдения объектов, был разработан и изготовлен экспериментальный образец прибора и проведены его испытания. Практическое создание приборов SWIR диапазона требует специальной элементной базы: прежде всего приемников и оптики. На момент начала работ по данной тематике отсутствовала отечественная элементная база. В качестве приемника применено фотоприемное устройство на основе соединения InGaAs формата 640x512 элементов с периодом элементов 15 мкм. Для прибора разработан специальный объектив с фокусным расстоянием 77 мм и относительным отверстием 1 : 1,6 [10]. Для оптимального сопряжения с применяемым приемником, имеющим размер пикселей 15мкм, в объективе обеспечена такая коррекция aberrаций, при которой обеспечивается дифракционное качество изображения, подтверждаемое графиками ФКЭ (рисунок 2), а также минимизация дисторсии до 0,2 % для края изображения. На рисунке 2 приведены графики функции концентрации энергии на квадратных площадках, полуширина которых отложена по оси

абсцисс, для точки на оси (обозначение 0°), для трех точек с различным углом наклона в пространстве предметов (обозначения $2,8^\circ$; $3,5^\circ$; $4,5^\circ$), а также теоретическая кривая для безаберрационной системы (обозначение «дифр.»). Значения ФКЭ на квадратной площадке, равной размеру пикселя, для всех точек изображения лежат в диапазоне от 0,85 до 0,93, что близко к дифракционному пределу. Структурная схема и внешний вид прибора показаны на рисунке 3.

Рисунок 2 – Графики функции концентрации энергии для различных точек поля

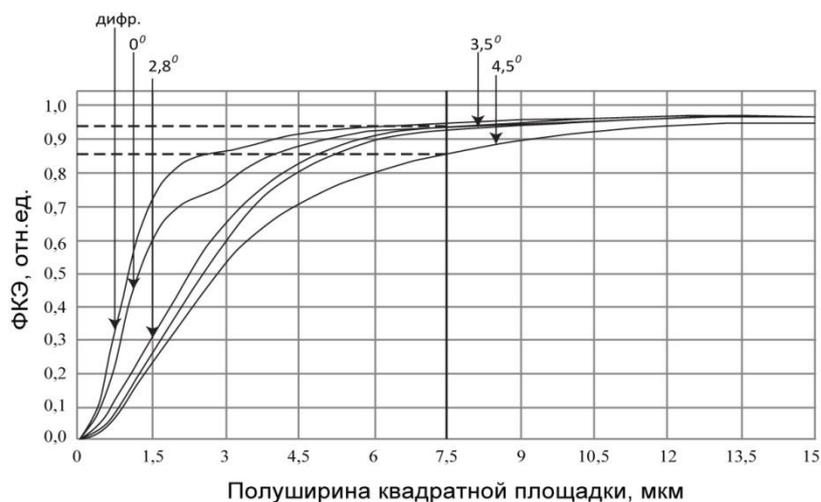


Рисунок 3 – Структурная схема прибора и его внешний вид

Фрагменты изображения, полученные в видимом диапазоне посредством цветной телевизионной камеры и в SWIR диапазоне посредством разработанного экспериментального образца приведены на рисунке 4. Качественный анализ изображений позволяет отметить явное изменение коэффициентов спектральной яркости различных объектов и фонов в указанных диапазонах.



Рисунок 4 – Фрагменты изображения, полученные в видимом диапазоне посредством цветной телевизионной камеры и в SWIR диапазоне посредством экспериментального образца

Испытания прибора показали возрастание дальности распознавания объекта типа РФЧ (в дневных условиях при видимом контрасте примерно 0,3) на 25 % в SWIR диапазоне спектра по сравнению с расчетной дальностью распознавания для видимой области, что коррелирует с прогнозируемыми теоретическими ожиданиями.

В заключение отмечается, что для дальнейшей разработки и применения ОЭП спектрального диапазона 0,9-1,7 мкм большое практическое значение имеют исследования в части сопоставления значений контраста различных естественных и искусственных объектов и фонов в видимом и SWIR спектральных диапазонах длин волн электромагнитного излучения, в том числе при различных сценариях фоновой освещенности на местности.

Благодарности: авторы выражают благодарность ООО «Оптическое Расчетное Бюро», г. Новосибирск за предоставленную возможность проведения расчетов в пакете Zemax Optic-Studio.

1. *Мирошников М.М.* Теоретические основы оптико-электронных приборов. Л.: «Машиностроение», 1983. 696 с.

2. *Тарасов В.В., Якушенков Ю.Г.* Современное состояние и перспективы развития зарубежных тепловизионных систем // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2013. № 3. С. 1-13.

3. *Красных А.С., Хацевич Т.Н., Мордвин Н.Н.* Направления разработки объективов оптико-электронной аппаратуры для SWIR диапазона спектра // Интерэкспо ГЕО-Сибирь. XIV Междунар. науч. конгр., 23–27 апреля 2018 г., Новосибирск: Магистерская научная сессия «Первые шаги в науке»: сб. материалов. Новосибирск: СГУГиТ, 2018. С.246-254.

4. *Тарасов В.В., Якушенков Ю.Г.* Инфракрасные системы «смотрящего» типа. М.: Логос, 2004. 444 с.

5. *Бутслов М.М., Степанов Б.И., Фанченко С.Д.* Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. М.: Наука, 1978 г. 431 с.

6. *Хацевич Т.Н.* Критерий оценки качества изображения объективов ПНВ // Приборы. 2019. № 10. С. 35-43.

7. Орлов В.А., Петров С.И. Приборы наблюдения ночью и при ограниченной видимости. М.: Воениздат, 1989. 254 с.

8. Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Основы теоретической атмосферной оптики. СПб.: ИТМО, 2007. 152 с.

9. Тымкул В.М., Тымкул Л.В., Лантев Е.В., Исаев М.П., Крапивко Е.А., Фесько Ю.А. Дальность действия тепловизионных систем. Часть 2. Алгоритм, исходные данные и результаты расчетов // Автометрия. 2015. Т.51. № 2. С. 49-53.

10. Объектив для SWIR диапазона спектра: Пат. 2675195. Россия, МПК, G 02В 13/14, 9/60 . Хацевич Т.Н., Мордвин Н.Н. Дружкин Е.В.; ООО «Конструкторское бюро «Луггар». № 218105449; Заявл.13.02.2018; Оpubл. 17.12.2018. Бюл. № 35.

АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА, ПЕРЕСЕКАЮЩЕГО ЗАКРУЧЕННОЕ ПЛАМЯ

М.В. Шерстобитов, В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык

Институт оптики атмосферы СО РАН, 634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

E-mail: shmike@iao.ru, sazanovich@iao.ru, tsvyk@iao.ru

Ключевые слова: лазерное зондирование, БПФ анализ сигнала, вихревое горение

Аннотация: В лабораторном масштабе генерировалось закрученное пламя, имитировавшее огненный смерч. Три приемника, равноотстоящие по горизонтали, освещались лазерным пучком пересекающим пламя. Рассчитывались спектральные функции временных флуктуаций интенсивности лазерного пучка на нескольких высотах. Проведился анализ формы спектральных функций временных флуктуаций интенсивности лазерного пучка, пересекающего пламя. Для упомянутых функций установлено пространственное распределение рассчитанных параметров.

Введение

Известен эффект «вытягивания» закрученного пламени во время техногенных и природных пожаров. Такое явление, по аналогии с атмосферным торнадо, называется огненным смерчем. Традиционным подходом для изучения огненного смерча является математическое и физическое [1, 2] моделирование. Вопрос имитации огненного смерча с помощью факела пламени, образующегося при горении этанола в неподвижной емкости, установленной на оси восходящего закрученного воздушного потока, описан в нашей работе [3]. Обоснованность такого моделирования содержится в работе [4]. Применение методов лазерного зондирования к упомянутой модели описано в нашей работе [5]. Однако, вопрос о форме спектральных функций временных флуктуаций интенсивности лазерного пучка (ЛП), просвечивающего модель огненного смерча (МОС), остается не вполне освещенным.

Таким образом, целью настоящего исследования являлось определение формы спектральных функций ЛП, пересекающего МОС, установление значений выбранных параметров упомянутых функций в нескольких узлах крупной сетки, покрывающей МОС и анализ полученного распределения этих параметров.

Схема эксперимента

Генерация МОС (Рис. 1.) осуществлялась при воздействии цилиндрического восходящего закрученного воздушного потока, который создавался вращающейся крыльчаткой, на факел пламени, образующийся при горении этанола в неподвижной емкости. Скорость вращения крыльчатки составляла 14 Гц, при этом высота МОС была максимальна, а также для сравнения использовался режим горения без закрутки.

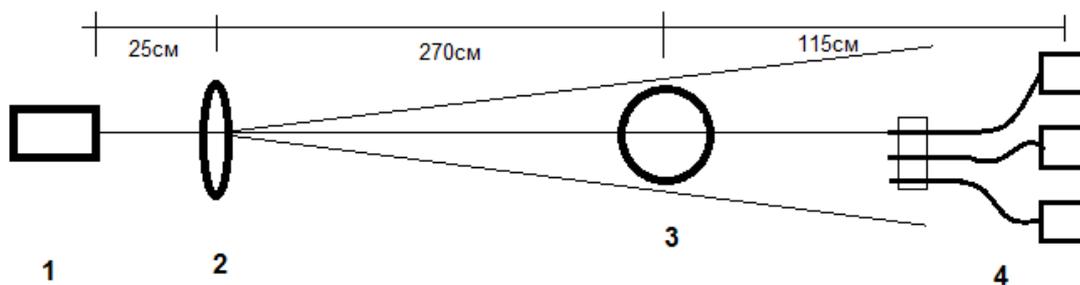


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1- лазер; 2-линза; 3- МОС;
4- система приема и записи сигнала

Зондирующий расходящийся ЛП ($\lambda=0,63$ мкм) просвечивал МОС. Излучение ЛП принималось на три горизонтально разнесенных оптоволоконна диаметром 0,4мм и передавалось на три фотоприемника (ФЭУ). Первый световод располагался в плоскости, проходящей через вертикальную ось МОС, третий на периферийной части МОС, второй занимал равноотстоящее промежуточной положение. Высота распространения ЛП устанавливалась на 11 уровнях от 1 до 79 см над уровнем емкости с топливом (20 мл этанола в каждой реализации). Сигналы с ФЭУ оцифровывались с частотой 100 кГц (частота оцифровки подбиралась для данных условий эксперимента из диапазона 20-200кГц), записывались на компьютер (по 1 050 000 отсчетов). Рассчитывались спектральные функции $u(f)=f*W(f)$ ($W(f)$ – спектральная плотность БПФ сигнала от временной последовательности пульсаций интенсивности ЛП, f - частота).

Анализ результатов

На Рис. 2 представлен пример расчета спектральной функции $f*W(f)$, и показаны 5 параметров (три коэффициента наклона в разных областях частот и координаты (абцисса и ордината) максимума), по которым сравнивались полученные спектральные функции. Для оптимизации обработки, вместо ручного подбора коэффициентов функции $u(f)$ в стандартных пакетах обработки графических данных, использовалась оригинальная программа, в которой коэффициенты наклонов $u(f)$ рассчитывались методом наименьших квадратов в интервале, выбранном оператором, также, путем аппроксимации параболой, рассчитывались координаты максимума. Согласно теории Колмогорова - Обухова, спектр флуктуаций интенсивности ЛП в атмосфере обусловлен флуктуациями показателя преломления и имеет наклон «-5/3» в высокочастотной области [6]. Но так как МОС является «когерентной» структурой, то и наклоны спектральных функции отличаются от упомянутого случая [7].

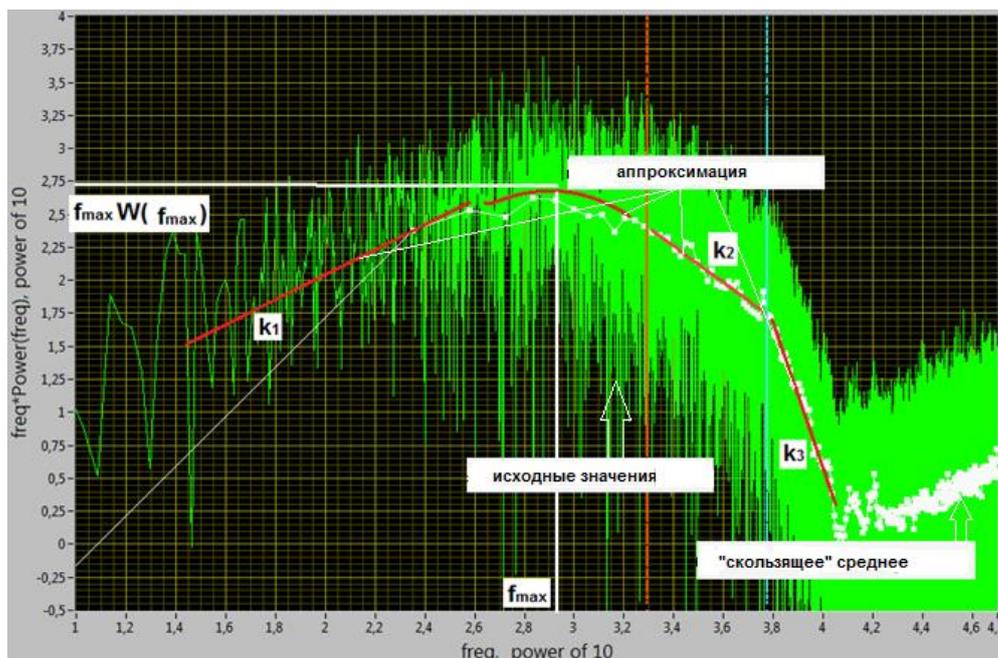


Рис.2. Пример анализа спектральной функции

В таблице 1 приведены рассчитанные параметры спектральных функций: частота максимума (Гц); амплитуда максимума (отн.ед.), наклон в низкочастотной (k_1), наклон в высокочастотной области (k_2), второй наклон в высокочастотной области (k_3).

Выводы

Установлено качественное согласие высотного хода частот максимумов спектральных функций с подобной зависимостью в предыдущем исследовании.

Пространственной зависимости параметров спектральных функций флуктуаций интенсивности просвечивающего лазерного пучка не установлено.

Есть необходимость в проведении дополнительного исследования для верификации двойных наклонов в высокочастотной области.

Авторы выражают признательность Шерстобитову А.М. за написание программы расчета параметров спектральной функции.

Литература

1. Zhou K., Liu N., Yin, Panpan, Yuan X., Jiang J. Fire whirle due to interaction between line fire and cross wind. // Fire Safety Science 2014. №11: 1420-1429.
2. Вялых Д.В., Дубинов А.Е., Колотков Д.Ю., Львов И.Л., Садовой С.А., Садчиков Е.А. Портативное твердотельное устройство с ручным приводом для генерации огненных вихрей // Приборы и техника эксперимента. 2013. №3. – С.109.

3. Гришин А.М., Рейно В.В., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш., Шерстобитов М.В. Некоторые итоги экспериментальных исследований огненных смерчей // Изв. ВУЗов Физика. 2011. №12. С.14-23.
4. Строкатов. А.А. Физическое моделирование огненных и тепловых смерчей: дисс. канд. физ.-мат. наук: Томск. 2007. – 132 с.
5. Шерстобитов М.В., Лобода Е.Л., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш. Влияние скорости вращения огненного смерча на параметры зондирующего пучка и собственного излучения // Известия высших учебных заведений. Физика. 2012. Т. 55. № 9-2. С. 198-200.
6. Татарский В.И., Распространение волн в турбулентной атмосфере // М.:Наука.1967. – 548 с.
7. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Структура турбулентности над нагретыми поверхностями. Численные решения. // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 01. С. 23-30.

Таблица 1. параметры спектральных функций (* означает горение без закрутки)

h, см	канал	fm	U(fm) а. у.	k1	k2	k3
6*	1	367	66	0,17		-8,06
	2	47	180	0,96	-1	-7,44
	3	121	114	0,09		-9,68
1	1	1296	1044	0,65	-1,87	-5,77
	2	727	594	0,81	-2,76	-9,67
	3	668	379	0,87	-2,65	-5,74
6	1	808	299	0,73	-1,88	-5,02
	2	695	515	0,66	-1,51	-3,31
	3	657	1161	0,42	-3,08	-9,07
9	1	1073	369	0,92	-1,84	-6,2
	2	1064	654	0,81	-1,89	-3,37
	3	932	1266	0,87	-2,44	-5,48
12	1	1379	814	0,95	-2,52	-4,79
	2	1337	799	0,88	-2,17	-4,25
	3	912	644	0,65	-1,35	-5,48
18	1	1225	643	0,81	-1,81	-7,46
	2	1051	462	0,72	-2,95	-2,16
	3	1235	1150	1,08	-1,01	-3,89
30	1	1420	431	1,05	-2,27	-5,78
	2	1150	406	0,90	-2,34	-3,90
	3	1311	468	0,94	-1,56	-5,8
40	1	1110	301	0,82	-2,24	-6,33
	2	1105	291	1,10	-2,31	-3,46
	3	1100	356	0,38	-1,22	-5,56
50	1	1169	852	0,85	-1,82	-7,28
	2	1171	2834	0,80	-3,54	-3,06
	3	1281	1184	0,84	-2,52	-6,64
62	1	1319	249	0,95	-2,42	-6,14
	2	823	166	0,98	-3,15	
	3	1004	189	0,95	-2,17	-6,09
69,5	1	1056	693	1,04	-1,70	-5,17
	2	1085	2061	0,88	-1,89	-2,58
	3	749	965	0,34	-1,66	-4,51
79	1	1085	270	0,88	-1,43	-3,55
	2	683	263	0,59	-3,59	
	3	1083	199	1,04	-2,64	-5,78

МАКЕТ АДАПТИВНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ КОРРЕКЦИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ С ПРОГНОЗИРУЮЩИМ АЛГОРИТМОМ

Большасова Л.А.^{1,2}, Грицута А.Н.^{1,2}, Лавринов В.В.¹, Лукин В.П.¹, Копылов Е.А.¹, Селин А.А.¹,
Соин Е.Л.^{1,2}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

²Томский государственный университет, г. Томск, Россия

e-mail: sla@iao.ru, gan@iao.ru, lvv@iao.ru, lukin@iao.ru, kea@iao.ru

Рассмотрена проблема эффективности адаптивной фазовой коррекции турбулентных флуктуаций оптического излучения в атмосфере. Предложено использование методы прогноза для повышения быстродействия адаптивной оптической системы. Создан макет адаптивной оптической системы на базе малого телескопа Meade. Основным элементом является разработанный датчик волнового фронта Шэка-Гартмана, обеспечивающий измерение фазовых искажений, уровня атмосферной турбулентности и скорости поперечного ветра в канале распространения излучения. При этом позволяет выполнять замену микролинзового растра с различным фокусным расстоянием, в результате обеспечивая работу системы в различных турбулентных условиях. В докладе будут представлены результаты работы системы адаптивной оптики с прогнозирующим алгоритмом на горизонтальной атмосферной трассе.

Флуктуации показателя преломления турбулентной атмосферы оказывают существенное влияние на фазу и амплитуду распространяющихся в атмосфере световых волн [1]. Вызывая такие хорошо известные эффекты, как размытие, дрожание, мерцание лазерных пучков и оптических изображений. Для компенсации этих негативных эффектов предназначены системы адаптивной оптики (АО). Физически качество изображения зависит от степени сохранности формы фронта оптической волны, поэтому управляя формой волнового фронта излучения, возможно, минимизировать негативное влияние среды распространения. Характерной особенностью систем адаптивной оптики является одновременное выполнение процессов измерения, коррекции и управления. При этом атмосферные адаптивные оптические системы должны работать в реальном масштабе времени.

Принципы функционирования АО систем для коррекции атмосферных искажений волнового фронта оптического излучения основываются на свойствах линейности, взаимности и квазистационарности атмосферы [2]. Требуемые временные характеристики АО системы связаны со временем когерентности атмосферы или с частотой Гринвуда, для горизонтальной трассы определяемой как:

$$\tau = \frac{1}{f_G}, \quad f_G = 0.331 D^{-1/6} \lambda^{-1} (C_n^2 V^2 L)^{1/2} \quad (1)$$

где L - длина горизонтальной атмосферной трассы, D - размер приемной апертуры, λ - длина волны излучения, V - скорость ветра длина волны излучения, C_n^2 - структурная постоянная показателя преломления атмосферы.

Время срабатывания АО системы состоит из времени обработки информации, полученной с датчика волнового фронта, времени вычисления управляющих воздействий на корректор волнового фронта, и времени отработки адаптивного зеркала, включающее инерционность и переходные процессы механической конструкции данного зеркала.

$$\tau_{АО} = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 \quad (2)$$

Корректирующая поверхность адаптивного зеркала формирует волновой фронт с опозданием на величину представляющую сумму временных задержек, причины которых указаны выше. Поэтому временная ошибка, главная проблема и выделяется как один из основных факторов, способствующих ухудшению характеристик адаптивных оптических систем. Одним из путей решения является оптимизации алгоритма управления адаптивной коррекцией на основе прогностических методов.

В данной работе развивается подход к разработке систем адаптивной оптики для коррекции атмосферных искажений волнового фронта оптического излучения с использованием прогностических методов. Алгоритм прогноза основан на анализе эволюции фазовых флуктуаций на входной апертуре адаптивной системы датчиком волнового фронта, что является возможным в рамках гипотезы «замороженной турбулентности», с последующим использованием этой информации в алгоритме статистического прогнозирования [3].

В докладе представлена практическая реализация макета мобильной системы адаптивной оптики, на базе малого телескопа работающей по лазерному источнику на горизонтальной трассе. На рисунке 1 и 2 изображены разработанный макет АО системы в CAD программе и реальная фотография. Конструктивно макет адаптивной оптической системы собран на оптической плите, жестко прикрепляемой к телескопу Meade LX200. Приемная апертура телескопа равна 305 мм. Основным элементом созданного макета АО системы является разработанный датчик волнового фронта Шэка-Гартмана (ДВФ Ш-Г), который обеспечивает измерение эволюции фазовых флуктуаций в канале распространения излучения, то есть одновременное определение не только флуктуаций фазы, но и оптической турбулентности и скорости ветра [4]. Идеология использования ДВФ Ш-Г для оценки атмосферной турбулентности в канале распространения излучения основана на применении дифференциального метода, а динамики фазовых флуктуаций, то есть поперечной

составляющей скорости ветра, на корреляционной методике. Теоретическое обоснование их использования в датчике волнового фронта Шэка-Гартмана можно найти в работе [5].

Для коррекции турбулентных искажений используется адаптивное зеркало - корректор наклонов волнового фронта, также разработанный в лаборатории когерентной и адаптивной оптики ИОА СО РАН [6]. Отметим, что теоретические и экспериментальные исследования показывают, что дисперсия фазы светового пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере, на круглой апертуре более чем на 80 % определяется именно средними наклонами. По этой причине компенсация наклонов волнового фронта является необходимым при работе АО систем на атмосферных трассах.

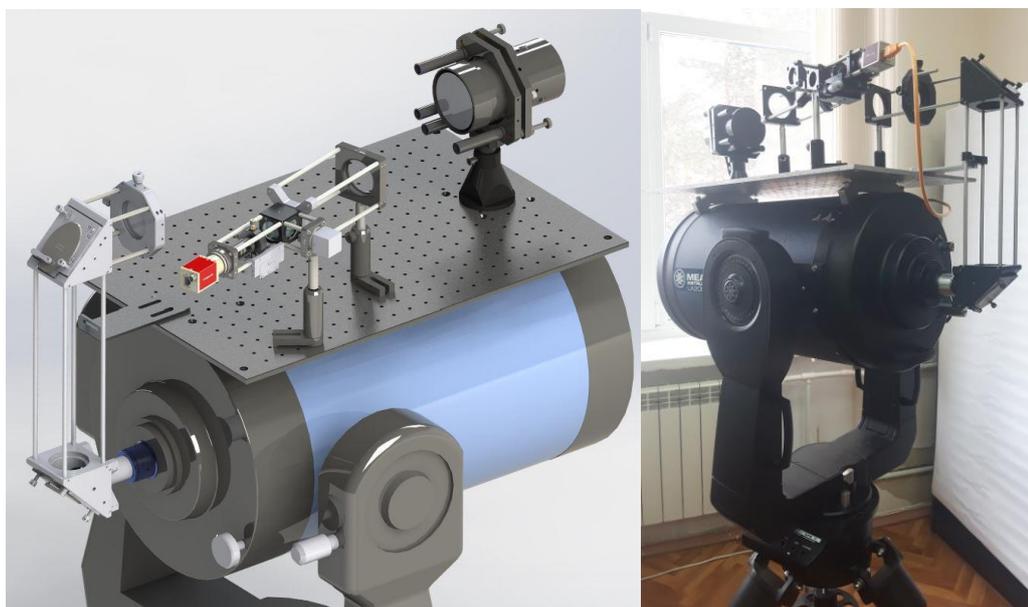


Рисунок 1 — Макет адаптивной оптической системы на базе малого телескопа

Кроме усовершенствованной алгоритмической части, ДВФ позволяет достаточно простую замену микролинзового раstra с различным размерами микролинз и фокусным расстоянием от 3000 мкм до 5 см, с последующими необходимыми юстировками, при этом ДВФ изготовлен из типовых промышленно выпускаемых оптомеханических элементов. Поскольку диапазон измеряемых значений датчиком волнового фронта Ш-Г определяется угловыми полем зрения ДВФ или максимальными/минимальными регистрируемыми угловыми смещениями изображения каждой микролинзы, т.е. чувствительностью и динамическим диапазоном.

Чувствительность ДВФ Ш-Г определяется как [7]:

$$\delta y_{x,\min} = \frac{p}{qf_{ML}} \quad (2)$$

где f_{ML} - фокусное расстояние микролинзы, p - размер пикселя, q - константа. В реальном ДВФ данный параметр будет определяться шумовой составляющей матрицы камеры.

Динамический диапазон ДВФ Ш-Г определяется как [8]:

$$\delta y_{x,\max} = \frac{d_x}{2f_{ML}} - 1.22 \frac{\lambda}{d_s} \quad (3)$$

Где d_x - размер микролинзы, d_s - расстояние между микролинзами. В результате замена микролинзового раstra с различным размером микролинз и фокусного расстояния, позволяет обеспечить функционирование ДВФ в широком диапазоне изменения аберраций волнового фронта, и как следствие турбулентных характеристик атмосферы.

Отметим, что атмосферные адаптивные оптические системы проектируются индивидуально, поскольку параметры и требования к основным элементам системы – датчику и корректору волнового фронта зависят от турбулентных условий атмосферы места расположения системы. В то же время при разработке лазерных систем, работающих на горизонтальных трассах часто нет возможности длительных атмосферных измерений. Созданная АО система позволят выполнять измерение уровня оптической турбулентности атмосферы, и замену микролинзового раstra с соответствующими параметрами, что в результате обеспечивает ее функционирование в различных турбулентных условиях атмосферы.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, грант № 17-79-20077 “Прогностические методы для атмосферных адаптивных оптических систем коррекции турбулентных флуктуаций”.

1. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной среде/ Под ред. Э.Д. Хинкли. М.: Мир, 1979. 548 с.
2. *Лукин В.П.* Атмосферная адаптивная оптика./М: Наука, 1967. 248 с.
3. *Лавринов* Динамическое управление адаптивно-оптической коррекцией турбулентных искажений лазерного излучения // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 10. С. 893–901.
4. *Bolbasova L.A., Bolbasova, Gritsuta A. N., Kopylov E. A., Lavrinov V. V., Lukin V. P., Selin A. A., Soin E. L.* Shack-Hartmann wavefront sensor for phase distortions, wind speed and Fried parameter estimations // Proc. SPIE 2019. V. 11208. P. 112080Y-1-7
5. *Антошкин Л.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П.* Дифференциальный метод в измерении параметров турбулентности и скорости ветра датчиком волнового фронта. // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т. 21. № 01. С. 75-80.
6. *L. V. Antoshkin, A. G. Borzilov, V. V. Lavrinov, and L. N. Lavrinova* Program–hardware complex for optical beams formation with modeled tilt angels // Proc. SPIE 2017. V. 10466, 104660X -1-8
7. *Curatu C., Curatua G., Rolland J.* Fundamental and specific steps in Shack-Hartmann wavefront sensor design // Proc. SPIE 2006. V. 6288, P. 628801-1 -9
8. *ICO 15367-2-2012* Laser and laser-related equipment. Test methods for determination of the shape of a laser beam wavefront. Part 2. Shack-Hartmann sensors, 2013

ДИСПЕРСИОННОЕ РАСПЛЫВАНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА В СМЕСИ СУХОЙ ВОЗДУХ – ПАРЫ ВОДЫ

^{1,2}Бабушкин П.А., ¹Бурнашов А.В., ¹Иглакова А.Н., ¹Матвиенко Г.Г., ¹Ошлаков В.К.

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

²Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

bpa@iao.ru, bvalexsey@iao.ru, ian@iao.ru, matvienko@iao.ru, ovk@iao.ru

Аннотация: В докладе представлены результаты измерения длительности фемтосекундного лазерного импульса распространяющегося в смеси сухого воздуха и паров воды (атмосфере) на сто метровой атмосферной трассе. Также в докладе обсуждается модель учета влажности и показателя преломления многокомпонентной среды для оценки дисперсионного расплывания ультракороткого импульса в атмосфере.

Распространение фемтосекундного импульса в диспергирующей среде, такой как атмосфера, сопровождается изменением его длительности из-за дисперсии групповой скорости. Для фемтосекундного лазерного излучения такое изменение становится заметным уже на первых десятках метров [1, 2, 3].

В задаче зондирования фемтосекундным лазерным излучением это приводит к неопределенности положения нелинейного фокуса – точки начала генерации излучения суперконтинуума (СК) на трассе зондирования, продолжительности свечения СК [4] и, как следствие, эффективного объема зондирования.

Дисперсия групповой скорости описывается вторым членом в разложении волнового числа

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}k_2(\omega - \omega_0)^2, \quad (1)$$

где k – волновое число;

k_1 – величина обратная групповой скорости;

k_2 – коэффициент дисперсии групповой скорости $k_2 = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \right)_{\lambda_0}$ [5, 6].

В условиях нормальной дисперсии, когда $k_2 > 0$ импульс стремится растянуться, а для $k_2 < 0$ – сжаться. Это объясняется тем, что различные спектральные компоненты импульса при распространении через среду приобретают разные фазовые набег.

Для спектрально-ограниченного импульса с огибающей вида $A(t) = A_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) \exp\left(-\frac{i\gamma t^2}{2}\right)$, когда отсутствует начальная фазовая модуляция ($\gamma = 0$), в среде с $k_2 > 0$, расстояние на котором длительность импульса увеличится в $\sqrt{2}$ раз, определяется по формуле

$$L_{др} = \frac{\tau_0^2}{2|k_2|} \quad (2)$$

где τ_0 - начальная длительность импульса;

k_2 – коэффициент дисперсии групповой скорости [5, 6].

В формулу $k_2 = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2} \left(\frac{\partial^2 n}{\partial \lambda^2} \right)_{\lambda_0}$ входит вторая производная по показателю преломления.

Рассматривая атмосферу, как двухкомпонентную среду, представим зависимость показателя преломления моделью составного сигнала в виде

$$n_{смеси} = m n_{пары\ воды} + (1 - m) n_{воздух} = m(n_{пары\ воды} - n_{воздух}) + n_{воздух}, \quad (3)$$

где m – весовой коэффициент, характеризующий наличие примеси;

$n_{пары\ воды}$ – показатель преломления примеси;

$n_{воздух}$ – показатель преломления чистого воздуха.

Соответствующие показатели преломления аппроксимированы формулой Коши вида

$$n(\lambda) = A \left(1 + \frac{B}{\lambda^2} \right) + 1, \quad (4)$$

где A и B – коэффициенты соответствующие показателю преломления вещества [7].

Оценки дисперсионной длины для длительности импульса $\tau_0 = 50$ фс и центральной длины волны $\lambda = 800$ нм дают значения для: сухого воздуха – 56 м, паров воды – 43 м, а для атмосферы с относительной влажностью 44 % - 50 м.

На рисунке 1 представлена схема проведения эксперимента измерения длительности фемтосекундного импульса в смеси воздуха и паров воды. Эксперимент проведен для спектрально-ограниченного импульса с начальной длительностью $\tau_0 = 49,3 \pm 0,5$ фс и центральной длиной волны $\lambda = 798,5 \pm 0,2$ нм с шириной импульса по полувысоте FWHM = $18,9 \pm 0,4$ нм. Частота следования импульсов $f = 86$ МГц, средняя мощность $P = 300$ мВт.

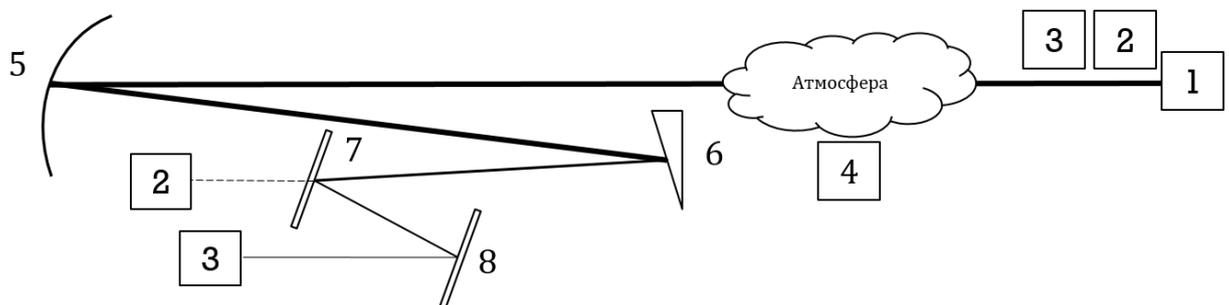


Рисунок 1 – Схема измерения длительности в эксперименте с атмосферой: 1 – лазер Ti:Sapphire Tif-50; 2 – автокоррелятор AA-10D; 3 – спектрометр Ocean Optics HR 4000; 4 – психрометрический гигрометр ВИТ-1; 5 – диэлектрическое фокусирующее зеркало с $f=1.5$ м; 6 – клин; 7, 8 – стекло

Дополнительное оборудование - измеритель мощности Ophir Nova II, цифровой осциллограф Tektronix MDO 3034, ноутбук.

Небольшая энергия импульса исключает проявление пространственных нелинейных эффектов - самофокусировки, филаментации - и позволяет проконтролировать изменение только временной характеристики. Для $\lambda = 798,5 \pm 0,2$ нм с FWHM = $18,9 \pm 0,4$ нм линий поглощения парами воды нет [8, 9]. Результаты измерений длительности по трассе представлены на рисунке 2.

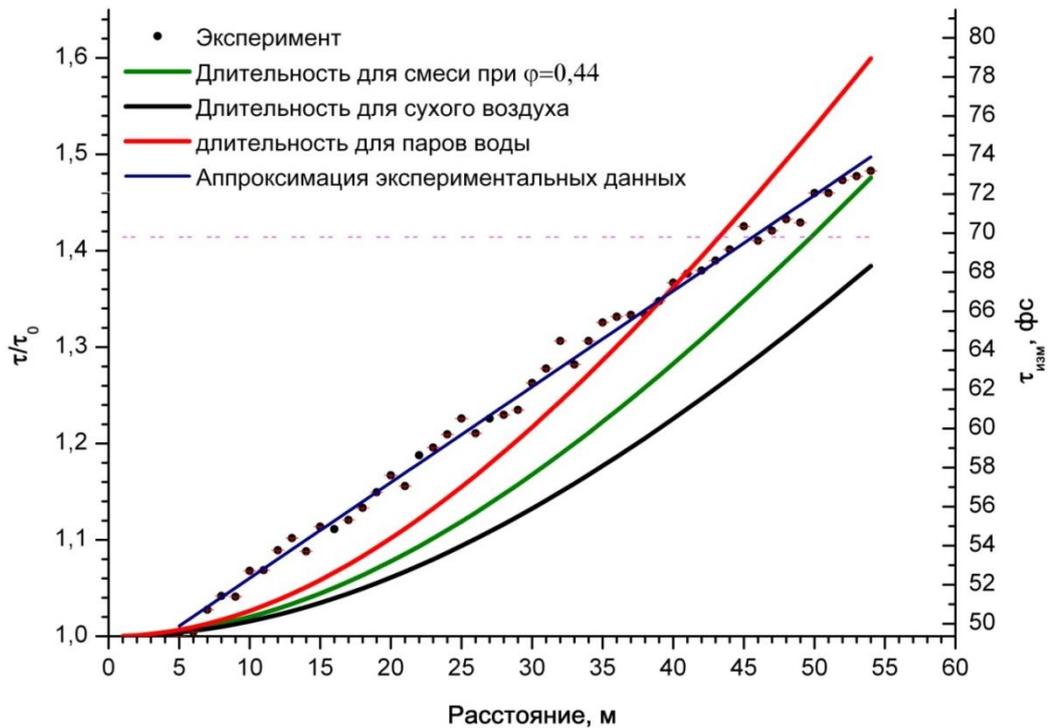


Рисунок 2 – Результаты эксперимента на атмосферной трассе

В ходе проведения эксперимента значения относительной влажности изменялись от 40 до 48 %. Для оценки длительности в смеси было взято среднее значение относительной влажности $44,2 \pm 1,9$ % с коэффициентом вариации $C_v = 4,3$ %.

Из результатов эксперимента можно видеть, что длительность импульса достигает значения $\tau_0\sqrt{2}$ на расстоянии 46 м, в то время как теоретическая кривая для смеси с $\varphi = 44$ % пересекает это значение на расстоянии 50 м. Экспериментальные данные аппроксимированы прямой вида $\tau(x) = 47,43313 + 0,49018x$ с среднеквадратичным отклонением 0,493732.

Измеренные значения длительности импульса не ложатся на теоретические кривые, рассчитанные для гауссова пучка. С одной стороны, такое поведение пучка может быть объяснено модуляцией огибающей импульса в процессе распространения через диспергирующую среду.

С другой стороны, такое поведение длительности можно объяснить, если принять, что огибающая импульса описывается не гауссовой формой распределения. В работе [10] авторами смоделировано изменение длительности пикосекундного импульса для разных форм огибающей (гаусс и секанс) в атмосфере без учета влажности. Полученные авторами [10] данные сильно похожи на результаты, полученные авторами данной статьи.

В дальнейшем планируется поставить эксперимент с учетом переменной огибающей импульса с начальной фазовой модуляцией в смеси компонент с различными показателями преломления.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 19-32-90188.

1. Babushkin P.A., Burnashov A.V., Oshlakov V.K., *Et al.* Experimental study of the characteristics of the propagation of femtosecond radiation. Results of the dispersion spreading. Proc. SPIE 10614, International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers XIII, 1061429 (16 April 2018); doi: 10.1117/12.2305321

2. Babushkin P. A., Burnashov A. V., Iglakova A. N. *Et al.* Research of impact of the dispersion effect of the atmosphere on the duration of the femtosecond laser pulse // Proc. SPIE 11208, 25th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 1120824 (18 December 2019); <https://doi.org/10.1117/12.2540747>

3. Babushkin P. A., Burnashov A. V., Iglakova A. N. *Et al.* Measurement of the duration of a femtosecond laser pulse during propagation in the atmosphere // Proc. SPIE 11322, XIV International Conference on Pulsed Lasers and Laser Applications, 1132204 (11 December 2019); <https://doi.org/10.1117/12.2548435>

4. Nishioka H., Odajima W., Ueda K., *Et al.* Ultrabroadband flat continuum generation in multichannel propagation of terrawatt Ti:sapphire laser pulses // OPTICS LETTERS. 1995. Vol. 20, No. 24. P. 2505-2507.

5. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: «Наука» Гл. ред. физ. - мат. лит., 1979. - 384 с.

6. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: «Наука». Гл. ред. физ. - мат. лит., 1988. - 312 с.

7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Изд. 2-е. Перевод с английского //М.: «Наука» Гл. ред. физ. - мат. лит., 1973. - 723 с.

8. URL: <http://spectra.iao.ru>

9. Мануйлович Е.С., Астапенко В.А., Головинский П.А. Распространение ультракоротких лазерных импульсов в сухом и влажном воздухе // Оптика атмосферы и океана. Распространение оптических волн. 2015. Т. 28. № 2. С. 105 - 112.

10. Yap, D. F., Wong, Y. C., Koh, S. P. *Et al.* Effects of second order dispersion in free space optical communication // J. Appl. Sci. 2010. V. 10 N. 7. P. 595-598.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЙЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ МИКРОТОРОИДАМИ

Гейнц Ю.Э., Панина Е.К., Землянов А.А.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск

e-mail: ygeints@iao.ru, pek@iao.ru, zza@iao.ru

Представлены результаты теоретического моделирования «фотонных наноструй» (ФНС), формирующихся при рассеянии лазерного излучения на однослойной упорядоченной сборке диэлектрических микротороидов, размещенных на поверхности прозрачной матрицы (силиконовой пленке). С использованием методики вычислительной электродинамики (FDTD) проведен подробный анализ основных параметров ФНС (длина, ширина, пиковая интенсивность) в условиях взаимовлияния световых полей соседних микрочастиц. Показано, что основным фактором, влияющим на исследуемые характеристики «фотонных наноструй», является пространственная конфигурация рассеивающей излучение частицы, а именно диаметр ее внутреннего сечения. Установлено, что при определенных конфигурациях размещения тороидов в кластере реализуется ансамбль ФНС с параметрами, существенно лучшими, чем для уединенного тороида.

Введение

В настоящее время ближнеполюсная оптика является интенсивно развивающимся научно-техническим направлением. Расширяется область прикладных проблем, связанных с возможностью локализации электромагнитного поля, созданного протяженным источником, в область нанометровых размеров (эффект «фотонных наноструй» (ФНС)).

Пространственные и амплитудные характеристики ФНС зависят от геометрической формы рассеивающего излучение объекта, его оптических свойств, а также длины волны падающего излучения. Варьирование данных параметров позволяет оптимизировать ключевые характеристики струи (длина, ширина, пиковая интенсивность) при решении конкретных практических задач. Одна из них - наноструктурирование поверхностей с использованием матрицы упорядоченных диэлектрических мезомасштабных частиц.

В настоящей работе приводятся результаты численного моделирования ближнеполюсной фокусировки световой волны одиночным микротороидом, а также массивом микротороидов, размещенных на прозрачной силиконовой матрице в узлах прямоугольной пространственной решетки. Как показано, наличие соседних частиц может кардинально изменить характеристики генерируемых ФНС вследствие проявления деструктивной интерференции полей. В то же время, путем точной настройки периода размещения и геометрических параметров самих микротороидов удастся снизить влияние кооперативных эффектов и модифицировать

параметры формирующихся световых наноструй в плане повышения их интенсивности и протяженности.

Методика и результаты численного моделирования

В качестве базовой частицы был рассмотрен диэлектрический микротороид, представляющий собой кольцо, образованное вращением круга с радиусом R_2 вокруг оси, параллельной одному из его диаметров (рис. 1а). Были рассмотрены случаи, когда на силиконовой подложке, представляющей собой непоглощающую пленку органического полимера с показателем преломления в видимом диапазоне длин волн $n_l = 1.44$, располагалась одиночная тороидальная частица, изготовленная из непоглощающего стекла с показателем преломления $n = 1.6$, либо массив идентичных микротороидов, отстоящих друг от друга на расстоянии g (рис. 1б). Считалось, что микрочастицы находятся в воздухе ($n_0 = 1$).

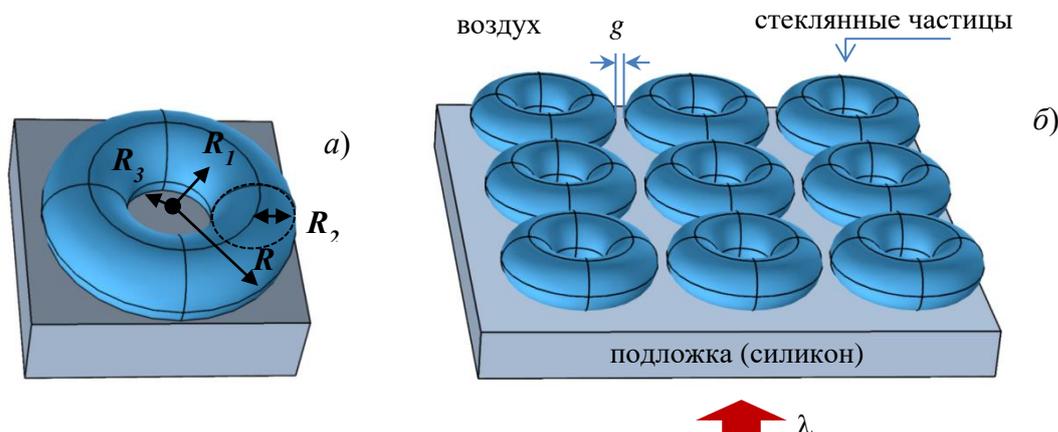


Рисунок 1 - Схематическое изображение одиночного тороида (а) и микросборки стеклянных тороидов (б), расположенных на силиконовой подложке.

Численный расчет структуры ближнего поля при дифракции световой волны на одиночной частице, а также на сборке идентичных микрочастиц проводился методом вычислительной электродинамики (FDTD) при помощи коммерческого программного пакета *Lumerical FDTD Solutions*. Исследовалась относительная интенсивность электрического поля оптической волны $B(x, y, z) = |\mathbf{E}(x, y, z)|^2 / E_0^2$ (E_0 - амплитуда поля падающей волны) в окрестности каждого микротороида.

Численные оценки параметров ФНС представлены на серии графиков на рис. 2. Здесь же для сравнения показаны соответствующие значения длины L_s , ширины по двум координатным

осям R_{xs}, R_{ys} , пиковой интенсивности B_{ms} и параметра качества $Q = (B_m L) / \min\{R_x, R_y\}$ для сферической частицы радиусом $R=2\lambda$ и показателем преломления $n=1.6$.

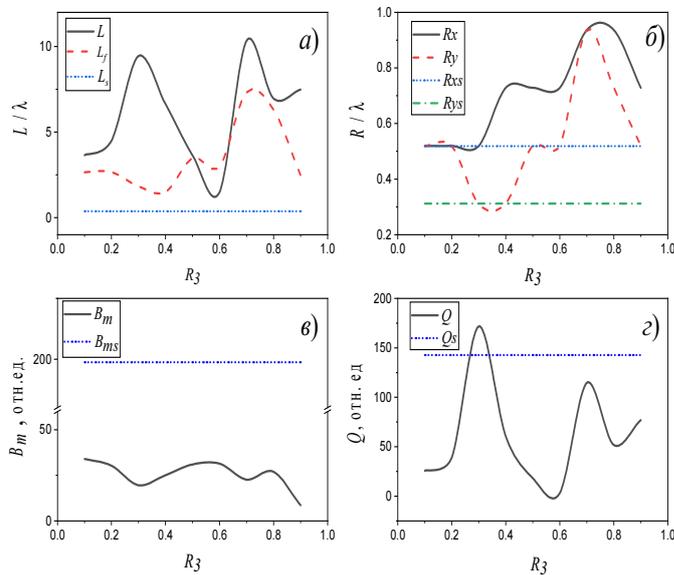


Рисунок2- Параметры ФНС, сформированной уединенной тороидальной частицей, расположенной на силиконовой подложке, при варьировании размера ее внутреннего сечения: а) длина L и фокусное расстояние L_f ; б) поперечный размер R ; в) пиковая интенсивность B_m ; г) критерий качества Q . Прямая на каждом графике соответствует значениям параметров ФНС для сферической частицы

В целом, сравнивая параметры ФНС, формируемые одиночными тороидом и сферой следует отметить, что независимо от диаметра внутреннего отверстия непоглощающий стеклянный тороид всегда формирует струи большей протяженности, чем сфера с аналогичными оптическими свойствами. Безусловным преимуществом сферических микрочастиц является способность фокусировать оптическое поле в пространственно локализованные области сверхвысокой интенсивности. При крайне малой протяженности струи ($L \approx 0.37\lambda$) ее интенсивность достигает пиковых значений $B_m \approx 200$, что в несколько раз превышает соответствующее значение для тороида.

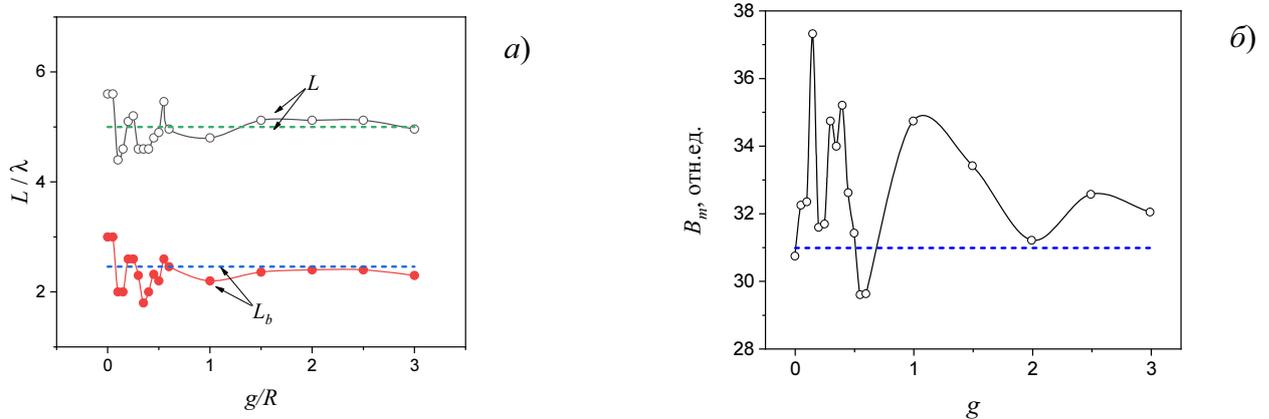


Рисунок3- Длина L (а) и пиковая интенсивность B_m (б) ФНС для кластера микротороидов при варьировании расстояния между частицами g/R . Штриховыми линиями обозначены соответствующие параметры для одиночного микротороида

На рис. 3 показаны параметры формируемых фотонных наноструй для кластера идентичных микрочастиц, расположенных на прозрачной подложке. Расстояние между частицами в кластере изменялось от $g/R=0$ до $g/R=1$, что соответствует различным типам упаковки тороидов от плотной до разреженной, соответственно.

Очевидно, что для плотно упакованных частиц продольная структура ФНС становится более сложной, отражая влияние коллективных интерференционных эффектов в трансформацию фотонного потока. Увеличение расстояния между тороидами (разреженная упаковка частиц) приводит к ослаблению влияния соседних частиц и, как следствие, сглаживанию продольного профиля ФНС.

Заключение

Установлено, что параметры ФНС (длина, ширина, максимум интенсивности) являются весьма чувствительными к пространственной конфигурации рассеивающей излучение частицы. Так, тороиды с радиусом внутреннего сечения $R_3 \approx 0.5 \div 0.6R$ формируют пространственно локализованные, высокоинтенсивные световые потоки. Увеличение, либо уменьшение R_3 приводит к неустойчивости исследуемых параметров, например, резкому увеличению длины ФНС, падению пиковой интенсивности.

Использование однослойного массива идентичных микротороидов меняет структуру ближнего поля рассеяния. Влияние соседних частиц при формировании ФНС связано с взаимной интерференцией оптических полей и, главным образом, проявляется в пульсациях интенсивности и длины фотонной струи, что приводит к пространственному «разрыву» ФНС на отдельные сегменты вдоль вектора распространения оптической волны при изменении периода кластерной решетки. Наиболее сильно данный эффект проявляется для плотно упакованных частиц.

Показано, что при определенном расположении частиц в кластере становится возможным реализовать ФНС с параметрами, существенно лучшими, чем для изолированного тороида. Так, дифракционное взаимодействие полей от отдельных тороидов может существенно увеличить общую протяженность струи (случай плотно упакованных частиц). Кроме того, использование кластера частиц практически всегда, за исключением отдельных случаев, приводит к формированию ФНС с более высокими значениями пиковой интенсивности, что является принципиальным моментом при реализации ряда практических задач.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта № АААА-А17-117021310143-2, а также гранта РФФИ № 19-47-700001 p_a.

ОСОБЕННОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА МИКРОКАПСУЛОЙ С ЗОЛОТЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ

Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск

e-mail: ygeints@iao.ru, zza@iao.ru, pek@iao.ru

Представлены исследования поглощающей способности полый сферической микрочастицы – микрокапсулы, в оболочку которой добавлены сильно поглощающие золотые наночастицы сферической и цилиндрической пространственных форм. С помощью численного моделирования получены спектры поглощения легированной наночастицами микрокапсулы в видимой и ближней ИК областях спектра. Установлено, что эффективность поглощения капсулы зависит от морфологии нановключений. В частности, происходит заметное усиление поглощения капсулы в областях резонансного возбуждения поверхностных плазмонных мод наночастиц. Дисперсия поглощения уменьшается с увеличением объемного содержания наночастиц в микрокапсуле, а также при смешивании нановключений различных форм (сферы+стержни). В этом случае становится возможным получить близкий к равномерному спектр поглощения капсулы в рассматриваемом диапазоне длин волн.

Введение

Полимерные полые микро- и наночастицы – микрокапсулы, являются активно изучаемыми объектами в различных областях науки и технологии, от наномедицины, фармацевтики и нанокосметологии до нанофотоники, нанохимии и биотехнологии. Технология изготовления микрокапсул представляет собой важную инженерную задачу и к настоящему времени может быть реализована различными способами от полимеризации мономеров на эмульгированных микроядрах, до полиионной послойной сборки на твердофазных шаблонах. Наиболее распространенным способом придания микрокапсуле оптической активности в желаемом спектральном диапазоне является добавление в ее оболочку восприимчивых к излучению дисперсных включений нанометровых размеров, как правило, металлов или их солей. Распределенные по объему оболочки металлические наночастицы преобразуют поглощенный свет в тепло, которое выделяется в поликомпозитный материал матрицы микрокапсулы, приводя к неоднородному распределению ее температуры. Это, в свою очередь, может запустить или изменить скорость протекания физико-химических реакций в оболочке капсулы и привести к ее деградации и высвобождению полезного груза.

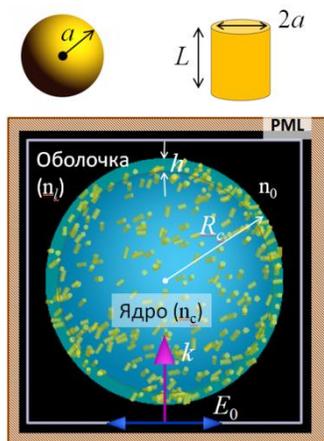
В настоящей работе рассмотрена задача о поглощении лазерного излучения микронной капсулой, в оболочку которой внедрены наночастицы золота. С помощью численных расчетов

уравнений Максвелла по методике вычислительной электродинамики мы показываем, что вполне вероятно ситуация, когда первоначально оптически прозрачная микрокапсула после модификации (легирования) ее оболочки золотыми наночастицами различных пространственных форм приобретает оптическое поглощение уже с иной дисперсионной характеристикой, чем у изолированных частиц. В частности, наблюдается уширение линии дипольного ЛППР, а в случае с металлическими наностержнями происходит подавление продольной моды плазмонного резонанса. Эти отличия становятся более выраженными при увеличении объемной доли легирующих включений.

Методика моделирования поглощения света легированной микрокапсулой

Для моделирования электродинамической задачи рассеяния и поглощения оптического излучения в многослойной сферической частице, содержащей нановключения, использовался метод конечных разностей во временной области (Finite-Difference Time-Domain, FDTD) с применением программного пакета *Lumerical FDTD Solutions*. Общее число «ячеек Yee» составляло несколько миллионов при минимальном шаге пространственной схемы 4 нм и временном шаге порядка 0.01 фс.

Модельная микрокапсула (рис. 1) представляла собой шар с внешним радиусом $R_c = 500$ нм, состоящий из водного ядра, имитирующего карго, и поликомпозитной (PE-SiO₂) оболочки толщиной $h = 50$ нм с внедренным поглощающим излучение нанодисперсным компонентом в форме золотых сфер или цилиндрических стержней. Оптический показатель преломления ядра и оболочки составлял $n_c = 1.33$ и $n_l = 1.45$, соответственно. Варьировались длина волны излучения (λ) и параметры металлической примеси, а именно общее число частиц (N), их размеры и форма.



Окружающая микрокапсулу среда считалась водой с показателем преломления $n_0 = n_l$. Были рассмотрены четыре типа примесных наночастиц: сферы со средними радиусами $a = 14$ и 20 нм, а также цилиндрические стержни с параметрами $(a \times L) = 10 \times 40$ и 10×60 нм².

Рисунок 1 - 2D-структура микрокапсулы, легированной наночастицами сферической и цилиндрической форм

По результатам расчетов распределения электромагнитного поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ вычислялся фактор эффективности поглощения микрокапсулой $Q_{abs} = P_{abs} / \pi R_c^2 I_0$, где полная поглощенная мощность излучения P_{abs} рассчитывалась посредством интегрирования усредненного по времени оптического поля по объему микросферы V_c : $P_{abs} = \frac{\pi c \epsilon_0}{\lambda} \int_{V_c} d\mathbf{r} \epsilon''(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2$ (ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ'' - мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости поглощающих зон частицы, c - скорость света в вакууме, $I_0 = (cn_0 \epsilon_0 / 2) E_0^2$ - интенсивность падающей волны).

Обсуждение результатов моделирования

На рис. 2 показаны спектральные профили фактора эффективности поглощения Q_{abs} микрокапсул, легированных сферическими и цилиндрическими наночастицами. Объемная доля поглощающей примеси внутри оболочки $\delta = V_d / V_{sh}$ могла варьировать и задавать широкий диапазон эффективного поглощения от практически прозрачной капсулы с общим числом нановключений порядка $N \approx 250$, до плотно упакованной сборки наночастиц с $N \approx 2200$ ($\delta = 18\%$) и высоким поглощением.

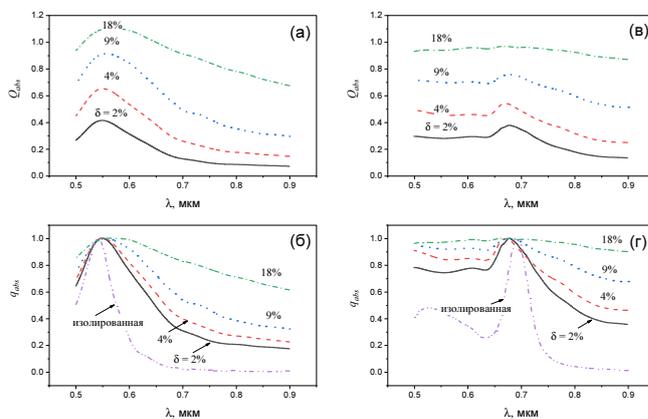


Рисунок 2- Эффективность поглощения Q_{abs} (а,в) и нормированная эффективность поглощения q_{abs} (б,г) микрокапсулы с примесью 14 мкм наносфер (а,б) и наностержней с $L = 40$ нм (в,г). Фиолетовые кривые построены для изолированных наночастиц

Изменение размерных параметров наночастиц даже в рамках одной пространственной формы (сферы, цилиндры) сказывается на спектральной зависимости поглощения микрокапсулы. На рис. 3 сведены вместе дисперсионные характеристики фактора эффективности Q_{abs} для всех используемых типов примесных частиц. Различные дисперсионные характеристики поглощения, которые получает капсула при легировании ее частицами сферической или цилиндрической форм,

позволяют сконструировать сферический микроконтейнер с близким к нейтральному спектральным поглощением оболочки. Из рис. 3 (синие кривые) следует что, при использовании специфической легирующей смеси из наносфер (20%, $a = 14$ нм) и разновеликих наностержней (80%) возможно существенно снизить спектральные вариации поглощения микрокапсулы

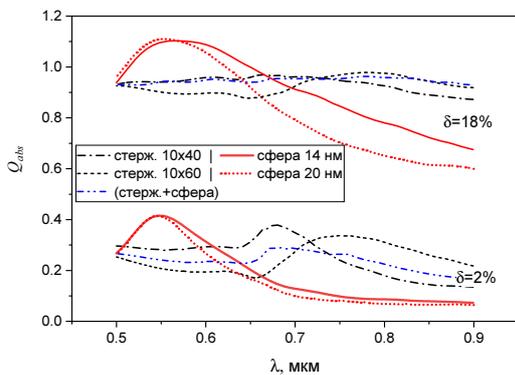


Рисунок 3- Зависимость поглощения микрокапсулы от формы наночастиц

Заключение

Поглощающая способность изначально прозрачной сферической микрокапсулы эффективно управляется путем добавления необходимого количества сильно поглощающих нанометровых частиц (золото). При этом при достаточно невысокой доле нановключений в оболочке капсулы (~18%) возможно довести ее сечение поглощения до уровня абсолютно поглощающего шара ($Q_{abs} \approx 1$). Спектральная характеристика поглощения капсулы оказывается достаточно неоднородной в рассмотренном диапазоне длин волн падающего излучения (от 0.5 мкм до 0.9 мкм) и зависящей от пространственной формы нановключений. В некоторых спектральных областях наблюдается усиление поглощения капсулы за счет резонансного возбуждения поверхностных плазмонных мод наночастиц (от 540 нм до 570 нм для сфер, от 670 нм до 770 нм для стержней различного форм-фактора). В длинноволновом крыле спектра эффективность поглощения излучения легированной наночастицами капсулы, как правило, снижается вследствие уменьшения размерного параметра Mi и падения коэффициента поглощения массивного золота. Спектральная неоднородность поглощения уменьшается с увеличением объемного содержания наночастиц в микрокапсуле. Путем смешивания наночастиц различной формы (сферы, стержни) возможно получить квазинейтральный спектр поглощения капсулы в рассматриваемом диапазоне длин волн.

Исследования проведены за счет гранта Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ проект № 19-47-700001 p_a).

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ СИНУСОИДАЛЬНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ

Петров Д.В.¹, Костенко М.А.¹, Щербаков А.А.²

¹ ФГБУН Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск

² Национальный исследовательский университет ИТМО, г. Санкт-Петербург

dpetrov@imces.ru, matvey_mtv97@mail.ru, alex.shcherbakov@phystech.edu

Многообещающим методом анализа состава газовых сред является поверхностно-усиленная спектроскопия КР. В работе представлены результаты теоретических расчетов параметров синусоидальных периодических металл-диэлектрических структур необходимых для усиления электромагнитного поля в рассеивающем объеме за счет возбуждения распространяющихся поверхностных плазмон-поляритонов.

Одним из путей повышения интенсивности сигналов комбинационного рассеяния света (КР) является их поверхностное усиление, именуемое в зарубежной литературе Surface Enhanced Raman Scattering (SERS). Данный эффект заключается в значительном усилении сигналов КР молекул, находящихся вблизи SERS-активной поверхности и обеспечивается совместным действием двух механизмов: химического и электромагнитного. Считается, что электромагнитный механизм усиления в большей степени обусловлен возбуждением плазмонов, которые представляют собой связанные колебания объемной электромагнитной волны в диэлектрике и электронов проводимости в металле. На наш взгляд, перспективными являются распространяющиеся поверхностные плазмон-поляритоны (РППП) возбуждаемые на решетках, по причине простоты изготовления соответствующих активных поверхностей, обеспечивающих воспроизводимые результаты. Данное исследование направлено на изучение взаимосвязей между параметрами периодических структур покрытых серебром и эффективностью возбуждения на их поверхности РППП. В качестве объектов исследований были выбраны голографические решетки.

Моделирование решеток производилось с помощью метода обобщенных источников в криволинейных координатах, подробное описание которого приведено в [1–3]. Этот метод основан на решении интегрального объемного уравнения типа Липпмана-Швингера в Фурье пространстве и объединяет идею криволинейного преобразования профиля решетки к плоскости [4] с быстрым и эффективным численным методом решения системы алгебраических уравнений с матрицей специального вида [5].

Метод позволяет с контролируемой точностью производить расчет многослойных периодических в одном или двух измерениях плазмонных структур с гладкими профилями, а низкая вычислительная сложность метода позволяет провести оптимизацию рассматриваемых структур по всем возможным параметрам. В дополнение к высокой эффективности метод имеет экспоненциальную сходимость в случае синусоидальных профилей [1], что позволило нам тщательно контролировать точность вычислений. Дополнительно проверка получаемых решений производилась путем сравнения отдельных результатов с методом Шандезона [4].

В наших расчетах мы зафиксировали следующие параметры. Длина волны лазера – 532 нм, материал металлической пленки – серебро, поскольку в видимом диапазоне длин волн, оно обладает большей величиной усиления локального электромагнитного поля по сравнению с другими металлами, ввиду высокого отношения действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости. Значение диэлектрической проницаемости было принято равной $\epsilon_{Ag} \approx -12 + 0.3i$. Угол падения лазерного излучения был выбран 15 градусов, поскольку при используемой оптике, предназначенной для сбора рассеянного излучения с поверхности решетки, отраженное лазерное излучение не направляется внутрь спектрометра.

На первом этапе, был осуществлено определение оптимального периода решетки для возбуждения РППП плоскополяризованной падающей волной имеющей Р-поляризацию (коллинеарная геометрия). На рис. 1 показаны зависимости коэффициента отражения нулевого порядка от периода решетки для различных значений высоты штрихов и толщин серебряной пленки. Можно видеть, что около значений 0,67 мкм и 0,4 мкм наблюдаются два оптимума. Они соответствуют возбуждению РППП на границах раздела пленок «+1» и «-1» порядками решетки. Согласно приведенным данным следует, что существует оптимальная глубина решетки с точки зрения добротности резонанса. Таким образом, исходя из полученных данных, были выбраны два периода решеток 0,67 мкм и 0,4 мкм и дальнейшая оптимизация проводилась для данных параметров.

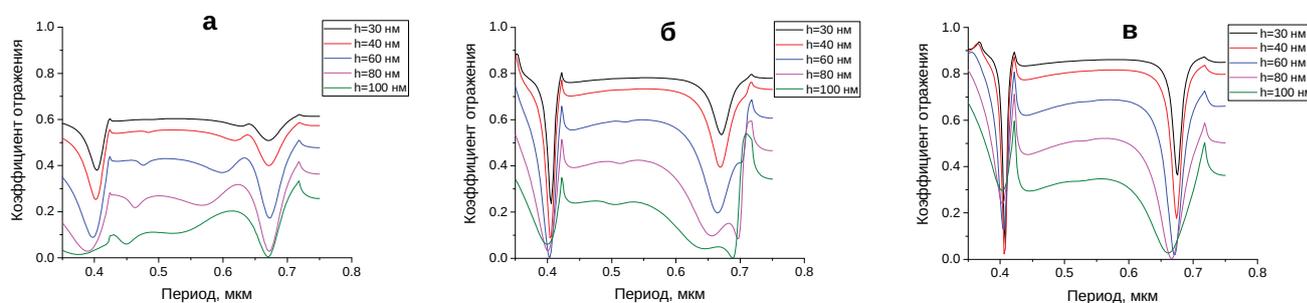


Рисунок 1 – Зависимость коэффициента отражения от периода решетки для различной высоты штрихов при толщинах серебряной пленки 20 (а), 30 (б) и 40 нм (в).

Из-за резонансного характера, эффективность эффекта возбуждения плазмонов на решетках с тонкими металлическими пленками сильно зависит от высоты штрихов решетки и толщины металлической пленки, поэтому далее мы сосредоточились на оптимизации этих параметров. На рис. 2 и рис. 3 приведены зависимости коэффициентов отражений для выбранных периодов при различных значениях высоты штрихов и толщин серебряной пленки.

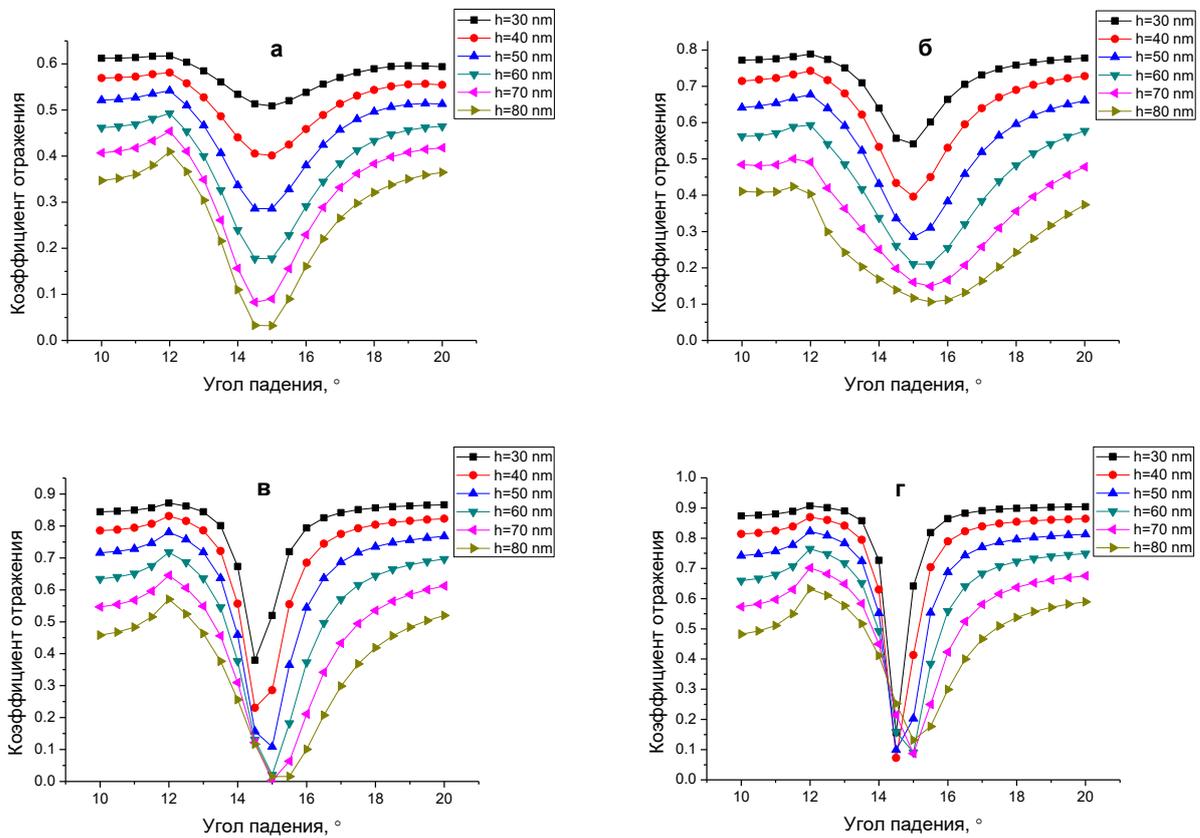
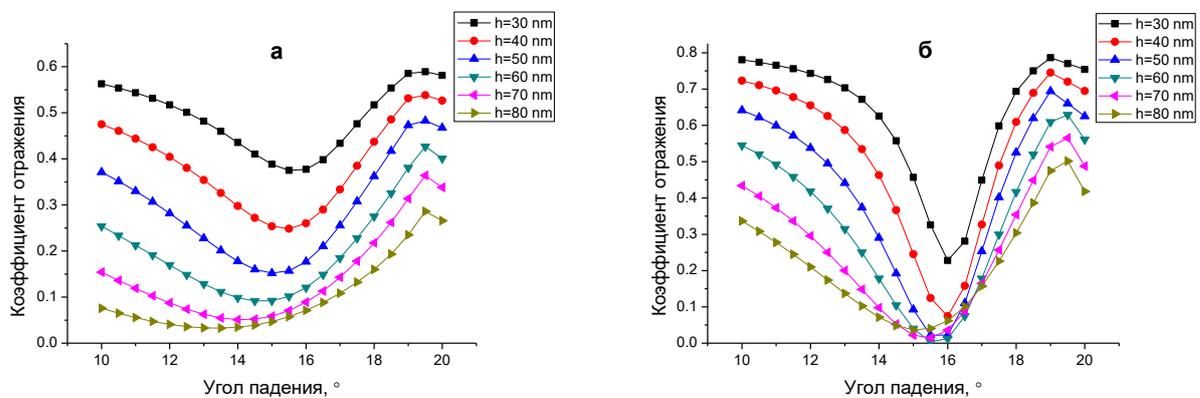


Рисунок 2 – Зависимость коэффициента отражения решеток с периодом 0,67 мкм от угла падения излучения (532 нм) для различной высоты штрихов при толщине серебряной пленки 20 нм (а), 30 нм (б), 40 нм (в), 50 нм (г)



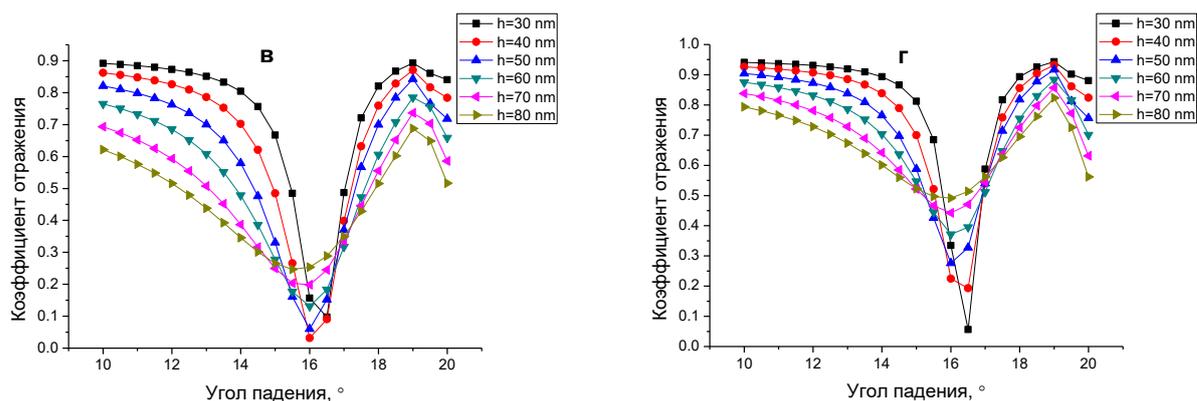


Рисунок 3 – Зависимость коэффициента отражения решеток с периодом 0,4 мкм от угла падения излучения (532 нм) для различной высоты штрихов при толщине серебряной пленки 20 нм (а), 30 нм (б), 40 нм (в), 50 нм (г)

Таким образом, согласно проведенным работам по моделированию, наибольшей эффективностью возбуждения РППП будут обладать решетки со следующими параметрами. Для периода 0,4 мкм оптимальной является высота штрихов 50-70 нм при толщине серебряной пленки 30 нм, и высота штрихов 40-60 нм при толщине серебряной пленки 40 нм. Для периода 0,67 мкм оптимальной является высота штрихов 60-80 нм при толщине серебряной пленки 40 нм.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-48-703020.

1. Shcherbakov A.A., Tishchenko A. V. Efficient curvilinear coordinate method for grating diffraction simulation // Opt. Express. 2013. Vol. 21, № 21. P. 25236.
2. Shcherbakov A.A., Tishchenko A. V. Generalized source method in curvilinear coordinates for 2D grating diffraction simulation // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2017. Vol. 187. P. 76–96.
3. Shcherbakov A.A. Curvilinear coordinate generalized source method for gratings with sharp edges // J. Opt. Soc. Am. A. 2019. Vol. 36, № 8. P. 1402.
4. Chandezon J., Maystre D., Raoult G. A new theoretical method for diffraction gratings and its numerical application // J. Opt. 1980. Vol. 11, № 4. P. 235–241.
5. Shcherbakov A.A., Tishchenko A. V. Fast numerical method for modelling one-dimensional diffraction gratings // Quantum Electron. 2010. Vol. 40, № 6. P. 538–544.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПРОИЗВОДНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И СКОРОСТИ В ГОРНОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, РФ, nosov@iao.ru

Ключевые слова: атмосферная турбулентность, теория подобия, пространственные производные

В работе представлены новые результаты измерений вертикальной производной средней температуры и средней скорости горизонтального ветра турбулентной атмосферы в горном пограничном слое. Измерения были произведены в июле - августе 2019 г. в горном районе Саянской солнечной обсерватории (ССО) Института солнечно-земной физики СО РАН. Эти измерения являются продолжением предыдущих исследований авторов статьи, посвященных экспериментальному изучению пространственных производных средних характеристик атмосферной турбулентности над территориями горных обсерваторий. Для измерений использован новый мобильный аппаратно-программный ультразвуковой комплекс АМК-03-4, разработанный для измерения статистических характеристик различных метеополей в турбулентной атмосфере и их пространственных производных. В работе предложен новый усовершенствованный алгоритм определения и устранения систематических ошибок при вычислении производных из полученных экспериментальных данных.

Показано, что при больших (по модулю) отрицательных числах Монина-Обухова вертикальная производная средней температуры близка к отрицательной постоянной величине, а при больших положительных числах - к положительной постоянной. Этот результат подтверждает данные наших измерений 2018 г. и дополняет их. Особенный интерес представляют данные в области положительных чисел Монина-Обухова (соответствующей устойчивой стратификации), для которой поведение производных ранее не было исследовано (и отсутствуют данные в мировой научной литературе). Поэтому данные измерений 2019 г. можно рассматривать как подтверждение нового значимого результата в теории подобия Монина-Обухова.

В настоящей работе представлены новые результаты измерений вертикальной производной средней температуры и средней скорости горизонтального ветра турбулентной атмосферы в горном пограничном слое. Скорость ветра рассматривается как продольная (по направлению вектора средней скорости ветра) компонента в горизонтальной системе координат. Вертикальная производная – это пространственная производная по высоте z , отсчитываемой от подстилающей поверхности (по вертикали). Измерения были произведены в июле - августе 2019 г. в горном районе Саянской солнечной обсерватории (ССО) Института солнечно-земной физики СО РАН. Эти измерения являются продолжением предыдущих исследований авторов, посвященных экспериментальному изучению пространственных производных средних характеристик атмосферной турбулентности над территориями горных обсерваторий [1–5].



Рис. 1. Вид ультразвукового метеорологического комплекса АМК-03-4

В отличие от предыдущих исследований, выполненных ранее в 2002, 2005 гг. [3–5], состояние турбулентной атмосферы, как и в [1], контролировалось новым ультразвуковым автономным метеорологическим комплексом АМК-03-4 (см. рис. 1). Метеокомплекс был установлен в 20 м восточнее автоматизированного горизонтального солнечного телескопа на мачте высотой 4 м. АМК-03-4 является мобильным аппаратно-программным ультразвуковым

термоанемометром, разработанным для измерения характеристик турбулентных метеополей [6]. Основным отличием АМК-03-4 от подобных измерителей является наличие четырех идентичных ультразвуковых термоанемометров (датчиков УГИ-75). Такая конструкция комплекса дает возможность регистрировать не только характеристики турбулентности, но и статистические характеристики пространственных производных турбулентных пульсаций температуры и ортогональных компонент скорости ветра вдоль осей декартовой системы координат [6]. Это позволяет исследовать пространственно-временную структуру турбулентности приземного слоя атмосферы для дальнейшего развития теории подобия Монина – Обухова [7]. В атмосферно-оптических исследованиях теория подобия обычно используется для расчета характеристик турбулентности, необходимых для прогноза распространения оптических волн в турбулентной атмосфере и улучшения качества изображений в телескопах.

Основную оценку погрешностей измерений пространственных производных с помощью метеоконкомплекса АМК-03-4 можно получить с использованием средних характеристик и теории подобия Монина-Обухова. В нашей работе [2] показано, что для вертикальной производной средней температуры в приземном слое (для стратификации близкой к нейтральной) относительная погрешность ее измерений составляет приблизительно $\Delta z / (2z)$, где Δz – вертикальное расстояние между термоанемометрами, а z – высота измерительной головки метеоконкомплекса над подстилающей поверхностью. Поэтому для $\Delta z = 35$ см [1, 2, 6] на высоте 2.5 м ($z = 2.5$ м) погрешность не превышает 7 % (на высоте 5 м погрешность составляет 3.5 %) и убывает с ростом высоты z над подстилающей поверхностью.

Указанные погрешности измерений производных достигаются, если известны и фиксированы систематические погрешности каждого датчика УГИ-75 в метеоконкомплексе. Эти систематические погрешности определяются техническими возможностями градуировки датчиков УГИ-75. Для температуры они обычно не превышают 0,3 °С, для скорости ветра – 0,15 м/с. Несмотря на предварительную (перед измерениями, программными средствами) градуировку датчиков, в процессе продолжительных измерений систематические погрешности каждого датчика в метеоконкомплексе изменяются. Это связано как с нагревом датчиков солнечным излучением, так и их охлаждением воздушными потоками (включая осадки и др.). Такие измерения систематической погрешности можно назвать климатическими. Так как систематическая погрешность датчика больше достигаемой пороговой чувствительности измерений турбулентной температуры, то климатические изменения систематической погрешности приводят к значительным ошибкам в измерениях производных турбулентных

метеополей. Поэтому в измерениях производных влияние систематических погрешностей разных датчиков необходимо устранять.

Авторами разработан новый усовершенствованный алгоритм определения и устранения систематической ошибки при вычислении производных из полученных экспериментальных данных. Алгоритм использует результаты традиционной теории подобия Мони́на-Обухова в области безразличной стратификации, для которой имеется надежное экспериментальное подтверждение [7].

В теории подобия Мони́на – Обухова известны [7] формулы для вертикальной пространственных производных средних абсолютной температуры T и горизонтальной скорости течения u в случае плоскопараллельных течений (изотропный пограничный слой [3])

$$dT / dz = (T^* / z) \varphi(\zeta), \quad du / dz = V^* \varphi(\zeta) / (\alpha z), \quad (1)$$

где T^* – масштаб турбулентного температурного поля, V^* – турбулентный масштаб скорости (скорость трения), $\zeta = z/L$ – число Мони́на-Обухова, $\varphi(\zeta)$ – универсальная функция подобия, задающая тип стратификации, $\alpha = 0.4$ – постоянная Кармана. Для нейтральной стратификации в изотропном пограничном слое, которая характеризуется значением числа Мони́на-Обухова, близким к нулю ($\zeta \rightarrow 0$, точнее $|\zeta| < \zeta_0$, $\zeta_0 = 0.05$ [7]), функция подобия, как известно [7], близка к единице ($\varphi(\zeta) \rightarrow 1$). Формулы (1) получили надежное экспериментальное подтверждение в изотропном пограничном слое, прежде всего в области безразличной температурной стратификации ($|\zeta| < \zeta_0$) [3, 7]. В свое время, они представляли собой первичные полуэмпирические гипотезы, усложнение которых привело к полуэмпирическим гипотезам в анизотропном пограничном слое [3, 4, 7]. Согласно (1) вертикальные производные средней температуры T и скорости течения u в первую очередь определяются турбулентными масштабами температуры T^* и скорости ветра V^* .

В настоящей работе на основании формул (1) (с использованием теории подобия) получена новая (более точная, чем в [1, 2]) формула для вычисления реальных значений вертикальных производных параметров турбулентной атмосферы из зарегистрированных значений этих производных. Для вертикальных реальных (истинных) производных средних температуры $\partial T / \partial z$ и скорости ветра $\partial u / \partial z$ на высоте z_1 от подстилающей поверхности, соответствующей высоте нижнего анемометра комплекса АМК-03-4, формулы имеют вид:

$$\partial T / \partial z = (\{dT / dz\}^{\text{изм}} - \{dT / dz\}^{\text{изм}}|_{\zeta \rightarrow 0}) / (1 - \Delta z / 2z_1) + \{[T^*(\zeta) / z_1] \varphi(\zeta)\}|_{\zeta \rightarrow 0}, \quad (2)$$

$$\partial u / \partial z = (\{du / dz\}^{\text{изм}} - \{du / dz\}^{\text{изм}}|_{\zeta \rightarrow 0}) / (1 - \Delta z / 2z_1) + \{[V^*(\zeta) / (\alpha z_1)] \varphi(\zeta)\}|_{\zeta \rightarrow 0}, \quad (3)$$

$$\{dT / dz\}^{\text{изм}} = (T(z_1 + \Delta z) - T(z_1)) / \Delta z, \quad \{du / dz\}^{\text{изм}} = (u(z_1 + \Delta z) - u(z_1)) / \Delta z,$$

$$z_1 = 3.96 \text{ м}, \quad z_2 = 4.31 \text{ м}, \quad \Delta z = z_2 - z_1 = 0.35 \text{ м}.$$

Здесь $\{dT/dz\}^{\text{изм}}$ и $\{du/dz\}^{\text{изм}}$ – измеренные комплексом АМК-03-4 значения производных средней температуры и средней скорости течения (для конкретного значения ζ , зарегистрированного в измерениях); Δz – вертикальное расстояние между термоанемометрами. Слагаемые в формуле (2), помеченные символом $\zeta \rightarrow 0$, соответствуют некоторому (выбранному из всего сеанса наблюдений) значению ζ , близкому к нулю ($|\zeta| < \zeta_0$).

Суть алгоритма (2) заключается в устранении систематической погрешности из данных измерений пространственных производных $\partial T/\partial z$ и $\partial u/\partial z$. Указанная погрешность представляет собой разность систематических погрешностей измерений средних температур и скоростей ветра разными ультразвуковыми датчиками, размещенными на отличающихся высотах в измерительной головке метеокомплекса АМК-03-4. Она предварительно вычисляется, используя традиционную теорию подобия в интервале значений ζ ($\zeta \rightarrow 0$), где эта теория неоднократно экспериментально проверена.

За две недели наблюдений с 29 июля по 07 августа 2019 г. получен достаточно большой массив зарегистрированных данных в условиях ясного неба (хотя измерения прерывались при плохих метеорологических условиях – за время наблюдений по несколько дней шел дождь). В то же время, для выявления закономерностей поведения таких достаточно чувствительных характеристик как пространственные производные, зарегистрированных в 2019 г. данных еще недостаточно, требуется дополнительный набор статистики в новых сеансах измерений. Здесь мы приводим первые результаты 2019 г., которые, тем не менее, согласуются с экспериментальными данными наших более ранних работ [1, 2].

С целью уменьшения влияния климатических изменений систематических погрешностей датчиков метеокомплекса, данные измерений для вертикальных производных параметров атмосферы отбирались так, чтобы за время одной серии наблюдений климатические условия над территорией ССО оставались стабильны. Например, температура (за счет суточного хода) увеличивалась на 4-5 градусов днем по сравнению с утренними или вечерними часами. Поэтому выбиралась серия наблюдений за ограниченное время (2-5 часов), за которое температура изменялась не более чем на два градуса. Так как на изменение температуры значительно влияет освещенность солнцем места измерений, то данные отбирались так, чтобы условие наличия или отсутствия ясного неба также не изменялось за время серии измерений.

Требовалось также, по возможности, выбрать такие условия измерений, чтобы были применимы положения традиционной теории подобия Монина-Обухова. Последнее соответствует выбору в эксперименте таких временных интервалов наблюдения, чтобы среднее направление преимущественного ветра за время одной выбранной серии значительно не

изменялось. Кроме того, для приведенных на рис. 2, 3 данных из всех зарегистрированных выделялись данные с направлением ветра с юга со стороны ровной подстилающей поверхности, для которых применимы положения традиционной теории подобия Монина-Обухова.

На рис. 2, 3 приведены экспериментальные вертикальные пространственные производные турбулентных флуктуаций температуры dT/dz (рис. 2) и скорости ветра du/dz (рис. 3) для разных сеансов измерений. Экспериментальные производные получены с использованием формул (2), (3) из данных длительных двухнедельных измерений при помощи ультразвукового комплекса АМК-03-4, в котором производные вычисляются как разности значений средних температур (за время осреднения в каждом сеансе измерений) для двух датчиков, находящихся на разных высотных уровнях друг над другом.

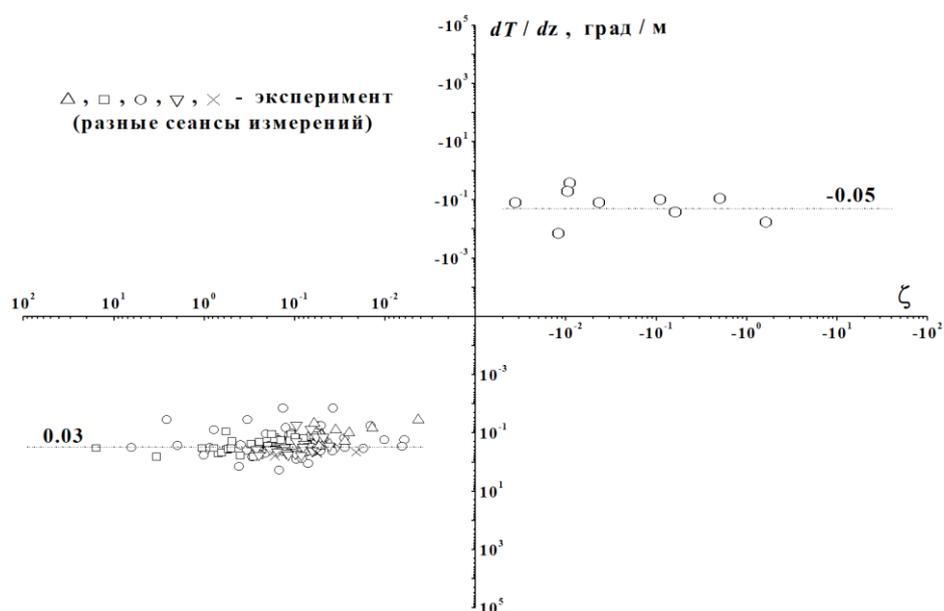


Рис. 2. Экспериментальные вертикальные производные средней температуры воздуха dT/dz в горном пограничном слое. Различные символы использованы для пяти различных сеансов измерений с 29 июля по 07 августа 2019 г. Сеансы измерений: ∇ – 29-30.07.19, Δ – 30.07.19, \square – 31.07.19, \circ – 03.08.19, \times – 06.08.19.

В наших измерениях в ССО в 2019 г. данные для вертикальных производных dT/dz в области отрицательных значений ζ (неустойчивая стратификация, рис. 2) зарегистрированы только в одном из сеансов наблюдений 31.07.2019 с 13 ч 45 мин по 20 ч 15 мин (6,5 часов). Тем не менее, как показывает сравнение, наблюдается хорошее согласие новых данных для dT/dz с нашими измерениями и прошлых лет (2002, 2005 [3–5]), и первыми измерениями с использованием ультразвукового комплекса АМК-03-4 в 2018 г. [1, 2], когда данных для области отрицательных ζ (неустойчивая стратификация) было зарегистрировано больше.

На рис. 2 приведены также новые данные измерений пространственных производных температуры dT/dz в области положительных ζ (устойчивая стратификация). Как видно из рис. 2, при больших (по модулю) отрицательных числах Монина-Обухова вертикальная

производная средней температуры близка к отрицательной постоянной величине, а при больших положительных числах – к положительной постоянной. Этот результат подтверждает данные наших измерений 2018 г. [1, 2] и дополняет их. Особенный интерес представляют данные в области положительных чисел Мони́на-Обухова (соответствующей устойчивой стратификации), для которой поведение производных ранее не было достаточно исследовано (и, кроме наших результатов [1, 2], отсутствуют данные в мировой научной литературе). Поэтому данные измерений 2019 г. можно рассматривать как подтверждение нового значимого результата в теории подобия Мони́на-Обухова.

На рис. 3 приведены экспериментальные вертикальные пространственные производные турбулентных флуктуаций средней скорости ветра du/dz для разных сеансов измерений 2019 г.

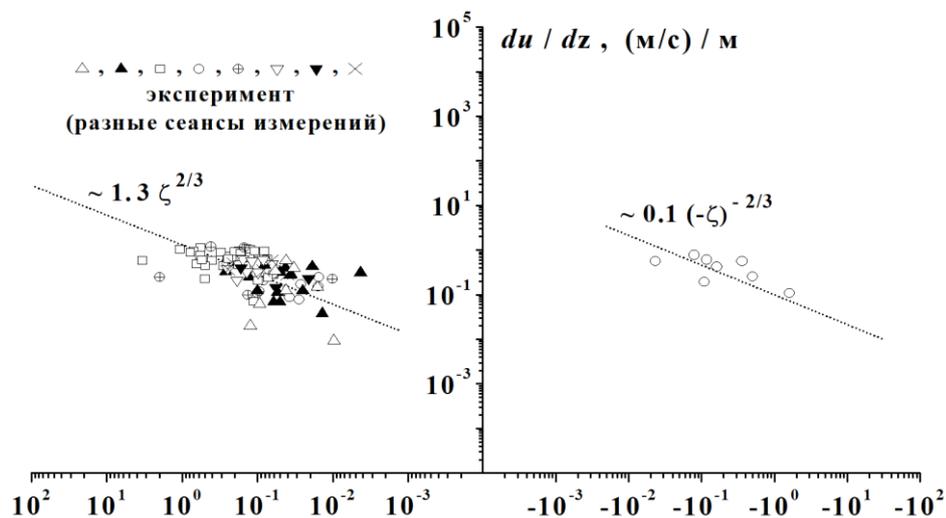


Рис. 3. Экспериментальные вертикальные производные средней скорости ветра du/dz в горном пограничном слое. Различные символы использованы для восьми различных сеансов измерений с 29 июля по 07 августа 2019 г.

Сеансы измерений: \triangle – утро 30.07.19, \blacktriangle – день 30.07.19, \square – утро 31.07.19, \circ – день 31.07.19, \oplus – 02.08.19, ∇ – день 06.08.19, \blacktriangledown – вечер 06.08.19, \times – 07.08.19.

Для восьми разных сеансов измерений с 29 июля по 07 августа 2019 г. на рис. 3 использованы различные символы. Для отрицательных чисел Мони́на-Обухова ζ (неустойчивая стратификация), зарегистрированный диапазон изменения составил: $-1.6 \leq \zeta \leq -0.02$ (сеанс наблюдений 31.07.2019 с 13 ч 45 мин по 20 ч 15 мин (всего 6,5 часов)), для положительных чисел: $+0.01 \leq \zeta \leq +1$ (устойчивая стратификация, все сеансы наблюдений). Для области значений ζ вблизи нуля требуются дополнительные измерения.

Как видно из рис. 3, все зарегистрированные значения вертикальных производных средней скорости du/dz , как в целом, так и внутри каждого сеанса измерений с номером i устойчиво группируются около определенных сглаженных степенных зависимостей. Эти зависимости представляют собой переходные формы к асимптотикам производной du/dz при

больших (по модулю) числах ζ ($|\zeta| \gg 1$). Однако, в теории подобия, как известно [7], условия перехода к асимптотикам более слабые (именно, $|\zeta| \gg \zeta_0$, $\zeta_0 = 0.05$). Кроме того, как показывает сравнение с данными наших измерений прошлых лет (2002, 2005 [3–5]), показатели степени в этих зависимостях совпадают с показателями степени указанных асимптотик, поэтому их можно также назвать асимптотиками.

Для отрицательных чисел ζ (рис. 3) экспериментальные асимптотики вертикальной производной du/dz имеют вид:

$$(du/dz)_i = l_i (-\zeta)^{-2/3}, \quad \zeta < 0, \quad (3)$$

где l_i – экспериментальные константы для разных сеансов измерений. Такой же показатель степени асимптотики для больших (по модулю) отрицательных числах ζ получен нами ранее в измерениях 2002 г. Поэтому формула (3) подтверждает и дополняет данные нашей работы [3].

Для положительных чисел ζ (рис. 3) экспериментальные асимптотики du/dz можно задать формулой

$$(du/dz)_i = m_i \zeta^{2/3}, \quad \zeta > 0, \quad (4)$$

где m_i – экспериментальные константы для разных сеансов измерений. Этот результат для положительных чисел Мони́на-Обухова (устойчивая стратификация) представляет особенный интерес, так как поведение производных du/dz в этой области ранее не было исследовано (отсутствуют сведения в мировой научной литературе). Поэтому данные наших измерений 2019 г. можно рассматривать как новый значимый результат в теории подобия Мони́на-Обухова.

Выполненные в работе исследования поддержаны проектом П.10.3.5 (АААА-А17–117021310146-3) и проектом № 20-17-00187 Российского научного фонда.

1. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Пространственные производные средней температуры в турбулентной атмосфере горных обсерваторий // Труды XXV Международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», 2019. [Электронный ресурс, CD-ROM]. Томск: Изд. ИОА СО РАН. В42- В47.
2. Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V. Measurement of atmospheric turbulence characteristics by the ultrasonic anemometer and the calibration processes // Atmosphere. 2019. Special Issue "Atmospheric Turbulence Measurements and Callibration". V. 10, is. 8. 460.
3. Носов В.В., Емалеев О.Н., Лукин В.П., Носов Е.В. Полуэмпирические гипотезы теории турбулентности в анизотропном пограничном слое // Оптика атмосферы и океана. 2005. Т.18. № 10. С.845-862.
4. Belov V.V., Blaunshtein N., Kopeika N., Matvienko G.G., Nosov V.V., Sukhanov A.Ya., Tarasenkova M.V., Zemlyanov A.A. Monograph «Optical waves and laser beams in the irregular atmosphere», by ed. N. Blaunshtein and N. Kopeika. [Chapter 3, Nosov V.V. Atmospheric Turbulence in the Anisotropic Boundary Layer, pp. 67–180. doi.org/10.1201/9780203732960-4]. Boca Raton, London, New York: Taylor & Francis Group, CRC Press, USA. 2018. 334 p. Hardback ISBN 9781138105201. eBook ISBN 9780203732960.
5. Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V. Measurements of the anisotropic turbulence characteristics in the Mondy observatory region // XIII Joint International Symposium "Atmospheric and ocean optics. Atmospheric Physics". Материалы симпозиума (на англ. яз.). 2006. Томск: Изд. ИОА СО РАН. В-49. Р.88-89.
6. Азбукин А.А., Богушевич А.Я., Лукин В.П., Носов В.В., Носов Е.В., Торгаев А.В. Аппаратно-программный комплекс для исследований структуры полей турбулентных флуктуаций температуры и ветра // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31. № 5. С. 378-384.
7. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т.1. М.: Наука, 1965. 639 С.; Т.2. М.: Наука, 1967, 720 С.

ДИСКРЕТНАЯ ТЕОРИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В СИСТЕМЕ «АТМОСФЕРА-ОКЕАН»

Афанасьев В.П., Басов А.Ю., Будак В.П., Ефременко Д.С., Кохановский А.А.

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», г. Москва, Россия

Германский центр авиации и космонавтики (DLR), Институт технологий дистанционного зондирования (IMF), Оберпфаффенхофен, Германия

Vitrociset Belgium SPRL, Дармштадт, Германия

e-mail: v.af@mail.ru, BasovAIY@mpei.ru; budakvp@gmail.ru, efremenkods@gmail.com,

a.kokhanovsky@vitrocisetbelgium.com

В настоящей работе анализируется текущее состояние дискретной теории переноса излучения в системе «атмосфера-океан». Рассмотрены одномерная и трёхмерная модель. Показано, что дискретная теория даёт единственное решение для одномерной задачи. Все приближённые решения основаны на методе синтетических итераций, малоугловом приближении, матрично-операторном методе.

Ключевые слова: теория переноса излучения, метод дискретных ординат, синтетические итерации.

Теория переноса излучения является основным методом моделирования распространения излучения в системе «атмосфера-океан» в лучевом приближении [1]. В этом случае поле раскладывается на когерентную часть, которая определяет оптические характеристики среды, и некогерентную, которая связана с процессами многократного рассеяния излучения и удовлетворяет уравнению переноса излучения (УПИ). Данная работа посвящена численным методам решения УПИ в дискретном пространстве ординат.

Поскольку радиус Земли на два порядка больше, чем размеры тропосферы и океана, большинство моделей переноса излучения, используемых в дистанционном зондировании Земли, являются одномерными. Однако одномерные модели нельзя применять при больших углах наблюдения или зенитных углах падения. Кроме того, в системах «атмосфера-океан» важное практическое значение имеют точечные источники, например, маяки, прожекторы, лазеры, которые широко используются в системах навигации и связи. В таких случаях актуальными являются трёхмерные модели переноса излучения.

Рассмотрим слой мутной среды, облучаемый плоскопараллельным солнечным лучом. Направление падения определяется выражением $\hat{\mathbf{l}}_0 = \{\sqrt{1-\mu_0^2}, 0, \mu_0\}$, $\mu_0 = (\hat{\mathbf{z}}, \hat{\mathbf{l}}_0) = \cos \vartheta_0$, где μ_0 – косинус зенитного солнечного угла. В таком случае краевая задача описывается:

$$\begin{cases} (\hat{\mathbf{l}}, \nabla)L(z, \mathbf{r}, \hat{\mathbf{l}}) + \varepsilon(z)L(z, \mathbf{r}, \hat{\mathbf{l}}) = \frac{\sigma(z)}{4\pi} \oint_{\Omega} \chi(z; \hat{\mathbf{l}}, \hat{\mathbf{l}}')L(z, \mathbf{r}, \hat{\mathbf{l}}')d\hat{\mathbf{l}}', \\ L(z, \mathbf{r}, \hat{\mathbf{l}})|_{z=0, (\hat{\mathbf{z}}, \hat{\mathbf{l}}) \geq 0} = \delta(\hat{\mathbf{l}} - \hat{\mathbf{l}}_0), L(z, \mathbf{r}, \hat{\mathbf{l}})|_{z=d, (\hat{\mathbf{z}}, \hat{\mathbf{l}}) \leq 0} = \frac{\rho(\mathbf{r})}{\pi} \int_{(\hat{\mathbf{z}}, \hat{\mathbf{l}}) \geq 0} L(z, \mathbf{r}, \hat{\mathbf{l}}')(z, \hat{\mathbf{l}}')d\hat{\mathbf{l}}'. \end{cases} \quad (1)$$

где $L(\tau, \mu, \varphi)$ – яркость в направлении $\hat{\mathbf{i}} = \{\sqrt{1-\mu^2} \cos \varphi, \sqrt{1-\mu^2} \sin \varphi, \mu\}$, $\mu = (\hat{\mathbf{z}}, \hat{\mathbf{i}})$, $\tau = \int_0^z \varepsilon(\zeta) d\zeta$ – оптическая толщина, Λ альbedo однократного рассеяния, $\rho(\mathbf{r})$ – коэффициент отражения поверхности, $x(\hat{\mathbf{i}}, \hat{\mathbf{i}}')$ – индикатриса однократного рассеяния. Краевая задача определена в декартовой системе координат OXYZ, в которой ось OZ, направленная вниз перпендикулярно границе слоя, представляет собой единичный вектор вдоль OZ. Верхняя граница слоя расположена на $z = 0$.

По сути, краевая задача (1) представляет собой систему уравнений. Более того, эти уравнения линейны относительно $L(\tau, \mu, \varphi)$. Следовательно, решение может быть выражено как сумма общих решений в соответствии с принципом суперпозиции. Такая методика была рассмотрена в [2] и называется методом декомпозиции краевых задач:

$$L(z, \mathbf{r}, \hat{\mathbf{i}}) = D(z, \mathbf{r}, \hat{\mathbf{i}}) + L_S(z, \mathbf{r}, \hat{\mathbf{i}}), \quad (2)$$

где «дымка» $D(z, \mathbf{r}, \hat{\mathbf{i}})$ и составляющая с Ламбертовской поверхности удовлетворяют уравнению переноса излучения (1) и следующим граничным условиям:

$$\begin{cases} D(0, \mathbf{r}, \hat{\mathbf{i}}) = \delta(\hat{\mathbf{i}} - \hat{\mathbf{i}}_0); \\ D(z_0, \mathbf{r}, \hat{\mathbf{i}}) = 0. \end{cases} \quad (3)$$

«Дымка» относится только к рассеянию в атмосфере, в то время как Ламбертовская составляющая содержит излучение, которое отражается поверхностью.

Проанализируем численное решение краевой задачи в случае плоского параллельного источника:

$$\begin{cases} \mu \frac{\partial L(\tau, \hat{\mathbf{i}})}{\partial \tau} + L(\tau, \hat{\mathbf{i}}) = \frac{\Lambda}{4\pi} \oint L(\tau, \hat{\mathbf{i}}') x(\hat{\mathbf{i}}, \hat{\mathbf{i}}') d\hat{\mathbf{i}}', \\ L(\tau, \hat{\mathbf{i}})|_{\tau=0, \mu>0} = \delta(\hat{\mathbf{i}} - \hat{\mathbf{i}}_0), \quad L(\tau, \hat{\mathbf{i}})|_{\tau=0, \mu<0} = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Чтобы решить (4) численно, необходимо провести дискретизацию по углу путём замены интеграла рассеяния конечной суммой [3]. Такая замена невозможна, если есть особенности в угловом распределении яркости, поскольку особенность не может быть представлена в виде конечного ряда ни в каком базисе. В [4] было предложено выразить полное излучение в виде суммы прямого излучения источника и диффузной части. Такое представление стало необходимой отправной точкой в большинстве методов решения. Однако все природные объекты (аэрозоли, облака и т.д.) содержат взвешенные частицы, которые значительно больше длины волны падающего излучения. В соответствии с теорией Дж. Ми [5], фазовые функции однократного рассеяния для таких частиц сильно направлены вперед. Следовательно, в случае

сильно анизотропных фазовых функций замена интеграла на конечную сумму может привести к значительным ошибкам [6].

Подробное решение (4) рассмотрено в [7]. Яркость $L(\tau, \hat{\mathbf{i}})$ рассматривается в виде суммы изотропной и анизотропной составляющей. Изотропная часть решения может быть представлена по методу дискретных ординат в виде:

$$\overset{\mathbf{r}}{L}(\tau, \mu_i^\pm, \varphi) = \sum_{m=0}^M (2 - \delta_{0,m}) \cos(m\varphi) \overset{\mathbf{r}}{C}^m(\tau, \mu_i^\pm). \quad (5)$$

Тогда задача сводится к системе нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка с постоянными коэффициентами:

$$\frac{d\overset{\mathbf{r}}{C}(\tau)}{d\tau} = -\overset{\mathbf{t}}{B}\overset{\mathbf{r}}{C}(\tau) + \overset{\mathbf{t}}{M}^{-1}\overset{\mathbf{r}}{\Delta}(\tau), \quad \overset{\mathbf{t}}{B} \equiv \overset{\mathbf{t}}{M}^{-1}(\overset{\mathbf{t}}{1} - \overset{\mathbf{t}}{A}\overset{\mathbf{t}}{W}). \quad (6)$$

Общее решение неоднородного уравнения представимо в виде суммы частного решения неоднородного уравнения и общего решения однородного уравнения:

$$-\overset{\mathbf{r}}{C}(0) + \overset{\mathbf{t}}{P}(0, \tau_0)\overset{\mathbf{r}}{C}(\tau_0) = \int_0^{\tau_0} \overset{\mathbf{t}}{P}(0, \tau)\overset{\mathbf{t}}{M}^{-1}\overset{\mathbf{r}}{\Delta}(\tau, \mu_0)d\tau, \quad (7)$$

где $\overset{\mathbf{t}}{P}(t, \tau) \equiv e^{\overset{\mathbf{t}}{B}(t-\tau)}$ - решение однородного уравнения. К (7) применяется масштабное преобразование, от которого можно перейти к следующему выражению:

$$\begin{bmatrix} \overset{\mathbf{r}}{C}_-(0) \\ \overset{\mathbf{r}}{C}_+(\tau_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{r}}{F}_- \\ \overset{\mathbf{r}}{F}_+ \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{t}}{R} & \overset{\mathbf{t}}{T} \\ \overset{\mathbf{t}}{T} & \overset{\mathbf{t}}{R} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{r}}{C}_+(0) \\ \overset{\mathbf{r}}{C}_-(\tau_0) \end{bmatrix}, \quad (8)$$

которое связывает входящие и исходящие излучения.

Рассмотрим среду, состоящую из двух смежных слоёв:

$$\begin{bmatrix} \overset{\mathbf{r}}{C}_-^1 \\ \overset{\mathbf{r}}{C}_+^1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{r}}{F}_-^1 \\ \overset{\mathbf{r}}{F}_+^1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{t}}{R}_{1-} & \overset{\mathbf{t}}{T}_{1-} \\ \overset{\mathbf{t}}{T}_{1+} & \overset{\mathbf{t}}{R}_{1+} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{r}}{C}_-^1 \\ \overset{\mathbf{r}}{C}_+^1 \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{r}}{C}_-^2 \\ \overset{\mathbf{r}}{C}_+^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{r}}{F}_-^2 \\ \overset{\mathbf{r}}{F}_+^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{t}}{R}_{2-} & \overset{\mathbf{t}}{T}_{2-} \\ \overset{\mathbf{t}}{T}_{2+} & \overset{\mathbf{t}}{R}_{2+} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{r}}{C}_-^2 \\ \overset{\mathbf{r}}{C}_+^2 \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Так как слои являются смежными, то можно перейти к следующему выражению:

$$\begin{bmatrix} \overset{\mathbf{r}}{C}_-^1 \\ \overset{\mathbf{r}}{C}_+^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{r}}{F}_-^1 + \overset{\mathbf{t}}{T}_{1-}\alpha_1(\overset{\mathbf{t}}{R}_{2-}\overset{\mathbf{r}}{F}_+^1 + \overset{\mathbf{r}}{F}_-^2) \\ \overset{\mathbf{r}}{F}_+^2 + \overset{\mathbf{t}}{T}_{2+}\alpha_2(\overset{\mathbf{r}}{F}_+^1 + \overset{\mathbf{t}}{R}_{1+}\overset{\mathbf{r}}{F}_-^2) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{t}}{R}_{1-} + \overset{\mathbf{t}}{T}_{1-}\alpha_1\overset{\mathbf{t}}{R}_{2-} & \overset{\mathbf{t}}{T}_{1+} \\ \overset{\mathbf{t}}{T}_{2+}\alpha_2\overset{\mathbf{t}}{T}_{1+} & \overset{\mathbf{t}}{R}_{2+} + \overset{\mathbf{t}}{T}_{2+}\alpha_2\overset{\mathbf{t}}{R}_{1+} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \overset{\mathbf{r}}{C}_-^1 \\ \overset{\mathbf{r}}{C}_+^2 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

где $\alpha_1 = (1 - \overset{\mathbf{t}}{R}_{2-}\overset{\mathbf{t}}{R}_{1+})^{-1}$, $\alpha_2 = (1 - \overset{\mathbf{t}}{R}_{1+}\overset{\mathbf{t}}{R}_{2-})^{-1}$. Таким образом, выражение (10) для двух слоёв инвариантно выражению для одного слоя.

Рассмотрим слой, облучаемый мононаправленным источником, с диффузно отражающей подложкой. В этом случае граничное условие можно записать в виде:

$$L(\tau_0, \hat{\mathbf{l}}) \Big|_{\mu < 0} = \frac{\rho}{\pi} \int_{(\mu > 0)} L(\tau_0, \hat{\mathbf{l}}) \mu d\hat{\mathbf{l}}'. \quad (11)$$

От выражения (11) можно перейти к выражению в матричной форме, которое будет определять отражённую составляющую на нижней границе:

$$m = 0: \overset{\mathbf{r}}{C}_-(\tau_0) = 2\rho \overset{\mathbf{t}}{R}_L \overset{\mathbf{r}}{C}_+(\tau_0); \quad \forall m > 0: \overset{\mathbf{r}}{C}_-(\tau_0) = \overset{\mathbf{r}}{0}, \quad (12)$$

Преломление на верхней границе системы «атмосфера-океан» описывается законом Снеллиуса. Для упрощения показатель преломления атмосферы принимается равным 1, а океана - $n_o > 1$. Тогда справедливо следующее выражение, связывающее ординаты в атмосфере с ординатами в океане:

$$\mu_a = \sqrt{1 - n_o^2(1 - \mu_o^2)}. \quad (13)$$

Тогда для решения краевой задачи необходимо разбить интеграл рассеяния на 3 зоны:

$$\int_{-1}^1 Q_k^m(\mu') C^m(\tau, \mu') d\mu' = \int_{-1}^{-\mu_r} Q_k^m(\mu') C^m(\tau, \mu') d\mu' + \int_{-\mu_r}^{\mu_r} Q_k^m(\mu') C^m(\tau, \mu') d\mu' + \int_{\mu_r}^1 Q_k^m(\mu') C^m(\tau, \mu') d\mu'. \quad (14)$$

Простота решения плоскопараллельной задачи определяется её симметрией. В случае трёхмерной среды такая симметрия исчезает, и краевая задача УПИ в общих случаях должна решаться численно. При численном решении трёхмерного УПИ необходимо дискретизировать поле яркости в пространственной и угловой областях. Для достижения требуемой точности численного решения УПИ решающее значение имеет быстрая сходимость численного расчёта интеграла рассеяния по общему числу дискретных угловых направлений. Независимо от конкретного способа интегрального представления рассеяния для произвольной трёхмерной геометрии среды важно выделить анизотропную часть решения, чтобы уменьшить количество дискретных ординат.

1. *Budak V.P., Veklenko B.A.* Boson peak, flickering noise, backscattering processes and radiative transfer in random media // J. Quant. Spectrosc. Radial. Transfer. 2011. Т. 112. С.864-875.

2. *Ioltukhovskii A.A., Mishin I.V., Sushkhvic T.A.* Solution of the transport equation in a three-dimensionally inhomogeneous scattering layer by the method of characteristic // USSR Comput. Maths. Math. Phys. 1984. Т. 24. С.57-67.

3. *Budak, V.P., Klyuykov, D.A., Korkin, S.V.* Convergence acceleration of radiative transfer equation solution at strongly anisotropic scattering // Springer Praxis Books, Германия. 2010. С.147-204.

4. *Milne E.A.* The reflection effect of the eclipse binaries // Mon. Not. Roy. Astrophys. Soc. 1926. Т. LXXXVII. С.43-49.

5. *Mie G.* Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // Annalen der Physik. 1908. Т. 330. С.377-445.

6. *Krylov V.I.* Approximate calculation of integrals, 3rd ed. // Dover Publication, USA. 2005.

7. *Budak V.P., Korkin, S.V.* On the solution of a vectorial radiative transfer equation in an arbitrary three-dimensional turbid medium with anisotropic scattering // J. Quant. Spectrosc. Radial. Transfer. 2008. С.220-234.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ФУНКЦИИ ПОДОБИЯ В ГОРНОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, РФ, nosov@iao.ru

Ключевые слова: атмосферная турбулентность, теория подобия, функция подобия

В работе представлены новые результаты измерений характеристик универсальной функции подобия. В теории подобия Мони́на-Обухова этой функцией (в зависимости от значения ее аргумента – числа Мони́на-Обухова) задается тип температурной стратификации турбулентной атмосферы. Представлены экспериментальные коэффициенты в асимптотических зависимостях функции $\varphi(\zeta)$ соответственно для областей неустойчивой и устойчивой стратификаций. Наши измерения подтверждают вид функции подобия, сформулированный для нее в традиционной теории подобия Мони́на-Обухова. Зарегистрированные нами отличия коэффициентов при одинаковых степенных зависимостях (соответствующих устойчивой и неустойчивой стратификациям) находятся в рамках погрешностей измерений. Выполненные в настоящей работе комплексные исследования функции подобия (на основе данных наших измерений 2018–2019 гг.), можно рассматривать как новый значимый результат в теории подобия Мони́на-Обухова.

В настоящей работе представлены результаты измерений характеристик универсальной функции подобия $\varphi(\zeta)$ в горном турбулентном пограничном слое. В теории подобия Мони́на-Обухова [1] этой функцией (в зависимости от значения ее аргумента ζ – числа Мони́на-Обухова) задается тип температурной стратификации турбулентной атмосферы. В работе представлены экспериментальные коэффициенты в асимптотических зависимостях функции $\varphi(\zeta)$ соответственно для областей неустойчивой и устойчивой стратификаций. Этот результат можно рассматривать как вклад в развитие теории подобия Мони́на – Обухова. В атмосферно-оптических исследованиях теория подобия обычно используется для расчета характеристик турбулентности, необходимых для прогноза распространения оптических волн в турбулентной атмосфере и улучшения качества изображений в телескопах

В традиционной теории подобия Мони́на – Обухова (соответствующей в основном случаю плоскопараллельных течений, обычно реализующемуся над протяженными ровными и одинаково нагретыми поверхностями) известны [1, 2] формулы для вертикальных пространственных производных средней абсолютной температуры T и средней горизонтальной (продольной) скорости течения u

$$dT / dz = (T^* / z) \varphi(\zeta), \quad du / dz = V_* \varphi(\zeta) / (\alpha z), \quad (1)$$

где z – высота над подстилающей поверхностью, $\varphi(\zeta)$ – универсальная функция подобия, задающая тип температурной стратификации, $\zeta = z/L$ – число Мони́на-Обухова, L – масштаб Мони́на-Обухова, $\alpha = 0.4$ – постоянная Кармана. Присутствующие в формуле (1) масштаб Мони́на-Обухова L , турбулентные масштабы скорости V_* (скорость трения) и температурного поля T^* введены в работах А.С.Мони́на, А.М.Обухова и определяются равенствами [1, 2]

$$L = V_*^2 / (\alpha \beta T_*), \quad \beta = g / T, \quad V_*^2 = -\overline{v_1' v_3'}, \quad \alpha \beta V_* T_* = -\overline{v_3' T'}, \quad (2)$$

где $v_1 = u$, $v_2 = v$, $v_3 = w$ – соответственно продольная, поперечная и вертикальная компоненты скорости, g – ускорение силы тяжести, $\alpha = \text{Pr}^{-1}$ – обратное турбулентное число Прандтля, для которого в области безразличной стратификации ($|\zeta| \leq \zeta_0$, $\zeta_0 = 0.05$) в [1] рекомендовано постоянное значение, близкое к единице ($\alpha = 1.17$). Формулы (1) соответствуют изотропному пограничному слою [3]. Их можно рассматривать как первичные полуэмпирические гипотезы, усложнение которых привело в дальнейшем к полуэмпирическим гипотезам в анизотропном пограничном слое [3].

В изотропном пограничном слое для нейтральной стратификации, которая характеризуется значением числа Монина-Обухова, близким к нулю ($|\zeta| \leq \zeta_0$), функция подобия, как известно [1, 2], близка к единице. При больших (по модулю) числах Монина-Обухова для функции $\varphi(\zeta)$ обычно используются асимптотические зависимости в областях неустойчивой ($\zeta < 0$, $|\zeta| \gg \zeta_0$) и устойчивой ($\zeta > 0$, $\zeta \gg \zeta_0$) стратификаций. В целом, согласно [1, 2], функцию $\varphi(\zeta)$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \varphi(\zeta) &= 1, & |\zeta| \leq \zeta_0, \zeta_0 = 0.05, \\ \varphi(\zeta) &= p_0 \zeta, & \zeta \gg \zeta_0, \zeta > 0, \\ \varphi(\zeta) &= n_0 |\zeta|^{-1/3}, & |\zeta| \gg \zeta_0, \zeta < 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Коэффициенты n_0 и p_0 в (3) известны лишь приближенно. Так, например, в [1] для n_0 указывалось значение 0.4 ($n_0 = 0.4$), а в [2] – значение 0.28 ($n_0 = 0.28$). Существенно большим разбросом значений характеризуется величина p_0 . Сделанный в [1] (по данным мировой научной литературы) анализ значений коэффициента p_0 позволил ограничить его разброс диапазоном от $p_0 = 7$ до $p_0 = 10$.

В настоящей работе сделана попытка установить значения коэффициентов n_0 и p_0 в (3) по данным собственных измерений, выполненных авторами работы в июле-августе 2018–2019 гг. [4, 5]. Измерения были произведены в горном районе Саянской солнечной обсерватории (ССО) Института солнечно-земной физики СО РАН. Состояние турбулентной атмосферы контролировалось новым ультразвуковым автономным метеорологическим комплексом АМК-03-4. Метеокомплекс был установлен в 20 м восточнее автоматизированного горизонтального солнечного телескопа на мачте высотой $z = 3.96$ м. Комплекс дает возможность регистрировать не только характеристики турбулентности (например, масштабы L , V_* , T_*), но и статистические характеристики пространственных производных турбулентных пульсаций температуры и ортогональных компонент скорости ветра вдоль осей декартовой системы координат (например, du / dz [4] и dT / dz [5]). Это позволяет исследовать поведение функции $\varphi(\zeta)$ в соответствующих областях изменения ζ .

Так, при известных ζ , du/dz , V_* по формуле

$$\varphi(\zeta) = \alpha z(du/dz) / V_* \quad (4)$$

(которая представляет собой обратное равенство, соответствующее второй формуле (1)), из данных наших измерений масштаба V_* (скорость трения), выполненных в 2018–2019 гг., и данных наших измерений производной du/dz , представленных в [4], можно вычислить экспериментальные коэффициенты n_0 и p_0 в асимптотических зависимостях (3) функции $\varphi(\zeta)$ соответственно для областей устойчивой и неустойчивой стратификаций.

Приведем вначале результаты измерений масштаба V_* , выполненных авторами в 2018–2019 гг. На рис. 1 приведены экспериментальные результаты для турбулентного масштаба V_* (скорость трения), как функции от числа Монина-Обухова ζ . Данные рис. 1 получены в горном пограничном слое над территорией ССО. Пунктирными линиями показаны сглаженные асимптотические зависимости для масштаба V_* :

$$V_* = c_1 \zeta^{-1/3}, \quad \zeta \gg \zeta_0, \zeta > 0, \quad c_1 \approx 0.15, \quad (5)$$

$$V_* = c_2 |\zeta|^{-1/3}, \quad |\zeta| \gg \zeta_0, \zeta < 0, \quad c_2 \approx 0.11.$$

Зарегистрированные данные устойчиво группируются около этих зависимостей и согласуются с нашими данными, полученными ранее в результате измерений в 2010-х гг., проведенных в разное время, в горных и равнинных районах, в различных метеоусловиях. Относительное отклонение данных на рис. 1 от асимптотик (5) в основном не превышает 40%. Разброс результатов теории подобия (в том числе, данных рис. 1), как указывалось ранее в наших работах, зависит от локальных свойств турбулентности. В первую очередь, он возникает из-за отклонений спектра турбулентности от колмогоровского. Отметим, что в наших ранних измерениях (см., например, [3]) чаще наблюдалось значение $c_2 \approx 0.15$.

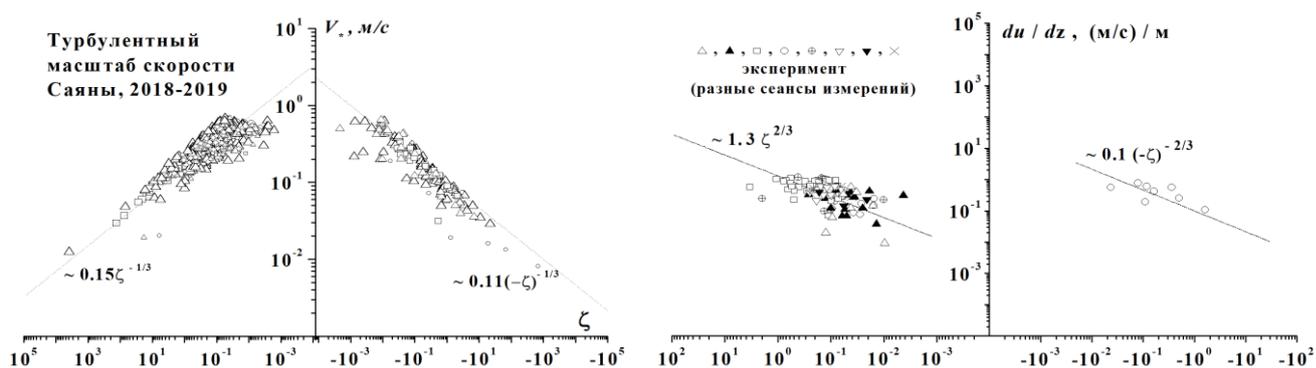


Рис. 1. Турбулентный масштаб скорости V_* в горном анизотропном пограничном слое (Саяны, 2018-2019). Диапазон изменения числа Монина-Обухова ζ : $-679 \leq \zeta \leq +3092$

Рис. 2. Вертикальные производные средней скорости ветра du/dz в горном пограничном слое (Саяны, 2019 г.). Сеансы измерений: Δ – утро 30.07.19, \blacktriangle – день 30.07.19, \square – утро 31.07.19, \circ – день 31.07.19, \oplus – 02.08.19, ∇ – день 06.08.19, \blacktriangledown – вечер 06.08.19, \times – 07.08.19.

Приведем теперь результаты измерений производной du/dz , выполненных авторами в 2019 гг. [4]. На рис. 2 приведены экспериментальные результаты для производной du/dz ,

как функции от числа Мони́на-Обухова ζ . Данные рис. 2 получены в горном пограничном слое над территорией ССО. Пунктирными линиями показаны сглаженные асимптотические зависимости для du/dz для всех сеансов измерений. Для каждого отдельного сеанса измерений с номером i ($i = 1, 2, \dots$) эти зависимости имеют вид

$$\begin{aligned} (du/dz)_i &= m_i \zeta^{+2/3}, \quad \zeta \gg \zeta_0, \quad \zeta > 0, \\ (du/dz)_i &= l_i |\zeta|^{-2/3}, \quad |\zeta| \gg \zeta_0, \quad \zeta < 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где m_i и l_i – экспериментальные константы, имеющие значения (для пяти сеансов)

$$\begin{aligned} m_i &= 1.3, 0.7, 1.5, 1.0, 0.6; \quad \langle m_i \rangle \approx 1.0, \\ l_i &= 0.1, 0.04, 0.2, 0.08, 0.05; \quad \langle l_i \rangle \approx 0.09. \end{aligned} \quad (7)$$

Как указывалось в [4], с целью уменьшения влияния климатических изменений систематических погрешностей датчиков метеокомплекса АМК-03-4, измерения производных du/dz проводились в виде сеансов наблюдений, таких чтобы за время одного сеанса климатические условия над территорией ССО оставались стабильными. Кроме того, отбирались также такие сеансы измерений, в которых, по возможности, были применимы положения традиционной теории подобия Мони́на-Обухова (ветер со стороны близко расположенного оз. Хубсугул, имеющего протяженную ровную и одинаково нагретую поверхность). Тем не менее, как можно видеть из (7), разброс значений экспериментальных констант m_i и l_i (отношение стандартного отклонения к среднему) все равно оказывается достаточно большим (38% для m_i и 68% для l_i).

Подставляя измеренные значения V^* и du/dz (из соотношений (5),(6)) в формулу (4), для функции $\varphi(\zeta)$ получаем (для сеанса измерений с номером i , $i = 1, 2, \dots$)

$$\begin{aligned} \varphi_i(\zeta) &= p_i \zeta, \quad p_i = (m_i/c_1) \approx z, \quad c_1 \approx 0.15, \quad \zeta \gg \zeta_0, \quad \zeta > 0, \\ \varphi_i(\zeta) &= n_i \zeta^{-1/3}, \quad n_i = (l_i/c_2) \approx z, \quad c_2 \approx 0.11, \quad |\zeta| \gg \zeta_0, \quad \zeta < 0. \end{aligned} \quad (8)$$

где p_i и n_i – экспериментальные константы, имеющие значения (для пяти сеансов)

$$\begin{aligned} p_i &= 13.7, 7.4, 15.8, 10.5, 6.3; \quad \langle p_i \rangle \approx 10.77, \\ n_i &= 1.44, 0.58, 2.88, 1.15, 0.72; \quad \langle n_i \rangle \approx 1.35. \end{aligned} \quad (9)$$

Отметим также, что $\langle n_i \rangle \approx 0.99$ для наших ранних измерений [3], в которых чаще наблюдалось значение $c_2 \approx 0.15$. Разброс значений экспериментальных констант p_i и n_i (отношение стандартного отклонения к среднему) оказывается таким же, как и для констант m_i и l_i (38% для p_i и 68% для n_i). К этой погрешности нужно, конечно, еще добавить погрешность измерений постоянных c_1 и c_2 в (5).

Сравнивая наши результаты $\varphi_i(\zeta)$ (8) для универсальной функции подобия $\varphi(\zeta)$ с ее представлением (3) в традиционной теории подобия Мони́на-Обухова, можно видеть, что поведение этих функций в разных областях изменения числа Мони́на-Обухова ζ

(устойчивая $\zeta \gg \zeta_0$, $\zeta > 0$, и неустойчивая стратификации $|\zeta| \gg \zeta_0$, $\zeta < 0$) совпадает. В указанных областях изменения числа ζ они имеют одинаковые степенные зависимости. Отличаются лишь коэффициенты при одинаковых степенных зависимостях (вместо коэффициентов p_0 и n_0 в (3) появились коэффициенты $\langle p_i \rangle$ и $\langle n_i \rangle$ в (9)).

Сравнивая также наши результаты (9), полученные для $\langle p_i \rangle$ и $\langle n_i \rangle$, с коэффициентами p_0 и n_0 для традиционной теории подобия Мони́на–Обухова (указаны в (3), $p_0 = 7 - 10$ [1], $n_0 = 0.28 - 0.4$ [1, 2]), можно видеть, что $\langle n_i \rangle$ ($\langle n_i \rangle \approx 0.99-1.35$) больше n_0 в 2.5–3 раза, а $\langle p_i \rangle$ ($\langle p_i \rangle \approx 10.77$) практически совпадает (отличается на 7%) с верхней границей диапазона изменений p_0 ($p_0 = 7 - 10$).

В целом можно сказать, что наши измерения характеристик функции подобия подтверждают вид функции подобия, сформулированный для нее в традиционной теории подобия Мони́на–Обухова. Зарегистрированные нами отличия коэффициентов при одинаковых степенных зависимостях (соответствующих устойчивой и неустойчивой стратификациям) находятся в рамках погрешностей измерений. В первую очередь, они возникают из-за отличия изотропного пограничного слоя (в котором применима традиционная теории подобия Мони́на–Обухова) от анизотропного слоя (в котором проводились наши измерения).

Комплексные исследования универсальной функции подобия в теории подобия Мони́на–Обухова ранее не проводились (отсутствуют сведения в мировой научной литературе). Поэтому выполненные в настоящей работе комплексные исследования функции подобия (на основе данных наших измерений 2018–2019 гг.), можно рассматривать как новый значимый результат в теории подобия Мони́на–Обухова.

Выполненные в работе исследования поддержаны проектом П.10.3.5 (АААА-А17–117021310146-3) и проектом № 20-17-00187 Российского научного фонда.

1. Мони́н А.С., Ягло́м А.М. Статистическая гидромеханика. Т.1. М.: Наука, 1965. 639 С.; Т.2. М.: Наука, 1967, 720 С.
2. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с
3. Носов В.В., Емалеев О.Н., Лукин В.П., Носов Е.В. Полуэмпирические гипотезы теории турбулентности в анизотропном пограничном слое // Оптика атмосферы и океана. 2005. Т.18. № 10. С.845-862.
4. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Результаты измерений вертикальной производной скорости в горном турбулентном пограничном слое // Труды XXVI Международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», 2020. [Электронный ресурс, CD-ROM]. Томск: Изд. ИОА СО РАН.
5. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Экспериментальные пространственные производные средней температуры в горном турбулентном пограничном слое // Труды XXVI Международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», 2020. [Электронный ресурс, CD-ROM]. Томск: Изд. ИОА СО РАН.

РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО РАССЕЙЯНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КРИСТАЛЛАМИ ПЕРИСТЫХ ОБЛАКОВ В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Му Ц.¹, Каргин Б.А.^{1,2}, Каблукова Е.Г.²

¹Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

²Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
г. Новосибирск, Россия

mutsyuev@gmail.com, bkargin@osmf.sscs.ru, jane_k@ngs.ru

В приближении геометрической оптики численно изучаются процессы переноса солнечной радиации в видимом и ближнем ИК участках солнечного спектра в кристаллических облаках. С этой целью разработан вариант так называемого «весового» статистического моделирования. Первой особенностью алгоритма является возможность в одном расчете вычислять характеристики рассеяния солнечного излучения кристаллическими частицами различных форм и пространственных ориентаций в различных сочетаниях концентраций частиц различных фракций. Вторая особенность состоит в том, что наряду с частицами, имеющими гладкие поверхности, моделируются процессы рассеяния излучения на частицах с шероховатыми поверхностями с учетом эффектов затенения и переотражения. В основу алгоритма заложены так называемая «фацетная» и спектральная модели случайно неоднородных поверхностей. Выполнена серия численных экспериментов.

КОРРЕКЦИЯ ФАЗОВЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА С ЧАСТОТОЙ 1500 ГЦ

¹ Ф.А. Стариков, ¹ М.В. Волков, ¹ В.А. Богачев, ¹ А.А. Хлебников,

² А.Л.Рукоусев, ² А.Н.Никитин

¹ Всероссийский НИИ экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ), Саров, Россия

² Институт динамики геосфер РАН им. академика М.А. Садовского, г. Москва, Россия

e-mail: fstar@mail.ru, fstar@mail.ru, fstar@mail.ru, fstar@mail.ru, alru@nightn.ru,

nikitin@activeoptics.ru

Эксперименты и численное моделирование фазовой коррекции турбулентных искажений лазерного пучка проводились с использованием адаптивной оптической системы с шириной полосы 1500 Гц. Было показано, что для эффективной коррекции ширина полосы пропускания адаптивной оптической системы должна быть на порядок больше, чем ширина полосы турбулентных искажений.

Ключевые слова - быстродействующая оптическая система, лазерный волновой фронт, деформируемое зеркало, турбулентность, фазовые искажения.

Интерес к использованию лазерного излучения, прошедшего сквозь турбулентную среду, приводит к необходимости применения быстрых адаптивных оптических систем (АОС), позволяющих корректировать искаженный турбулентностью волновой фронт [1]. Для исследования частотных характеристик АОС на качество коррекции волнового фронта лазерного излучения, искаженного воздействием турбулентного потока воздуха, была собрана модифицированная лабораторная установка [2], представленная на рисунке (Рисунок 1).

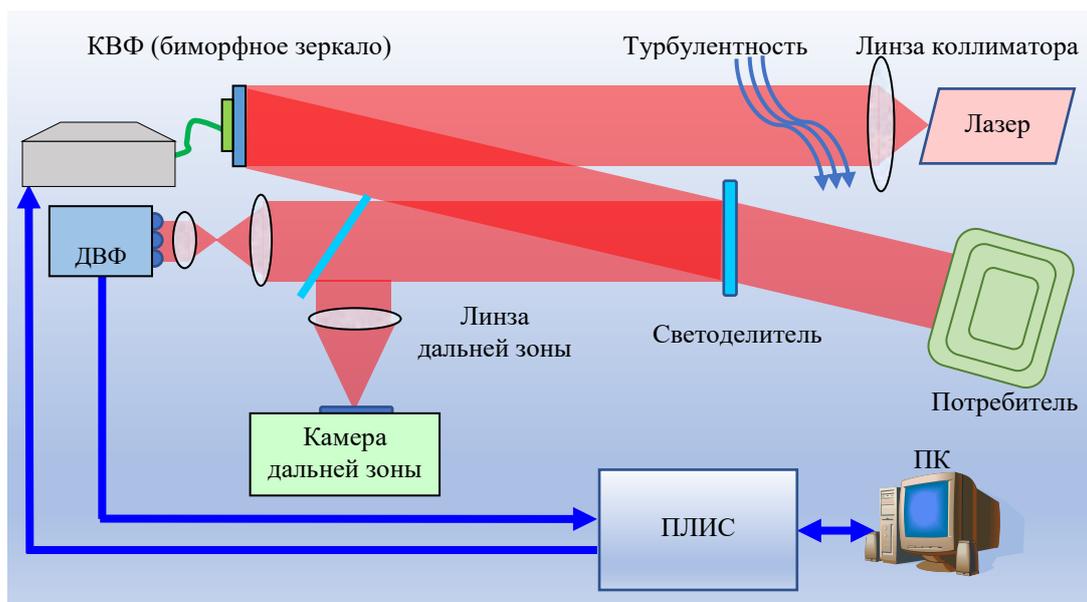


Рисунок 1. Лабораторная схема установки.

Излучение светодиодного лазера, сопряженного с волокном, формируется в параллельный пучок диаметром 50 мм с помощью коллимирующей линзы. Пучок, пройдя зону турбулентности, попадает на корректор волнового фронта (КВФ), в качестве которого используется деформируемое биморфное зеркало диаметром 50 мм и имеющее 31 управляющий электрод. Напряжения на электродах зеркала формируются блоком управления корректирующим зеркалом (БУКЗ). После отражения от КВФ излучение с помощью светоделительной пластины ответвляется на датчик волнового фронта (ДВФ) типа Шака-Гартмана, и на индикатор дальней зоны, представляющий собой длиннофокусную линзу и камеру с мелким (3.75 мкм) размером пикселя. Основная часть лазерного пучка проходит через светоделительную пластину в направлении потребителя. Изображение, полученное в ДВФ, поступает на программируемую логическую интегральную схему (ПЛИС), которая в данной лабораторной установке выполняет роль главного управляющего элемента АОС замкнутого цикла. По изображению, полученному с ДВФ, ПЛИС вычисляет координаты фокальных точек линзового раstra датчика и, используя функции отклика КВФ, снятые заранее, - вектор напряжений, который нужно приложить к КВФ для компенсации искажений волнового фронта. Информация о вычисленных напряжениях передается в БУКЗ для преобразования из цифровой формы в аналоговую и усиления напряжений до величины, определяемой КВФ. Персональный компьютер (ПК) в данной конфигурации выполняет роль, связанную с заданием режимов работы ПЛИС (Страт, Стоп, Пауза и т.п.) и наблюдением за процессом коррекции.

На данной лабораторной установке были выполнены эксперименты, а также проведено численное моделирование адаптивной фазовой коррекции турбулентных искажений лазерного пучка. В экспериментах полоса пропускания АОС варьировалась от десятков герц до максимальной - 1500 Гц, фазовые искажения создавались потоком нагретого воздуха от тепловентилятора. Расходимость искаженного лазерного луча составляла около $3,5\theta_D$ (θ_D – дифракционное расхождение). Экспериментально была измерена динамика фокального пятна в субапертуре датчика Шака-Гартмана (центроид). График спектральной мощности колебаний координат центроида при отсутствии коррекции представлен на рисунке (Рисунок 2). В качестве примера на этом же графике пунктирной линией представлен стандартный степенной спектр Колмогорова [3].

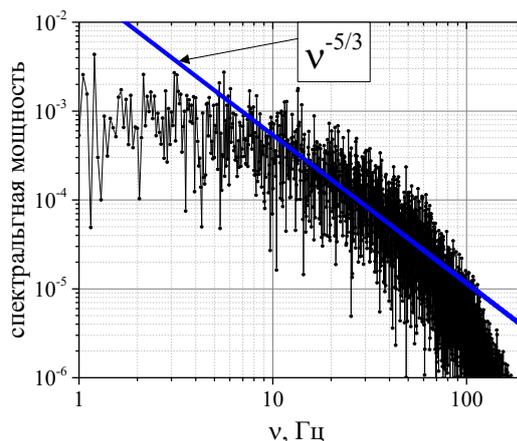


Рисунок 2. Спектральная мощность флуктуаций центроида (коррекция отсутствует).

График нормированной энергии флуктуаций центроида представлен на рисунке (Рисунок 3). Около 95% спектральной «энергии» колебаний центроида сосредоточено внутри ν_{turb} (верхняя граница инерционного интервала турбулентности). Частота ν_{turb} была использована для определения ширины полосы турбулентных искажений. Как можно видеть из графика, $\nu_{\text{turb}} = 60 \text{ Hz}$.

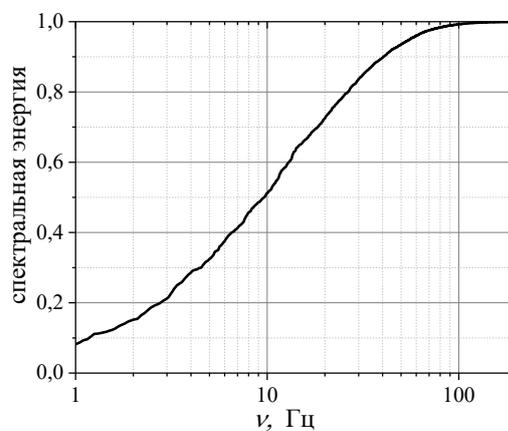


Рисунок 3. Нормированная энергия флуктуаций центроида (коррекция отсутствует).

На рисунках (Рисунок 4) представлены частотные спектры флуктуаций центроида без коррекции (черный график) и при наличии коррекции (красный график). Первый график снимался при частоте работы АОС 100 Гц, второй – при 1500 Гц. Видно, что при увеличении частоты коррекции интенсивность колебаний центроида снижается.

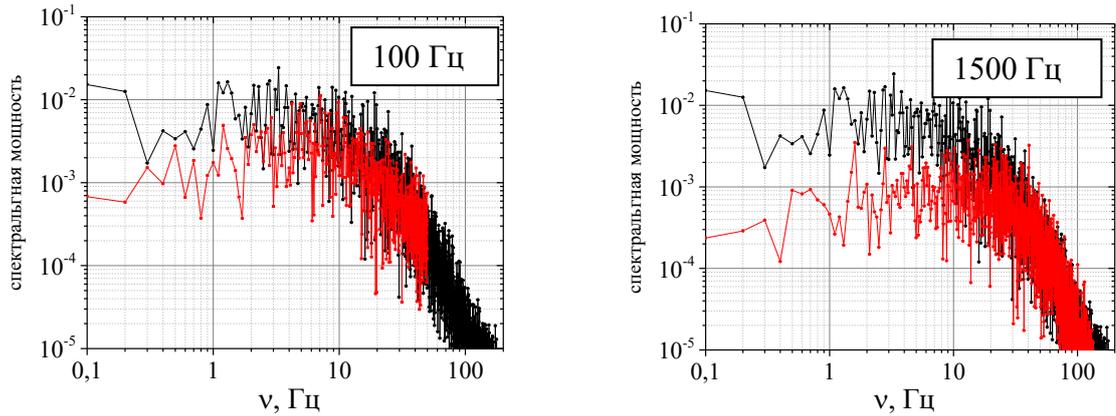


Рисунок 4. Спектральная мощность без коррекции (черный график) и при наличии коррекции (красный график).

Сравнение результатов экспериментов и численного моделирования представлено на рисунке (Рисунок 5). Динамика поведения волнового фронта была восстановлена по расчетным фазовым градиентам, при этом использовалась модель адаптивного зеркала с идеальным пространственным разрешением. На графике сплошной горизонтальной линией показан уровень расходимости лазерного излучения с турбулентными фазовыми искажениями, пунктирной горизонтальной линией – дифракционный предел («идеал»).

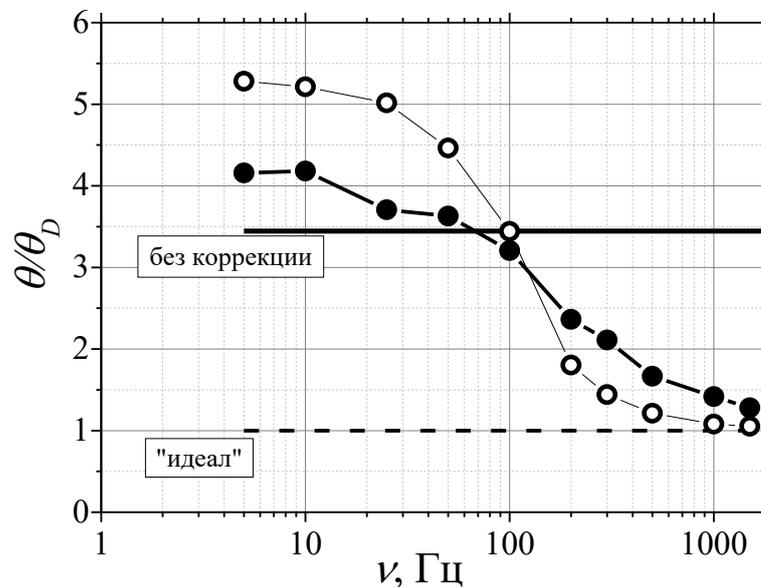


Рисунок 5. Зависимость отношения расходимости лазерного излучения к дифракционной расходимости от скорости адаптивной оптической системы в эксперименте (●) и в расчете (○).

Результаты теоретических расчетов и экспериментальных данных показывают, что для эффективной работы ширина полосы АОС должна быть, как минимум, на порядок больше, чем ширина полосы турбулентных искажений.

ИНФОРМАЦИЯ О ФИНАНСИРОВАНИИ

Исследование финансировалось за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-19-00706).

- [1] *Tan X., Wu Z., Liang Z.* Effect of adaptive optical system on the capability of lidar detection in atmosphere, Proc. SPIE 7284, 72840G. 2009.
- [2] *A.Kudryashov, A.Rukosuev, V. Samarkin, I. Galaktionov, E. Kopylov,* Fast adaptive optical system for 1.5 km horizontal beam propagation, Proc. SPIE 10772, 2018.
- [3] *Татарский В.И.* «Распространение волн в турбулентной атмосфере». М.: Наука, 1967. 548 с.