

**КОНФЕРЕНЦИЯ В**

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В  
АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ**

# ВЛИЯНИЕ РЕФРАКЦИИ ПРИ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПЕЧЕЙ

Могильный С.Г.<sup>1</sup>, Шоломицкий А.А.<sup>2</sup>, Лагутина Е.К.<sup>2</sup>, Сальников В.Г.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ГВУЗ «Приднепровская академия строительства и архитектуры», Днепр, Украина

<sup>2</sup>ФГБОУ ВО «Сибирский государственный университет геосистем и технологий»,  
Новосибирск, Россия

mogilnysg@mail.ru, sholomitskij@mail.ru, e.k.lagutina@snga.ru, salnikov@snga.ru

Ключевые слова: выверка, моделирование атмосферы, рефракция, градиент температуры, геодезические измерения, погрешности измерений.

Рассмотрены различные технологии выверки вращающихся агрегатов без их остановки. Приведена теория математической обработки измерений вращающихся агрегатов с помощью электромагнитного излучения и влияние явления рефракции на их точность. Исследования показали, что технология измерений вдоль образующей тела печи может содержать значительные погрешности, вызванные влиянием рефракции в горизонтальной плоскости, из-за больших градиентов температур. Технология, когда луч визирования располагается перпендикулярно образующей печи, практически не подвержен влиянию рефракции. Рассматриваются задачи, которые требуют дальнейших исследований и уточнения.

Определение соответствия геометрических параметров узлов и их взаимного расположения в крупных установках, таких как вращающиеся печи, является одной из важнейших составляющих их безопасной и высокопроизводительной эксплуатации. Развитие современных средств измерений электронных тахеометров и лазерных сканеров, позволяют выполнять определение этих параметров дистанционно в процессе функционирования агрегата [15,16,17] нагретого иногда до температуры 500°C.

Луч визирования тахеометра, проходящий через неоднородную атмосферу, неизбежно претерпевает искривления, что вносит искажения в результаты измерений из-за рефракции.

Известные технологии измерения печей в режиме их функционирования можно разделить на две группы: в первой группе визирование выполняется на небольшом от печи удалении вдоль образующей цилиндра обечайки [1,2], во второй группе – примерно перпендикулярно образующей с точки стояния инструмента удаленной от печи на безопасное расстояние [3-4].

На рис. 1 показана схема влияния рефракции при технологии измерения второй группы. Ось визирования тахеометра, расположенного в точке  $O$ , направлена по линии  $Ov$ , но из-за искривления луча в атмосфере наблюдатель будет видеть точку  $v_0$ . Поскольку кривизна оптического луча визирования очень мала, то измеренное расстояние  $s = \widetilde{Ov_0}$ , будет с высокой точностью совпадать с длиной отрезка прямой  $Ov_0$ . В соответствии с отсчитанными углами  $\alpha$  и



$\delta$ , направления оси визирования, будут вычислены координаты точки  $v$  вместо координат точки  $v_0$ . Вектор  $\vec{r} = \overrightarrow{vv_0}$  является ошибкой определения координат на теле обечайки из-за рефракции.

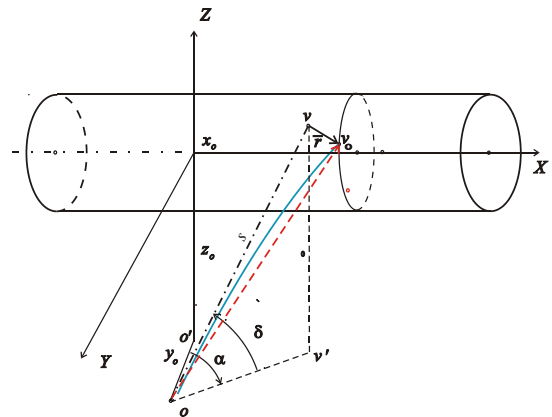


Рисунок 1 – Схема расположения измерительного прибора относительно вращающейся печи.

Примем, что траектория, соединяющая точку стояния измерительного прибора и некоторую точку на поверхности печи, задана уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} y &= y(x); \\ z &= z(x). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $x$  – параметр кривой оптического луча.

В общем случае тепловое поле вокруг печи является изотропным и описывается функцией пространственных координат  $\xi(x, y, z)$ , которая определяет температуру в каждой точке пространства. В первом приближении можно принять, что эквитермальные поверхности температурного поля подобны поверхности обечайки печи, т. е. поверхности  $\xi(y, z) = const$  будут параллельны поверхности обечайки, так что величина температуры на ней зависит только от расстояния от оси обечайки до точки на выбранной поверхности. Поэтому для системы координат на рис.1 зависимость величины показателя преломления от температуры будет представлять собой функцию двух координат:

$$n(y, z) = f(y, z) \quad (2)$$

Дифференциал длины траектории светового луча в прямоугольных координатах  $x, y, z$  имеет вид:

$$dx = \sqrt{1 + y'(x)^2 + z'(x)^2} \quad (3)$$

где  $y'(x)$  и  $z'(x)$  – первые производные функций (1) по  $x$ .

Тогда время  $t$ , за которое свет пройдет вдоль некоторой траектории (1) между точками  $O$  и  $v_0$  будет выражаться следующим интегралом:

$$t = \int_0^x n(y,z) \sqrt{1 + y'(x)^2 + z'(x)^2} dx \quad (4)$$

В соответствии с принципом Ферма минимального времени прохождения света в изотропной среде между точками  $O$  и  $v_0$  величина интеграла (4) должна быть минимальна, т. е. необходимо найти такие функции (1), при которых функционал (4) был бы минимален:

$$\int_0^x n(y,z) \sqrt{1 + y'(x)^2 + z'(x)^2} = \min \quad (5)$$

Функции удовлетворяющие условию (5) являются решением следующей системы дифференциальных уравнений.

$$\left. \begin{aligned} n(y,z)y''(x) - \frac{\partial n(y,z)}{\partial y} (1 + y'(x)^2 + z'(x)^2) &= 0; \\ n(y,z)z''(x) - \frac{\partial n(y,z)}{\partial z} (1 + y'(x)^2 + z'(x)^2) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Для решения системы дифференциальных уравнений (6) необходимо задать функцию (2). Показатель преломления сухого воздуха  $n_{\text{возд.}}$  зависит от длины волны света и при давлении  $P = 760$  мм рт. ст. и температуре  $t = 15^\circ\text{C}$  выражается формулой

$$n_{15,760} = 1 + 10^{-6} \left[ 64.328 + \frac{24498.1}{146 - 10^6/\lambda^2} + \frac{255.40}{41 - 10^6/\lambda^2} \right], \quad (7)$$

где  $\lambda$  – длина волны в вакууме, нм.

Для других температур и давлений формула примет вид:

$$n_{t,P} = 1 + (n_{15,760} - 1) \frac{P[1 + (1.049 - 0.0157t)10^{-6}P]}{720.883(1 + 0.003661t)}. \quad (8)$$

При визировании цель наблюдается в оптическом видимом человеку диапазоне, основную часть составляют длины волн 0.6 нм. Давление вокруг печи остается постоянным и близким давлению соответствующему высоте над уровнем моря, поэтому было принято равным  $P = 740$  мм рт. ст. Следовательно, основной переменной является изменение температуры воздуха в зависимости от расстояния до печи.

Выполненные измерения температуры в жаркий летний день на различных расстояниях от печи показали, что ее изменение вблизи обечайки имеет экспоненциальный характер (рис. 2).

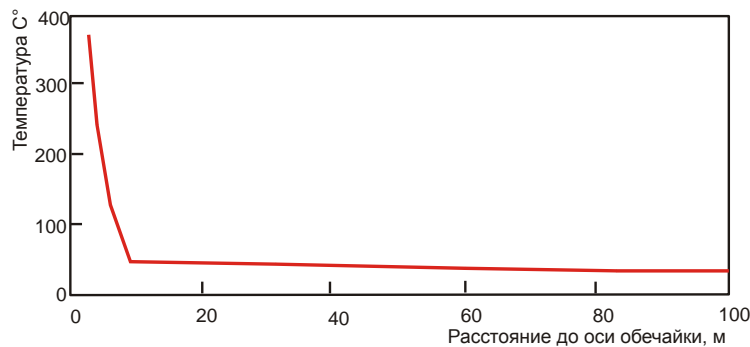


Рисунок 2 – График изменения температуры теплового поля вращающейся печи.

График может быть описан приближенной формулой

$$t(s) = \begin{cases} 400 & \text{при } s < 2.5 \\ 799.5e^{-0.3s} & \text{при } 2.5 \leq s \leq 10 \\ 50 - 0.2s & \text{при } s > 10 \end{cases} \quad (9)$$

где  $s$  – расстояние до оси печи. Если перейти к координатам, то формула (9) примет вид

$$t(y, z) = t(\sqrt{y^2 + z^2}). \quad (10)$$

С учетом формул (8) и (10) функция  $n(y, z)$  примет вид

$$n(y, z) = 1 + (n_{15,760} - 1) \frac{740\{1+[1.049-0.0157t(y,z)]10^{-6}740\}}{720.883[1+0.003661t(y,z)]} \quad (11)$$

Используя формулу (11) можно выполнить численное решение задачи Коши для системы дифференциальных уравнений (6) при некоторых вариантах начальных условий.

Вариант 1. Пусть измерения выполняются по технологии первой группы, когда опорный луч визирования направлен вдоль образующей обечайки действующей печи. Измеряя расстояние от опорного луча до печи определяют геометрические параметры узлов агрегата. В этом случае отклонение луча от прямой линии из-за рефракции войдет в результаты как искажение реального состояния печи.

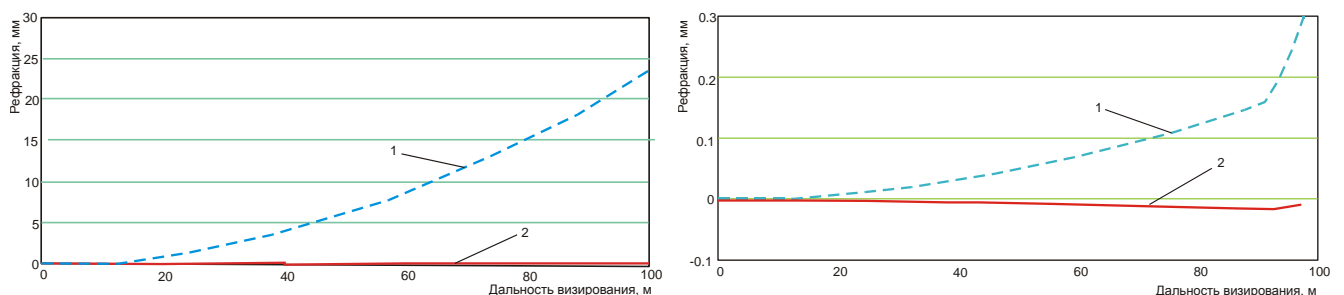
В соответствии с рис. 1 начальные условия для решения задачи Коши системы уравнений (6) будут равны:

а) координаты точки стояния тахеометра:  $x_0 = 0$ ;  $y(x_0)=5\text{м}$ ;  $z(x_0) = 0$ ;

б) направление луча визирования:  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ ;  $\delta = 0$ , тогда  $y'(x_0) = -ctg\alpha$ , и  $z'(x_0) = 0$ .

Выполнив численное интегрирование уравнений (6) получим пространственную кривую, проекции которой на горизонтальную(1) и отвесную плоскости (2) показаны на рис. 3а.

Полученные результаты соответствуют принятой упрощенной модели теплового поля печи,



а) вариант 1

б) вариант 2

Рисунок 3 – Искривление луча визирования из-за рефракции:

1 – в горизонтальной плоскости; 2 – в отвесной плоскости

Вариант 2. В этом случае измерения выполняются по технологии второй группы, когда визируют примерно перпендикулярно оси печи. Из физических соображений можно утверждать, что при совпадении луча визирования с направлением радиуса цилиндра обечайки, искривление из-за рефракции будут равны нулю, так как направление градиента температуры совпадает с лучом визирования. Поэтому начальные условия для решения задачи Коши системы уравнений (6) приняты равными:

а) координаты точки стояния тахеометра:  $x_0 = 0$ ;  $y(x_0)=100\text{м}$ ;  $z(x_0) = -10\text{м}$ ;

б) направление луча визирования:  $\alpha = 0.1$  рад.;  $\delta = 0.11$  рад.,

тогда  $y'(x_0) = -ctg(\alpha)$ , и  $z'(x_0) = tg(\alpha)/\sin(\delta)$ .

Результаты вычислений представлены на рис. 3б. В данном случае визирный луч размещается в узком слое воздуха перпендикулярном к оси печи, поэтому можно предполагать, что принятая модель температурного поля ближе к действительности, чем в варианте 1. Однако величины искривлений луча получились на порядок меньше, так что их можно не учитывать при обработке измерений. Кроме того, измерения редко могут быть выполнены с расстояния в 100 м, В действительности измерения выполняют с расстояния 20 – 30м и менее (рис. 1), искривление луча визирования в таких случаях составляют сотые доли миллиметра.

Таким образом, показано, что явление рефракции визирного луча при измерении вращающихся печей в процессе функционирования методами, предложенными в работах [15-17], практически не оказывает влияния на точность результатов геодезических измерений вращающегося агрегата.

В то же время группа методов, в которых визирование выполняется вдоль нагретой печи, может быть подвержена значительному влиянию рефракции, особенно в горизонтальной плоскости. Конечно, для более полного учета рефракции необходимо выполнить детальное исследование градиента температур вокруг работающей печи, Модель рефракции должна учитывать анизотропию атмосферы вдоль печи.

1. *B.Krystowczyk* “Ausrichten von Drehofen und Korrektur der Tragrollen-Verdrehungen waehrend des Betriebes” // “Zement Kalk Gips International”, –1983, № 5, –P. 288–292

2. *B.Krystowczyk* Dynamical monitoring and correction of rotary machines deformation <https://www.geoservex.com/publikacje/d2.pdf> [Дата: 30.06.2018].

3. *Могильный С.Г., Шоломицкий А.А.* Кинематические локационные измерения вращающихся печей. // «Маркшейдерия и Недропользование» - № 3 (83), май – июнь 2016 г. с 47–53.

4. *Mogilny S.G., Sholomitskii A.A., Martynov O.V.* Real-time geodetic measurements of rotary machines // 17th International Multidisciplinary Scientific GeoConference SGEM 2017, 29 June - 5 July, –2017, –Vol. 17, –Issue 22, – p.523-530, DOI: 10.5593/sgem2017/22/S09.065

# ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В ДИАПАЗОНЕ ОТ 7 ДО 298 К

<sup>1</sup>Бродников А.Ф., <sup>2</sup>Черепанов В.Я.

<sup>1</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Академия стандартизации метрологии и сертификации, Новосибирск, Россия

A.F.Brodnikov@inp.nsk.su, mainbox@asmsnsk.ru

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, РЭЕКв диапазоне от 7 до 298 К.

Отменив обязательность соблюдения государственных (национальных) стандартов и придав им статус «добровольного применения», законы «О техническом регулировании» и «О стандартизации» постепенно дополняются исключениями, которые отменяют этот статус «добровольности» в нескольких наиболее ответственных сферах государственного регулирования и, в том числе, в атомной энергетике [1]. Тем не менее, предприятия, как отечественные, так и зарубежные, поставляющие на рынок различные материалы, не имеют обязательств и возможностей осуществлять выходной контроль по колоссальному числу существующих свойств, да ещё и в диапазоне криогенных температур.

В настоящее время современные наиболее точные методы измерений теплопроводности используют стационарные методы пластины или цилиндра [2,3]. Измерительная криогенная установка, созданная в ИЯФ основана на методе стационарного одномерного температурного поля в пластине. Для расчета теплопроводности  $\lambda$  использовалась классическая формула

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

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

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

Достоверность значений теплопроводности, полученных данным методом, зависит от погрешностей измерений величин, входящих в (2). При этом их главным источником является несоответствие измеренных значений мощности  $P_H$  фактическим значениям теплового потока  $Q_0$ , обусловленное несоблюдением условий адиабатичности и стационарности. Если разность  $\Delta T_{АН}$  температуры  $T_A$  адиабатического экрана и  $T_H$  нагревателя образца не равна нулю, то между ними в общем случае возникают тепловые потоки, обусловленные

теплопроводностью проводов ( $Q_\lambda$ ), конвенцией ( $Q_\alpha$ ) и тепловым излучением ( $Q_\epsilon$ ) [4]. При этом в образец будет направлен тепловой поток, равный

$$Q_0 = P_H \pm (Q_\lambda + Q_\alpha + Q_\epsilon) = P_H \pm (\lambda_{\text{ПР}} S_{\text{ПР}} / l + \alpha F_H + 4\epsilon \sigma T_H^3 F_H) \Delta T_{\text{АН}}, \quad (3)$$

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;  $\alpha$  и  $F_H$  – коэффициент теплообмена на открытой поверхности нагревателя и её площадь;  $\epsilon$  – приведённый коэффициент черноты в системе нагреватель-экран,  $\sigma$  – константа Стефана-Больцмана.

В условиях вакуума теплопроводностью остаточного газа, а также конвективной составляющей теплообмена между нагревателем и экраном можно пренебречь ( $\alpha = 0$  и  $P_\alpha = 0$ ).

При реализации метода важно также 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  $\delta_V$  погрешности от скорости  $v$  изменения температуры образца имеет вид:

$$\delta_V = cmv / Q_0 = c\rho\pi r^2 h v / Q_0. \quad (4)$$

Здесь  $c, m, \rho, r, h$  – удельная теплоёмкость, масса, плотность, радиус и толщина образца. При заданном значении  $\delta_V$  формула (4) позволяет установить требования к стационарности температуры в зависимости от характеристик образца [4].

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 «APIEZON». 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 5 Вт/(м · К) и значений температуры от 7 до 298 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 [5]. Полученная оценка погрешности соответствует требованиям ГОСТ 8.511-84 [6] и ГОСТ 8.177-85 [7], предъявляемым к средствам измерений теплопроводности в указанном диапазоне температур.

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.

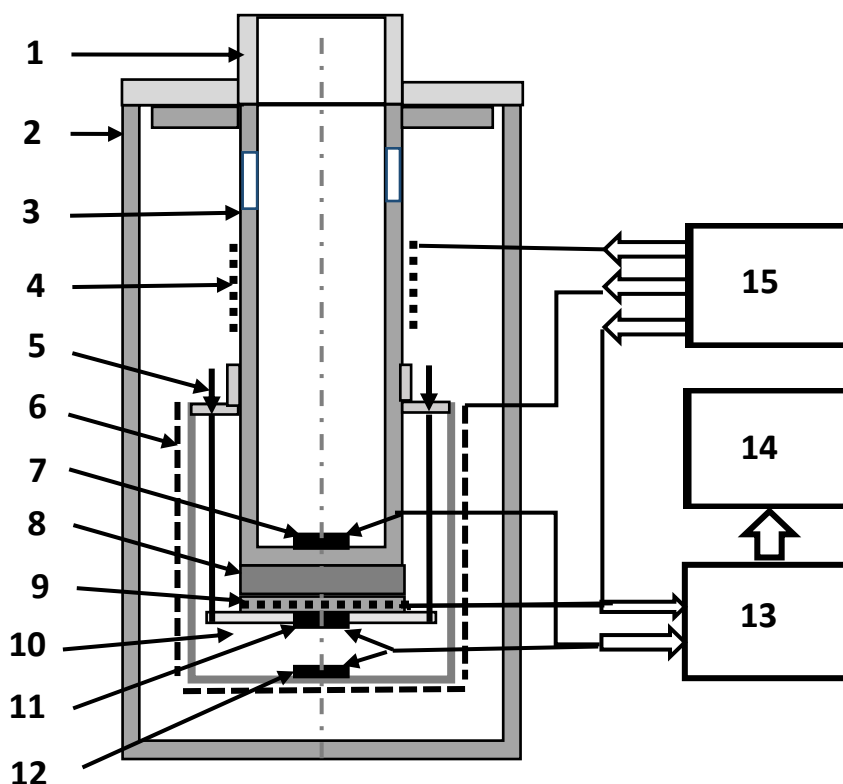


Рисунок 1 – Тепловой измерительный блок установки: 1 – фланец, 2 – вакуумная камера, 3 – теплосток, 4 –нагреватель теплостока, 5 –тяга, 6 –адиабатический экран с нагревателем, 7 – датчик температуры теплостока, 8 –образец, 9 – основной нагреватель, 10 – прижимной упор, 11 –датчик температуры нагревателя, 12 –датчик температуры адиабатического экрана, 13 – многоканальный мультиметр, 14 –компьютер, 15 – источник питания.

Таблица 1. Результаты измерений теплопроводности композиционных материалов

№	Материал образца	Теплопроводность, Вт/(м·К)		
		7К	80К	298 К
1	Эд20/BN	0,082	0,562	0,930
2	Эд20/TUBALL	0,073	0,157	0,406
3	Эд20/Gd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,057	0,225	0,497
4	Эд20	0,083	0,157	0,347
5	Эд20/Gd <sub>2</sub> O <sub>2</sub> S	0,118	0,676	0,978
6	Эд20/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0,051	0,296	0,522
7	PEEK	0,021	0,175	0,298

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. Рыбак Н.И., Черепанов В.Я., Шейнин Э.М., Ямианов В.А. Правовой статус национальных стандартов единства измерений // Стандарты и качество. – 2015. – № 12. – С. 44 – 47.
2. В. И. Свириденко, В. А. Медведев, Н. П. Рыбкин, В. Г. Горбунова Теплопроводность кварцевого стекла КВ при температуре 2–300 К // Измерительная техника. – 1987. – №5. – С. 34 – 36.
3. Черепанов В.Я. Измерения параметров теплообмена // Мир измерений. – 2005. – № 9. – С. 4 – 15.
4. 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.
5. Бродников А.Ф., Черепанов В.Я. Криогенная установка для измерений теплопроводности конструкционных материалов // Приборы. – 2015. – № 6. – С. 35-38.
6. 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.
7. ГОСТ 8.177-85. ГСИ. Государственный специальный эталон и государственная поверочная схема для средств измерений теплопроводности твёрдых тел в диапазоне температур от 90 до 300 К.



# УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ТЕПЛОВЫХ ПАРАМЕТРОВ ТОНКИХ СЛОЁВ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Вихарева Н.А., Черепанов В.Я.

Сибирский государственный научно-исследовательский институт метрологии, г. Новосибирск,  
Россия, e-mail: [milana-maria@mail.ru](mailto:milana-maria@mail.ru), [cherepanov73@mail.ru](mailto:cherepanov73@mail.ru).

Ключевые слова: теплоизмерительная установка, тепловое сопротивление, теплопроводность, плотность теплового потока, датчик теплового потока.

В статье описана теплоизмерительная установка для определения теплового сопротивления и теплопроводности тонких слоёв полимерных материалов. Приведены результаты исследований установки.

Во ФГУП «СНИИМ» разработана и исследована теплоизмерительная установка на основе датчиков теплового потока (ДТП), которые обычно широко применяются в энергосбережении при определении эффективности теплоизоляции зданий и сооружений [1-4]. Датчики теплового потока используют не только для определения качества теплоизоляции, но и для создания средств измерений различных тепловых величин и, прежде всего, параметров теплообмена и теплопередачи. К этим величинам, прежде всего, относятся тепловое сопротивление и теплопроводность. Для их измерений, как правило, используют методы и приборы, основанные на применении в качестве источников теплового потока специальных электрических нагревателей, например, адиабатических, по измерениям мощности которых определяют значения плотности теплового потока. Из этого следует, что при наличии высокоточных датчиков теплового потока возможно создание теплоизмерительных устройств, не требующих применения специальных электрических нагревателей.

В основу рассматриваемой теплоизмерительной установки положен метод последовательного воздействия одинакового теплового потока на контрольный датчик и на исследуемый объект. При этом в качестве источника теплового потока и его приёмника (теплоотвода) используются термоэлектрические батареи Пельтье, с помощью которых задаётся необходимая разность температур между внешними поверхностями датчика и исследуемого объекта. Для задания необходимых значений температуры эти термобатареи подсоединены к соответствующим регуляторам тока, значение которого устанавливают по сигналам датчиков температуры, находящихся в контактных дисках, расположенных на рабочих поверхностях датчиков теплового потока. Для определения значений исследуемых

тепловых величин необходимо располагать, прежде всего, результатами измерений плотности теплового потока, а также использовать измерения температуры и геометрических величин, которые можно выполнить с высокой точностью

Схема рассматриваемой теплотрической установки приведена на рисунке 1.

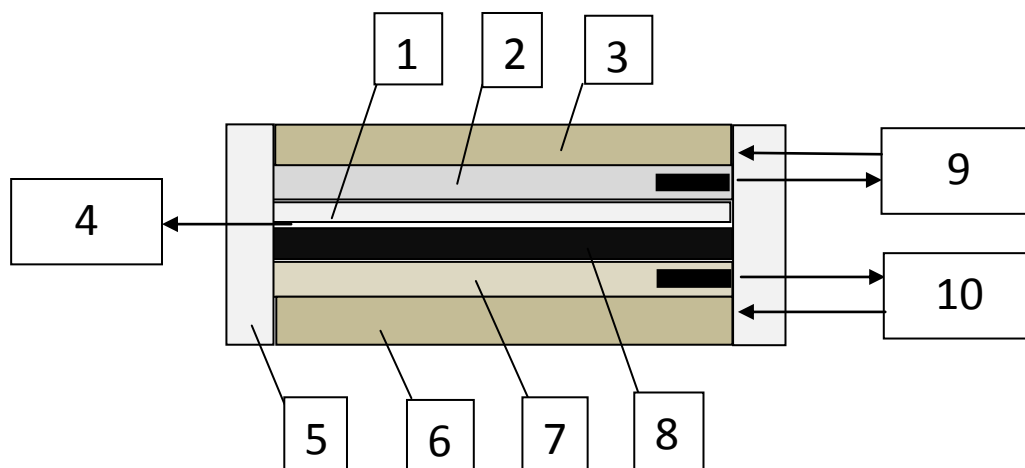


Рисунок 1 – Измеритель теплового сопротивления и теплопроводности тонких слоев материалов: 1 – датчик теплового потока, 2 – верхняя пластина с датчиком температуры, 3 – верхняя батарея Пельтье, 4 – измеритель сигнала датчика теплового потока, 5 – теплоизоляция, 6 – нижняя батарея Пельтье, 7 – нижняя пластина с датчиком температуры, 8 – испытуемый образец, 9 – регулятор температуры верхней пластины, 10 – регулятор температуры нижней пластины.

На верхней батарее Пельтье 3 такой установки расположена пластина 2, на которой закреплён датчик теплового потока 1 с исследуемым образцом материала 8. Далее последовательно размещены нижняя пластина 7 и нижняя батарея 6. Вся конструкция окружена теплоизоляцией 5. Датчик теплового потока подключен к измерителю сигналов 4, а датчики температуры – к входам регуляторов температуры 9 и 10. Выходы регуляторов подключены к батареям Пельтье.

Устройство работает следующим образом. С помощью регуляторов температуры задают и поддерживают постоянными значения температуры  $T_2$  нижней и  $T_1$  верхней пластин. Эти значения должны находиться в интересующем диапазоне температуры, для которого требуется найти значения теплопроводности исследуемого образца. Затем проводят измерения плотности теплового потока с исследуемым образцом и  $q_2$  – без него. В этом случае искомое тепловое сопротивление образца  $R_x$  из тонкого слоя исследуемого материала можно определить по формуле

$$R_x = R_s - R_0 = \Delta T (1/q_1 - 1/q_2) \quad (1)$$

где  $R_s$  – суммарное тепловое сопротивление датчика теплового потока и образца материала,  $R_0$  – тепловое сопротивление датчика. Из закона Фурье следует, что искомое значение теплопроводности  $\lambda_x$  исследуемого материала равно

$$\lambda_x = d/R_x \quad (2)$$

где  $d$  – толщина материала.

При исследовании установки были получены значения теплопроводности тонких слоёв следующих материалов: лейкопластыря (1 мм – 0,244 Вт/м · К), резины (1,5 мм – 0,515 Вт/м · К), силикона (3 мм – 0,336 Вт/м · К), картона (0,28 мм – 0,124 Вт/м · К), водорастворимой плёнки (5 слоёв по 0,45 мм – 0,450 Вт/м · К). Измерения выполнялись при разности температур между нагревателем и теплостоком, равным  $7,00 \pm 0.02$  К при значениях плотности теплового потока в диапазоне от 750 до 1000 Вт/м<sup>2</sup>. Полученные результаты в основном согласуются с известными данными по теплопроводности исследованных материалов в пределах не более  $\pm 5\%$ .

1. *Геращенко О.А.* Основы теплотрии / Киев: Наукова думка. – 1971. – 196 с.
2. *Bales E., Bomberg M., Couille G.* Applications of Heat Flux Transducers: A Select and Annotated Bibliography / American Society for Testing and Materials. Philadelphia: ASTM STP. – 1985. – P.223 – 236.
3. *Сапожников С.З.* Основы градиентной теплотрии / С.-Пб: Изд-во СПб ГПУ. – 2012. – 203 с.
4. *Грищенко Т.Г., Декуша Л.В., Воробьев Л.И.* [и др.]. Теплотрия: теория, метрология, практика / Монография в трех книгах под ред. д-р техн. наук Т.Г. Грищенко // Кн. 1: Методы и средства измерения теплового потока // Киев: Институт технической теплофизики НАН Украины. – 2017. – 438 с.
5. *Ямшанов В.А., Рыбак Н.И., Шейнин Э.М., Черепанов В.Я.* Новые средства метрологического обеспечения теплотрии / Журнал законодательная и прикладная метрология // 2018. - № 3. – С. 27-30.
6. Авторское свидетельство № 1093915. Устройство для градуировки датчиков теплового потока // *Калинин, А.Н, Томбасов, Е.А., Воробьев, Ю.Г., Иванов, Н.П., Черепанов, В.Я.*; опубл. 1984, Бюл. № 19. — 2 с.

# О МЕТОДИКЕ ОЦЕНКИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФРОНТА ГОРЕНИЯ ПО ПОВЕРХНОСТИ ПРИРОДНЫХ ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕРМОГРАФИИ

Касымов<sup>1,2</sup> Д.П., Агафонцев<sup>1,2</sup> М.В.

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

<sup>2</sup>Институт оптики атмосферы им. академика В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

denkasymov@gmail.com, kim75mva@gmail.com

Ключевые слова: термография, древесина, огнезащитный состав, горение по поверхности, торф.

Аннотация: В работе представлены результаты экспериментального исследования по оценке параметров фронта горения торфа и древесины с использованием термографии. Проанализирован механизм распространения тления по поверхности торфа. Получено распределение поля температуры на поверхности торфа при воздействии локального источника зажигания, а также проведена оценка скорости распространения фронта тления. Методом ИК-диагностики получено распределение поля температуры на подверженной тепловому воздействию от модельного низового пожара поверхности образцов древесины с применением огнезащитных составов и без.

## **Введение**

При распространении лесных низовых и верховых пожаров выделяется большое количество тепла, которое может стать причиной воспламенения деревянных строений в населенных пунктах, расположенных близко к границе леса, а также привести к образованию торфяных пожаров.

В работе [1] отмечено, что между закономерностями процессов возникновения и распространения лесных пожаров и пожаров в зданиях и сооружениях с применением конструкционных и строительных материалов из древесины наблюдается много общего, что обусловлено органической природой лесных горючих материалов и древесины.

Применение термографии при оценке тепловых параметров при горении природных горючих материалов (ПГМ) позволит улучшить качественную и количественную оценку поля температуры при детектировании очага горения торфяного пожара, а также параметров обугливания и воспламенения древесины при одновременном повышении оперативности получения данных и разрешающей способности [2-4].

В работе представлен экспериментальный подход к оценке параметров фронта горения по поверхности ПГМ (на примере торфа и древесины) в результате воздействия модельного источника зажигания с использованием термографии.

## **Лабораторное оборудование и методика проведения эксперимента**

### *Исследование процесса горения торфа*

На рисунке 1 представлена схема проведения эксперимента по оценке параметров фронта горения торфа по поверхности с применением методов термографии.

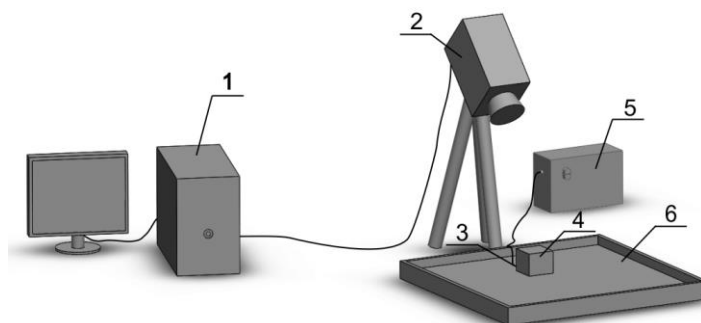


Рисунок 1 — Схема экспериментальной установки: 1 – персональный компьютер, 2 – тепловизионная камера Jade J530SB; 3 – нагревательная спираль; 4 – исследуемый образец торфа; 5 – блок управления нагревательной спиралью; 6 – подставка

Образец торфа укладывался на предварительно уложенный в подставке грунт. Зажигание осуществлялось дистанционно при помощи спирали накаливания, имеющей поверхность контакта с образцом  $100 \text{ мм}^2$ , на которую через блок питания подавалось напряжение с продолжительностью, достаточной для устойчивого процесса горения образца торфа. Спираль находилась в центре под образцом. Расположение образца и инфракрасной камеры выбиралось таким образом, чтобы фиксировать появление фронта тления на поверхности образца торфа [5].

В инфракрасной области распределение температуры на поверхности образца регистрировалось с помощью тепловизора JADE J530SB. Частота съемки составляла 50 кадров/сек. Влажность образцов контролировалась с помощью анализатора влажности AND MX-50 с точностью 0.01 %, масса образцов – электронными весами AND HL-100.

С использованием метода ИК-диагностики производилось детектирование местоположения очага тления на поверхности торфа при его движении от нижней части к поверхности

Полученные распределения температуры наглядно демонстрируют распространение фронта тления по поверхности образца, позволяют фиксировать первоначальное местоположение зоны с повышенной температурой, а также ее характерные размеры. В целом стоит отметить, что использование бесконтактной инфракрасной диагностики при выбранных параметрах эксперимента наилучшим образом позволяет детектировать фронт тления по поверхности с высоким пространственным разрешением и одновременной оценкой поля

температуры по всей поверхности образца, тем самым можно спрогнозировать, в каком направлении и с какой скоростью распространяется фронт тления.

#### *Исследование воздействия очага горения на образцы древесины*

На рисунке 2 представлена схема проведения эксперимента по воздействию очага горения на образцы древесины.

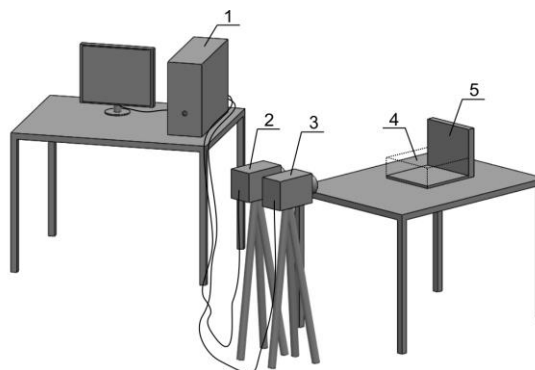


Рисунок 2 — Схема проведения эксперимента: 1 – персональный компьютер; 2 – тепловизионная камера Jade J530SB; 3 – видеокамера Canon HF R88; 4 – слой лесного горючего материала, 5 – испытуемый образец древесного строительного материала

Очаг горения, смоделированный лесным горючим материалом (ЛГМ), представлял собой площадку по ширине, совпадающей с размером образца древесины. В качестве образцов, имитирующих используемую в строительстве древесину, использовались материалы из сосны: плоская строительная доска, а также Блок-хаус (строганая доска, выполненная в виде сегмента оцилиндрованного бревна или профилированного бруса).

Для определения полей температуры на поверхности исследуемых образцов в результате воздействия модельного лесного пожара использовалась методика применения инфракрасной камеры, представленная в работах [6-8]. Использование тепловизионной камеры позволяет зафиксировать участки наибольшего и наименьшего нагрева деревянных образцов при воздействии на них очага горения.

### **Результаты**

Предложена оригинальная методика оценки параметров фронта горения по поверхности торфа и древесины на основе применения инфракрасной камеры научно-исследовательского класса. Проанализирован механизм распространения тления по поверхности торфа. Опытным путем получено распределение температуры на подверженной тепловому воздействию от модельного низового пожара поверхности образцов древесины.

Проведенные эксперименты показали возможность применения ИК-термографии и преимущества перед существующими контактными методами измерения тепловых характеристик природных горючих материалов. Применение бесконтактного метода для оценки пожароопасных свойств позволило получить распределение полей температуры на поверхности образцов торфа и древесины после воздействия очага горения, а также зафиксировать наиболее теплонапряженные участки.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента РФ № МК – 3885.2018.8 и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-38-00190мол\_а).*

1. *Асеева Р.М., Серков Б.Б., Сивенков А.Б.* Горение древесины и её пожароопасные свойства. Москва: Академия ГПС МЧС России, 2010. 262с.
2. *Вавилов В.П.* Инфракрасная термография и тепловой контроль. Москва: ИД Спектр, 2009. 544с.
3. *Лобода Е.Л., Рейно В.В., Агафонцев М.В.* Применение термографии при исследовании процессов горения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2016. 80 с.
4. *Valero M.M., Jimenez D., Butler B., Mata C., Rios O., Pastor E., Planas E.* On the use of compact thermal cameras for quantitative wildfire monitoring. *Advances in forest fire research.* 2018. P. 1077–1086. doi: [https://doi.org/10.14195/978-989-26-16-506\\_119](https://doi.org/10.14195/978-989-26-16-506_119).
5. *Лобода Е.Л.* Экспериментальное исследование глубины фронта горения торфа ИК-методами // *Оптика атмосферы и океана.* 2012. Т. 25. №5. С. 451–455.
6. *Zima V.P., Kasymov D.P.* Investigation of the Effect of the Combustion Site on Wood Specimens with the Use of IR Diagnostics // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics.* 2016. V. 89. № 2. P. 466–470. <https://doi.org/10.1007/s10891-016-1397-5>.
7. *Kasymov D., Agafontsev M., Perminov V., Matrynov P.* Investigation of the ignition of wood structural materials (with and without fire retardant treatment) under the influence of a model fire of irregular intensity // *EPJ Web of Conference.* 2019. V. 196. № 00038. P. 1–8. DOI:<https://doi.org/10.1051/epjconf/201919600038>.
8. *Kasymov D.P., Agafontsev M.V., Perminov V.V.* Estimation of the influence of wood-fire retardants on fire behavior of some types of wood construction materials // *Journal of Physics: Conference Series.* 2018. V. 1105. P. 1–7. doi :[10.1088/1742-6596/1105/1/012039](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1105/1/012039).

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЖАРООПАСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДРЕВЕСНЫХ СТРОИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ПРИБОРОВ ИНФРАКРАСНОЙ ТЕХНИКИ

Касымов Д.П.<sup>1</sup>, Агафонцев М.В.<sup>1</sup>, Перминов В.В.<sup>1</sup>, Рейно В.В.<sup>2</sup>, Мартынов П.С.<sup>1,2</sup>,  
Тараканова В.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

<sup>2</sup>Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, Россия

denkasymov@gmail.com, kim75mva@gmail.com,

ya.vladperminov2013@yandex.ru, reyno@iao.ru, marty Pavel@bk.ru

Ключевые слова: тепловой поток, древесные строительные материалы, ИК диагностика, пожарная опасность.

Аннотация: В работе представлены результаты экспериментального исследования воздействия теплового потока от эталонного источника на характеристики обугливания и воспламенения древесных строительных материалов с использованием термографии. Получены значения скорости, глубины обугливания и времени воспламенения для рассматриваемых образцов. Предложена оригинальная методика постановки эксперимента с регистрацией ИК-изображения температурного поля торца исследуемого образца при воздействии на его фронтальную поверхность теплового потока.

При распространении лесных низовых и верховых пожаров выделяется большое количество тепла, которое может стать причиной воспламенения деревянных строений в населенных пунктах, расположенных близко к границе леса.

В строительстве в качестве несущих конструкций, как правило, используют древесину хвойных пород, а как отделочные материалы применяется древесина лиственных пород. В литературе имеется большое количество экспериментальных работ по исследованию пожарной опасности древесины, которые свидетельствуют о влиянии различных факторов на ее пожароопасные показатели (порода и разновидность древесины, условия и продолжительность эксплуатации, влажность, интенсивность пожара и др.). Среди них можно отметить работы [1-7].

В настоящее время при исследовании процессов горения и природных пожаров активно применяются современные методы инфракрасной (ИК) диагностики [8-10]. Следует учесть тот факт, что до сих пор в литературе имеется достаточно мало сведений по результатам применения бесконтактных методов при огневых испытаниях конструкций и строительных материалов из древесины. Имеющиеся данные требуют проведения дополнительных экспериментов по исследованию пожароопасных характеристик различных материалов, используемых в строительстве, методом ИК-диагностики.



## Лабораторное оборудование и методика проведения эксперимента

Для оценки скорости обугливания в результате теплового воздействия в лабораторных условиях была подготовлена следующая лабораторная база, изображённая на (рис. 1).

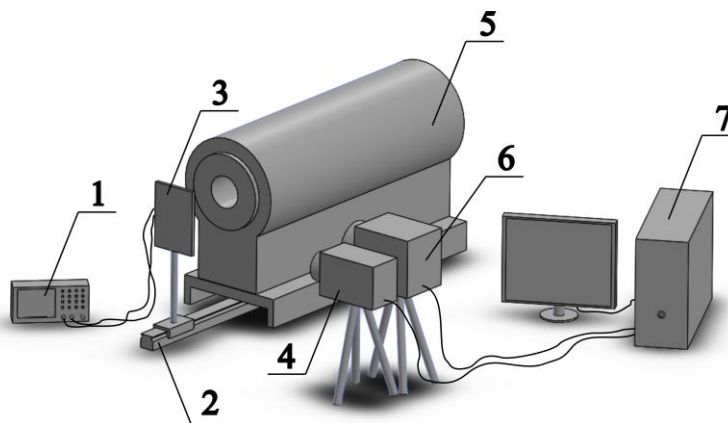


Рисунок 1 — Схема экспериментальной установки: 1 – осциллограф Tektronix TDS-1002; 2 – оптический рельс; 3 – каретка с подставкой; 4 – видеокамера Canon HF R88; 5 – модель абсолютно черного тела; 6 – инфракрасная камера JADE J530SB; 7 – персональный компьютер

Экспериментальное оборудование включало: инфракрасная камера научного класса JADE J530SB с использованием оптического фильтра, с рабочей длиной волны 2.5 – 2.7 мкм; видео камера Canon HF R88; излучатель АЧТ-45/100/1100 с диапазоном изменения температуры от 100 – 1100 оС, используемый в качестве модели абсолютно черного тела (АЧТ), который имитирует источник теплового излучения с излучательной способностью, близкой к 1, с апертурой, равной 45 мм; датчик теплового потока Hukseflux SBG01 с рабочим диапазоном 0 – 100 кВт/м<sup>2</sup>.

В качестве образцов древесных строительных материалов использовались популярные на рынке фанера, древесно-стружечная плита (ДСП), ориентированно-стружечная плита (ОСП). Размер исследуемого образца был равен 100×100 мм, толщина варьировалась в зависимости от материала: 18 мм для ОСП и ДСП; 21 мм для фанеры.

В результате съемки на инфракрасную камеру были получены последовательности термограмм, дальнейшая обработка которых производилась с использованием программного обеспечения «Altair». Для анализа динамики изменения температуры на торце исследуемого образца была проведена следующая обработка. Зная размеры матрицы инфракрасной камеры и масштабный коэффициент (расстояние от объектива камеры до торца образца), на полученной термограмме были определены границы образца на кадре. Для того чтобы получить таблицу температур, соответствующую данному образцу, был произведен экспорт значений

температуры, соответствующий каждому пикселю матрицы. В дальнейшем, из нее были удалены лишние значения в соответствии с ранее полученными данными о положении образца на кадре (рис. 2).

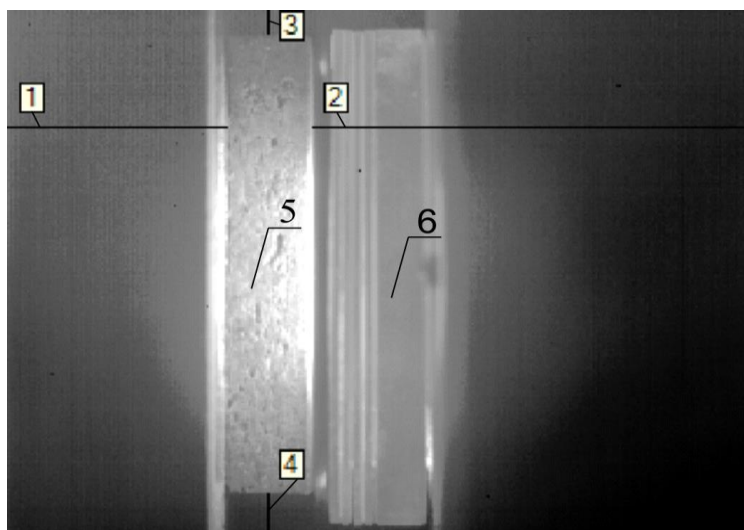


Рисунок 2 – Инфракрасное изображение образца ДСП: (1 – 4) – установленные измерительные инструменты для определения положения образца в кадре; 5 – исследуемый образец; 6 – модель АЧТ

### Результаты

Использование ИК диагностики позволило оценить пожароопасные характеристики исследуемых образцов древесных строительных материалов в результате воздействия теплового потока. Были получены данные по максимальной температуре на поверхности, подверженной тепловому воздействию. В частности, для рассматриваемых образцов среднее значение температуры на поверхности составило 650 °С.

Литературный обзор по теме исследования показал, что в настоящее время отсутствуют сведения по оценке скорости и глубины обугливания рассмотренных в настоящей работе древесных строительных материалов. Для верификации полученных экспериментальных данных было проведено сравнение с работой [1], в которой обобщены результаты по средней скорости обугливания древесины лиственных и хвойных пород в зависимости от интенсивности внешнего теплового потока в интервале 10 – 40 кВт/м<sup>2</sup>. Для сравнения была выбрана фанера, как материал, наиболее близкий по составу к массиву березы. Расхождение результатов составило 30 %. Это, по видимому, связано с многослойной структурой материала фанеры.

## Заключение

Предложена оригинальная методика постановки эксперимента с регистрацией ИК-изображения температурного поля торца исследуемого образца при воздействии на его фронтальную поверхность теплового потока. Использование в качестве излучателя теплового потока эталонного излучателя АЧТ позволяет иметь исследователю источник тепла с высокой однородностью плотности теплового потока, большой диапазон задаваемых температур с погрешностью поддержания 1,0 °С задаваемой температуры.

Полученные результаты могут служить в качестве дополнительных рекомендаций при разработке методов испытаний строительных материалов и огнезащитных составов на пожарную опасность.

*Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-79-00232).*

1. *Асеева Р.М., Серков Б.Б., Сивенков А.Б.* Горение и пожарная опасность древесины // Пожаровзрывобезопасность. 2012. № 21 (1). С. 19–32.
2. *Chandler C., Cheney P., Thomas P., Trabaud L., Williams D.* Forest fire behavior and effects (Fire in Forestry) // New York: John Wiley and Sons, 1983. V. 1. 450 p.
3. *Гришин А. М.* Общая физико-математическая модель зажигания и горения древесины // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2010. № 2. С. 60–70. URL: <http://vital.lib.tsu.ru/vital/access/manager/Repository/vtls:000461276>
4. *North M., Stephens S., Collins B.M.* Using fire to increase the scale, benefits, and future maintenance of fuels treatments // Journal of Forestry. 2012. V. 110. Issue 7. P. 392–401. DOI: <https://doi.org/10.5849/jof.12-021>.
5. *Campbell J.L., Ager A.A.* Forest wildfire, fuel reduction treatments, and landscape carbon stocks: A sensitivity analysis // Journal of Environmental Management. 2013. V. 121. P. 124–132. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jenvman.2013.02.009>.
6. *Rehm R.G., Hamins A., Baum H.R., McGrattan K.B., Evans D.D.* Community-scale fire spread // Proceedings of the California's 2001 Wildfire Conference, California. 2002. P. 126–139.
7. *Morandini F., Silvani X.* Experimental investigation of the physical mechanisms governing the spread of wildfires // International Journal of Wildland Fire. 2010. V. 19. Issue 5. P. 570–582. DOI: 10.1071/WF08113.
8. *Вавилов В.П.* Инфракрасная термография и тепловой контроль. М.: ИД Спектр, 2009. 544 с.
9. *O'Brien J.J., Loudermilk E.L., Hornsby B., Hudak A.T., Bright B.C., Dickinson M.B., Hiers J.K., Teske C., Ottmar R.D.* High-resolution infrared thermography for capturing wildland fire behaviour: RxCADRE 2012 // International Journal of Wildland Fire. 2016. V. 25. P. 62–75. DOI:10.1071/WF14165.
10. *Rios O., Pastor E., Valero M.M., Planas E.* Short-term fire front spread prediction using inverse modelling and airborne infrared images // International Journal of Wildland Fire. 2016. V. 25. P. 1033–1047. DOI: <http://dx.doi.org/10.1071/WF16031>.

# ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ВЫПУКЛЫХ АСФЕРИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ

Батшев В.И.<sup>1,2</sup>, Новиков Д.А.<sup>3</sup>, Гавлина А.Е.<sup>2</sup>, Сергеева М.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> – Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия;

<sup>2</sup> – Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, Россия;

<sup>3</sup> – ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт метрологической службы, Москва, Россия;

dnovikov@vniims.ru, batshev\_vlad@mail.ru, gluk45091567@mail.ru, applesin17@gmail.com

Ключевые слова: выпуклое асферическое зеркало, интерферометр, контроль.

Разработан и изготовлен макет интерференционной установки для контроля выпуклых асферических зеркал на базе интерферометра Физо с диаметром рабочего параллельного пучка лучей 300 мм. Контролируемая деталь установлена так, что ось ее симметрии перпендикулярна направлению распространения лучей, за счет чего размер формируемой интерферограммы определяется крутизной контролируемой поверхности, а не ее диаметром. Это дает возможность контролировать крупногабаритные выпуклые оптические зеркала без применения вспомогательных оптических элементов большого диаметра.

Контроль формы асферических поверхностей большого диаметра является сложной научной и технической задачей, актуальной при производстве астрономических телескопов и космических объективов. Большинство разработанных методов контроля применимо к плоским и вогнутым сферическим и асферическим поверхностям [1-5], для которых наиболее успешно применяются различные методы, в первую очередь – компенсационный. Контроль формы выпуклых поверхностей является наиболее сложным, т.к. для его осуществления возникает необходимость использовать вспомогательные оптические элементы, диаметры которых в несколько раз превышают диаметр самой контролируемой поверхности [1].

Кроме того, при контроле качества оптических деталей компенсационным методом, изготовленный вспомогательный элемент - компенсатор - используется лишь один раз, т.к. пригоден для контроля поверхности с конкретными геометрическими параметрами и не может быть использован для контроля поверхности с другими параметрами.

В связи с этим разработка новых методов контроля, применимых для выпуклых поверхностей с широкой номенклатурой геометрических параметров и не требующих

использования вспомогательных прецизионных оптических элементов большого диаметра, актуальна.

В 1982 г. профессором Д.Т. Пуряевым был предложен метод контроля выпуклых поверхностей на базе схемы ортогональных лучей [6], согласно которой к. п. освещается параллельным монохроматическим пучком лучей, который направлен по нормали к ее оси симметрии  $Oz$ . На рисунке 1 показана схема устройства, разработанного авторами для реализации метода Д.Т. Пуряева и собранного на базе интерферометра Физо, входящего в состав государственного первичного эталона единицы длины отклонений от плоскостности оптических поверхности размером до 300 мм (ГЭТ 183-2010), который находится во ВНИИМС. На рисунке 2а – фотография макета.

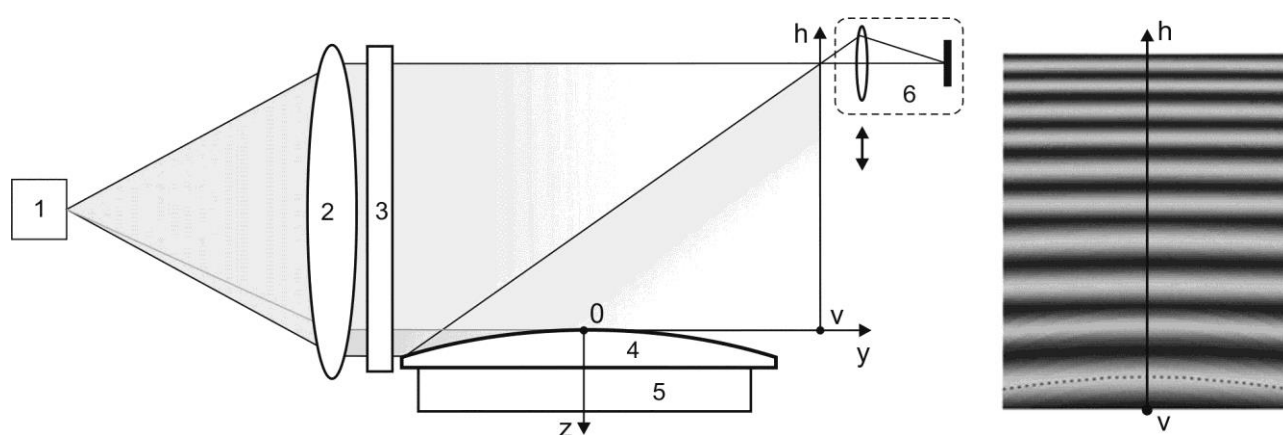


Рисунок 1 – оптическая схема интерферометра (а) и вид интерференционной картины (б)

В рабочей ветви интерферометра 1 формируется расходящийся пучок лучей и коллимируется линзой 2. Плоский волновой фронт диаметром 300 мм проходит через эталонную пластину 3 (она нужна лишь для юстировки схемы), а далее попадает на контролируемое зеркало 4 и разделяется на две части, называемые – опорный и предметный пучки лучей. Опорный пучок проходит над контролируемым зеркалом, объектный пучок – отражается от него. Опорный и объектный пучки лучей интерферируют в плоскости регистрации  $vh$ . Согласно методу Д.Т. Пуряева, измеряют форму кривой, соответствующей первому максимуму интерференционной полосы (рисунок 1б, штриховая линия). Эта кривая эквидистантна профилю контролируемой поверхности, лежащему перпендикулярно плоскости рисунка – сагиттальному профилю. Следовательно, измеряя форму этой кривой можно определить форму сагиттального профиля к. п. Однако такой подход подразумевает использование пучка лучей диаметром, равным диаметру к. п. Кроме того, при контроле больших поверхностей регистрировать анализируемый максимум технически сложно из-за большой его длины и

значительной стрелки прогиба. Поэтому описанный метод применим для контроля деталей малого размера.

В отличие от вышеописанного метода, предложенного Д.Т. Пуряевым, мы предлагаем анализировать меридиональное сечение интерференционной картины (вдоль оси  $vh$ , рисунок 1б). Интерференционная картина представляет собой систему полос, ширина которых уменьшается от вершины зеркала к краю. Координаты максимумов интенсивности интерференционных полос меридионального сечения однозначно определяются формой меридионального профиля контролируемой поверхности. Для регистрации интерферограммы используется цифровой микроскоп 6, перемещающийся вдоль оси  $vh$ . Контролируемое зеркало установлено на поворотный стол 5, необходимый для того, чтобы контролировать множество профилей зеркала. Управление составными частями макета, а также сбор, обработка и визуализация измерительной информации выполняется с помощью специализированного, разработанного авторами, программного обеспечения, установленного на ПК 7.

Важно отметить, что размеры анализируемого отраженного пучка в предлагаемой схеме меньше диаметра контролируемой поверхности, поэтому данный метод применим для контроля деталей большого диаметра.

Зависимость ширины интерференционной полосы  $b$  от высоты центра максимума интерференционной полосы  $h$  интерферограммы содержит информацию о меридиональном профиле контролируемого зеркала. Таким образом, процедура контроля сводится к измерению координат интерференционных максимумов, построением на основании измеренных данных зависимости  $b(h)$  и сравнением ее с теоретической зависимостью.

На рисунке 2б сплошной линией представлен график зависимости  $b(h)$ , который получен по результатам обработки интерференционной картины от выпуклого сферического зеркала.

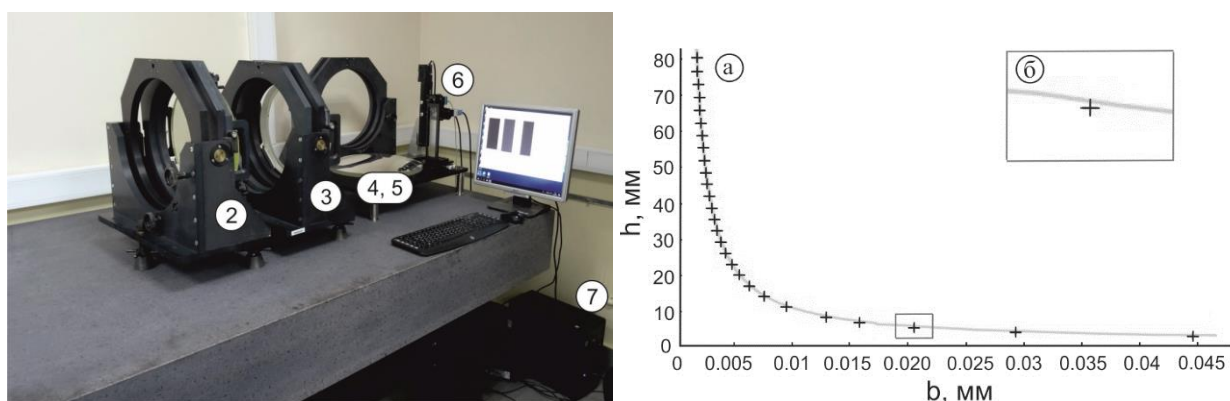


Рисунок 2 – фотография макета интерференционной установки (а) и экспериментально полученная зависимость  $b(h)$  (б)

Также на рисунке 2б для наглядности представлены некоторые точки графика зависимости  $b(h)$ , построенного по известным номинальным значениям геометрических параметров зеркала. Несоответствие между теоретической и экспериментальной зависимостью, показанное на рисунке 4б, соответствует неточности формы зеркала величиной приблизительно в одну длину волны (632.8 нм).

Таким образом, авторами предложена модификация метода профессора Д.Т. Пуряева для контроля выпуклых асферических зеркал большого диаметра, разработан и изготовлен макет интерференционной установки для ее реализации. В настоящее время продолжается работа по созданию метода математической обработки результатов измерения и восстановления топографической карты контролируемой поверхности.

Результаты работы получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН (НТЦ УП РАН) [8].

1. Пуряев Д.Т. Методы контроля оптических асферических поверхностей. М.: Машиностроение, 1976. 262 с.
2. Goncharov A.V., Druzhin V.V., Batshev V.I. Non-contact methods for optical testing of convex aspheric mirrors for future large telescopes // Proc. SPIE. 2009. Vol. 7389. P. 73891A.
3. Барышников Н.В., Денисов Д.Г., Карасик В.Е., Абдулкадыров М.А., Игнатов А.Н., Патрикеев В.Е., Семенов А.П., Морозов Ю.А., Судариков И.Н., Шаров А.А. Высокоточный метод контроля параметров локальных отклонений нанометрового уровня поверхности оптической детали // Оптический журнал. 2018. Т.85 №3. С. 54-61.
4. Денисов Д.Г., Барышников Н.В., Гладышева Я.О., Карасик В.Е., Морозов А.Б., Патрикеев В.Е. Метод аттестационного контроля поверхностных неоднородностей оптических деталей на основе частотного анализа профиля поверхности // Измерительная техника. 2017. №2. С. 15-19.
5. Гладышева Я.О., Животовский И.В., Денисов Д.Г., Барышников Н.В. Алгоритм восстановления профиля плоской оптической поверхности высокой точности// Измерительная техника. 2016. №2. С. 28-32.
6. Способ измерения профиля оптических поверхностей: а.с. 1044969 СССР, МКИ4G 01 В П/24. / Д.Т. Пуряев. № 3467407.25-28. 1983.
7. Batshev V.I., Gavlina A.E., Novikov D.A. Testing method of large-sized convex optical surfaces // Proc. SPIE. 2018. Vol. 10833, P. 108331R.
8. Центр коллективного пользования НТЦ УП РАН. <http://ckp.ntcup.ru>

# КОМПАКТНЫЙ ТРЕХЗЕРКАЛЬНЫЙ ДЛИННОФОКУСНЫЙ ОБЪЕКТИВ С ЛИНЗОВЫМ КОРРЕКТОРОМ ПОЛЯ

Батшев В.И., Бодров С.В., Крюков А.В., Качурин Ю.Ю.

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия;

batshev\_vlad@mail.ru, bodrov@bmtu.ru, alex\_krioukov@mail.ru, caich@mail.ru

Ключевые слова: трехзеркальный объектив, асферическое зеркало, линзовый корректор.

Разработана методика расчета компактного длиннофокусного зеркального объектива с линзовым корректором комы и астигматизма. Особенностью схемы объектива является двукратное отражение лучей от главного зеркала. Приведен пример расчета объектива с фокусным расстоянием 2 м, относительным отверстием 1:8, и угловым полем 15 угловых минут, подтверждающий эффективность разработанной методики.

Уменьшение осевых габаритов длиннофокусных оптических систем (ОС) всегда было актуальной задачей оптического приборостроения. Ее позволяют решить зеркальные и зеркально-линзовые схемы объективов. Компактность оборудования особенно важна для ОС космического базирования, например, в системах дистанционного зондирования Земли, поэтому зеркальные системы для этих задач являются весьма перспективными [1-3]. Одну из простых ОС имеет двухзеркальный апланат, в котором исправление сферической аберрации и комы достигается за счет использования асферических зеркал. Однако астигматизм и кривизна поверхности изображения ограничивают его поле единицами угловых минут. Более широкими аберрационными возможностями обладают трехзеркальные ОС. Они позволяют реализовать более компактные схемы, но при этом возрастают допуски на взаимное расположение и децентрировки зеркал [4-6].

В работе [7] предложена ОС и описана методика расчета трехзеркального объектива, основанная на свойствах афокальной двухзеркальной системы профессора Д.Т. Пуряева, описанных в работе [8]. Особенностью ОС объектива является двукратное отражение лучей от главного зеркала; после отражения от вторичного зеркала лучи идут параллельными пучками.

На основе этой ОС мы предлагаем сформировать зеркально-линзовый объектив, добавив к зеркальной системе линзовый компенсатор полевых аберраций. Это улучшает качество изображения за счет исправления комы и астигматизма. На рисунке 1 показана оптическая схема объектива и ход вспомогательного луча, использованного для расчета аберраций третьего порядка.

Как показано в [5], конструктивные параметры и аберрационные характеристики зеркальной части объектива, нормированные на фокусное расстояние, выражаются через единственный параметр – коэффициент экранирования  $\eta$ :

оптические силы зеркал:  $\Phi_1 = \eta^{-1}$  и  $\Phi_2 = -\eta^{-2}$  ;



радиусы кривизны зеркал:  $\bar{r}_1 = 2\eta$  и  $\bar{r}_2 = 2\eta^2$ ;

расстояние между вершинами зеркал  $\bar{d}_1 = -\bar{d}_2 = (1 - \eta)\eta$ ;

квадрат эксцентриситета первого зеркала  $e_1^2 = (1 - \eta + \eta^4)/(1 + \eta^4)$ ;

суммы Зейделя, определяющие значения aberrаций третьего порядка:

$$S_I = 0;$$

$$S_{II} = (1 - \eta + 2\eta^2 - \eta^3 + \eta^4 + 2\eta^6)/4\eta^2(1 + \eta^4);$$

$$S_{III} = (1 - 2\eta - 4\eta^3 + 3\eta^4 - 2\eta^5 - 4\eta^7)/4\eta^2(1 + \eta^4);$$

$$S_{IV} = (2\eta - 1)/\eta^2;$$

$$S_V = (1 - 7\eta^2 + 2\eta^3 + 7\eta^4 - 2\eta^5 - 7\eta^6 + 6\eta^8)/4\eta^2(1 + \eta^4).$$

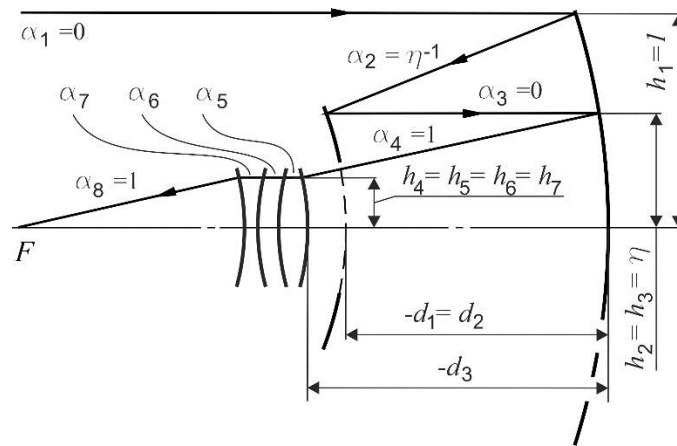


Рисунок 1 – оптическая схема объектива

В зеркальных и зеркально-линзовых приборах астрономической оптики  $\eta \leq 0.35$ . При этом качество изображения заметно ухудшают aberrации кома и кривизна поверхности изображения.

Для уменьшения полевых aberrаций объектива мы предлагаем использовать двухлинзовый ахроматический компенсатор, установленный вблизи второго зеркала  $M_2$  (рис.1) в сходящемся пучке лучей [6]. Для минимизации вносимых компенсатором хроматических aberrаций он должен быть ахроматизирован, для сохранения масштаба изображения – афокален, а для исправления кома и астигматизма – должен содержать как минимум две линзы. Из условия афокальности компенсатора следует, что оптические силы линз должны быть противоположны, а из условия ахроматизации – что линзы должны быть из одного и того же материала [9].

Таким образом, исходными данными для расчета компенсатора являются:

$n_5 = n_7$  и  $v_5 = v_7$  – показатель преломления и коэффициент дисперсии материала линз;

$\Phi_{4.5} = -\Phi_{6.7}$  – оптические силы линз;

$\bar{d}_3$  – расстояние от главного зеркала до компенсатора, нормированное на фокусное расстояние.

Расчет исходного варианта компенсатора начинается с вычисления углов и высот вспомогательных лучей по следующим формулам:

$$h_4 = \eta - \bar{d}_3; \quad \alpha_6 = 1 + h_4 \Phi_{4-5}; \quad H_4 = H_3 - \beta_4 \bar{d}_3 = 0,$$

где  $h_4$  и  $H_4$  – высоты первого и второго вспомогательных лучей на линзовом компенсаторе;  $\alpha_6$  – угол первого вспомогательного луча между линзами компенсатора.

На первом этапе расчета будем считать сам компенсатор и его линзы тонкими. Тогда высоты вспомогательных лучей на поверхностях линз компенсатора одинаковы. Углы  $\alpha_5$  и  $\alpha_7$  находятся из условия получения заданных значений второй  $S_{II\Sigma}$  и третьей  $S_{III\Sigma}$  сумм Зейделя всего объектива в целом, т.е. из системы уравнений:

$$\alpha_5^2 \delta_6 + \alpha_5 \delta_7 - \alpha_7^2 \delta_6 - \alpha_7 \delta_7 - S_{II\Sigma} + S_{II} = 0,$$

$$\alpha_5^2 \delta_8 + \alpha_5 \delta_9 - \alpha_7^2 \delta_8 - \alpha_7 \delta_9 + S_{III\Sigma} - S_{III} = 0,$$

где  $S_{II}$  и  $S_{III}$  – суммы Зейделя зеркальной части объектива.

Коэффициенты  $\delta_i$  вычисляются из соотношений:

$$\delta_1 = (\mu_5 + 1)^{-2}, \quad \mu_5 = n_5^{-1}, \quad \delta_2 = \delta_1(1 - 2\mu_5), \quad \delta_3 = \delta_1(2 - \mu_5), \quad \delta_4 = (1 + \mu_5)^{-1},$$

$$\delta_5 = -\delta_4(1 - \mu_5), \quad \delta_6 = H_4 \delta_2(1 - \alpha_6), \quad \delta_7 = H_4 \delta_3(\alpha_6^2 - 1) + \delta_5(\alpha_6 - 1),$$

$$\delta_8 = H_4^2 \delta_2(\alpha_6 - 1)h_4^{-1}, \quad \delta_9 = H_4^2 \delta_3(1 - \alpha_6^2)h_4^{-1} + 2H_4 \delta_5(1 - \alpha_6)h_4^{-1}.$$

После определения углов  $\alpha_5$  и  $\alpha_7$  находим нормированные на фокусное расстояние значения радиусов кривизны линзовых компонентов:

$$\bar{r}_4 = \frac{h_4(n_5 + 1)}{n_5 \alpha_5 + 1}, \quad \bar{r}_5 = \frac{h_4(1 + n_5)}{\alpha_6 + n_5 \alpha_5}, \quad \bar{r}_6 = \frac{h_4(n_7 + 1)}{n_7 \alpha_7 + \alpha_6}, \quad \bar{r}_7 = \frac{h_4(1 + n_7)}{1 + n_7 \alpha_7}.$$

Таким образом, получен исходный вариант зеркально-линзового объектива с двухлинзовым тонким афокальным ахроматическим компенсатором. После этого вводятся конечные толщины линз компенсатора  $d_4$  и  $d_6$ , а также воздушного промежутка между ними  $d_5$  и уточняются значения его радиусов, например, с помощью оптимизации.

В качестве примера приведем расчет по предлагаемой методике длиннофокусного зеркально-линзового объектива со следующими основными характеристиками:  $f' = -2000$  мм,  $D/f' = 1:8$  и  $2\omega = 15'$ . Спектральный диапазон –  $\lambda_F \dots \lambda_C$ . Материал линз – стекло К8.

Зададим  $\eta = 0.2$ , тогда для приведенной оптической системы ( $f' = 1$ ) получаем:

- оптические силы главного и вторичного зеркал:  $\Phi_1 = \Phi_3 = 5$ ,  $\Phi_2 = -25$ .

- радиусы зеркал и расстояние между ними:  $\bar{r}_1 = \bar{r}_3 = 0.4$ ;  $\bar{r}_2 = 0.08$ ;  $\bar{d}_1 = -\bar{d}_2 = 0.16$ .

- квадрат эксцентриситета первого зеркала  $e_1^2 = 0.8003195$ .

Суммы Зейделя полученного зеркального объектива будут соответственно равны  $S_I = 0$ ,  $S_{II} = 5.45208$ ,  $S_{III} = 3.56997$ ,  $S_{IV} = -15$ ,  $S_V = 4.65585$ .

Требуемые значения второй и третьей сумм Зейделя зададим  $S_{II\Sigma} = S_{III\Sigma} = 0$ , а расстояние  $\bar{d}_3 = 0.17$ . Оптические силы линз компенсатора примем  $\Phi_{4-5} = -\Phi_{6-7} = 25$ .

Тогда по приведенным выше формулам  $h_4=0.03$  и  $H_4=0.994$ ,  $\alpha_6=1.75$ ,  $\alpha_5 = 0.596$  и  $\alpha_7 = 2.063$ . При  $f = -2000$  мм радиусы кривизны тонких линз:  $r_4= 327.01$  мм,  $r_5 = 36.798$  мм,  $r_6= -22.498$  мм,  $r_7 = -14.584$  мм. Объектив с тонким компенсатором имеет суммы Зейделя:  $S_{I\Sigma} = -0.32564$ ,  $S_{II\Sigma} = 0.00861$ ,  $S_{III\Sigma} = 0.33808$ .

Далее выполнена оптимизация рассчитанного компенсатора в Zemax. Конструктивные параметры полученного объектива приведены в таблице:

Радиусы, мм	Расстояния, мм	Материалы
$r_1 = -800$		Зеркало
$r_2 = -160$	$d_1 = -320$	Зеркало
$r_3 = -800$	$d_2 = 320$	Зеркало
$r_4 = 327.01$	$d_3 = -340.18$	
$r_5 = 36.25$	$d_4 = -1.5$	Стекло К8
$r_6 = -21.835$	$d_5 = -0.5$	-
$r_7 = -13.653$	$d_6 = -1.0$	Стекло К8

В рассчитанном объективе контраст по уровню 0.3 наблюдается для осевой точки изображения на частоте более  $100 \text{ мм}^{-1}$ , а на краю поля - на частоте  $65 \text{ мм}^{-1}$ . Эффективное относительное отверстие рассчитанного объектива составляет 1:8.2.

1. *Архипов С.А., Заварзин В.И., Сеник Б.Н.* Разработка и изготовление оптических систем для перспективной космической аппаратуры дистанционного зондирования Земли // Оптический журнал. 2013. Т. 80. 1. С. 34–38.
2. *Заварзин В.И., Митрофанова Ю.С.* Схемные решения для перспективной гиперспектральной аппаратуры // Оптический журнал. 2017. Т. 84. №4. С. 12-16.
3. *Заварзин В. И., Лу А. В.* Контроль качества крупногабаритных зеркальных объективов с эксцентрично расположенным полем изображения // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Приборостроение. 2014. № 6. С. 39-48.
4. *Grammatin A.P.* A three-mirror astronomical objective // Journal of Optical Technology. 1997. Vol. 64. № 3. P. 207-209.
5. *Livshits I.L., Zverev V.A., and Vasilev V.N.* Parametric synthesis of three-mirrors optical systems // Proc. SPIE. 2011. Vol. 8167. P. 81670C.
6. *Ермолаева Е.В., Зверев В.А., Подгорных Ю.А.* Параметрический синтез трехзеркальных оптических систем на основе базовой двухзеркальной системы // Оптический журнал. 2013. Т.80 №11. С. 36-47.
7. *Батшеев В.И., Бодров С.В.* Компактный трёхзеркальный астрономический объектив // Приборы и техника эксперимента, 2016. № 4. С. 78-83.
8. *Батшеев В.И., Пуряев Д.Т.* Геометрические и оптические свойства афокальной двухзеркальной системы // Оптический журнал. 2009. Т. 76, №1. С. 13 – 18.
9. *Чуриловский В.Н.* Теория хроматизма и аберраций третьего порядка. Л.: Машиностроение, 1968.- 312с.

# ВЛИЯНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ АНСАМБЛЯ ФОТОННЫХ НАНОСТРУЙ МИКРОСБОРКОЙ КОНИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Ю.Э. Гейнц, Е.К. Панина, А.А. Землянов

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

*e-mail: [ygeints@iao.ru](mailto:ygeints@iao.ru), [pek@iao.ru](mailto:pek@iao.ru), [zza@iao.ru](mailto:zza@iao.ru)*

Ключевые слова: фотонная наноструя, микросборка частиц, коническая микрочастица

Представлены результаты теоретических исследований пространственно-локализованных ближнеполюсных световых структур («фотонных наноструй»), формирующихся при рассеянии лазерного излучения на метаповерхности в форме однослойной упорядоченной сборки диэлектрических микроконусов, внедренных в прозрачную матрицу (силиконовую пленку). Путем решения уравнений Максвелла по методике вычислительной электродинамики (FDTD) проведен подробный анализ основных параметров локализованных световых структур (длина, ширина, пиковая интенсивность) в условиях взаимовлияния световых полей соседних микрочастиц. Установлено, что основными факторами, влияющими на исследуемые характеристики «фотонных наноструй», являются пространственная ориентация микроконусов, а также степень их заглужения в силиконовую матрицу. Показано, что ряд пространственных конфигураций конических микросборок позволяет создавать ансамбль «фотонных наноструй» со специфическими характеристиками, недостижимыми для изолированных микроконусов.

## **Введение**

Эффект фокусировки оптического излучения вблизи малых материальных объектов - эффект «фотонных наноструй» (ФНС) [1] давно и весьма успешно исследуется учеными различных стран. Повышенный интерес к данному явлению обусловлен перспективами его широкого практического применения в различных областях науки и современной технологии, например, в трехмерной (3D) нанолитографии поверхностей, лазерной микрохирургии, прецизионной диагностике параметров дисперсных сред и т.д.

В большинстве исследований, касающихся вопросов управления параметрами ФНС, рассматриваются одиночные изолированные частицы, расположенные в свободном пространстве. Распределение оптического поля вблизи такой частицы зависит только от характеристик падающего излучения и параметров самой частицы. Использование же группы близкорасположенных микрообъектов (микросборки), вследствие интерференции оптических полей при дифракции излучения на соседних микрочастицах, может существенным образом повлиять на параметры отдельных наноструй. В настоящее время в литературе сообщается о технологиях получения упорядоченных ансамблей микропризм, микроконусов, а также кубических объектов (кубоидов) для осуществления экстремальной фокусировки оптического излучения. Однако до конца не изучен вопрос о влиянии коллективных эффектов на пространственные и амплитудные характеристики возникающих ФНС, при варьировании расстояния между такого рода частицами, их размера и пространственной конфигурации

размещения в подложке. Детальное исследование основных параметров ФНС, а именно, длины, ширины, пиковой интенсивности, позволит выявить основные закономерности при формировании ансамбля ФНС, что открывает новые перспективы управления наноструями.

В настоящей работе представлено краткое изложение результатов численного моделирования ближнепольной фокусировки световой волны ансамблем микроконусов, размещенных в прозрачной силиконовой матрице в узлах прямоугольной пространственной решетки. Наглядно показано, что варьированием периода размещения и конфигурации сборки микроконусов удается модифицировать параметры формирующихся наноструй в плане повышения их интенсивности и протяженности.

### **Методика численного моделирования**

Был рассмотрен наиболее распространенный тип микросборки, представляющий собой прямоугольную однослойную конфигурацию частиц на плоскости. Все частицы в ансамбле являются идентичными, имеющими форму круговых конусов с радиусом основания  $a$  и высотой  $h$ . Массив микроконусов размещался внутри прозрачной подложки толщиной  $s \geq h$  и периодом расположения (периодом решетки)  $g$ , что соответствует типичному случаю самосборки и образованию либо плотной ( $g/a=0$ ), либо разреженной ( $g/a=1$ ) упаковки частиц. Глубина погружения микросфер в матрицу варьировалась в пределах  $0 \leq f \leq 2a$ . Полагалось, что микроконусы изготовлены из непоглощающего в оптическом диапазоне стекла ( $n=1.6$ ), а подложка представляла собой непоглощающую пленку органического полимера ( $n_1=1.4$ ), который находился в воздухе ( $n=1$ ). Полученные пространственные распределения относительной интенсивности поля  $B(x,z) = |\mathbf{E}(x,z)|^2 / E_0^2$  ( $E_0$  - амплитуда падающей волны) анализировались на предмет обнаружения локализованных областей повышенной интенсивности (ФНС) и определения их размерных и амплитудных характеристик. Были рассмотрены случаи прямой и обратной ориентации частиц.

### **Результаты и их обсуждение**

Как следует из рис. 1б, ансамбль обратно ориентированных относительно падающего излучения микроконусов, частично погруженных в прозрачную силиконовую матрицу, формирует совокупность ФНС определенной фиксированной длины вне зависимости от взаимного расположения частиц в кластере. Влияние ближайшего окружения каждого конуса сказывается на длине формируемых в зоне ближнего поля рассеяния ФНС только для полностью погруженных в подложку частиц. Так значение  $L$  для плотно упакованных частиц

$g/a = 0$  практически в два раза меньше соответствующего значения для разреженной ( $g/a = 1$ ) упаковки конусов, что объясняется в первом случае вкладом коллективных эффектов при формировании ансамбля ФНС микросборкой конических частиц.

Для *прямой* ориентации конических частиц на подложке (рис. 1а) основным фактором, влияющим на параметр  $L$ , также является степень погружения частиц в непоглощающую матрицу. Особенность фокусировки оптического поля подобного рода частицами обуславливает крайне низкую протяженность струи, поскольку максимум интенсивности оптического поля располагается главным образом внутри рассеивающей частицы. Взаимовлияние соседних микроконусов на длину формируемых ФНС незначительно.

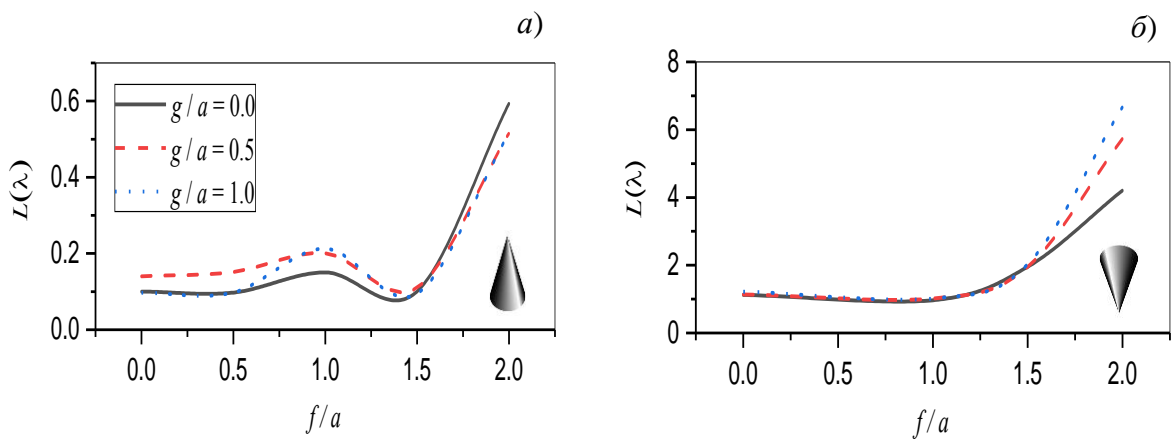


Рисунок 1 – Длина ФНС для прямой (а) и обратной (б) ориентации кластера конусов при изменении глубины погружения в матрицу  $f/a$  и варьировании расстояния между частицами  $g/a$

Важным параметром ФНС является ее поперечный размер  $R$ , который в научной литературе часто называют пространственным разрешением фотонной наноструи. Прежде всего, отметим, что подобие зависимостей в случае *прямой* пространственной ориентации микроконусов (рис. 2а) свидетельствует об инвариантности ширины ФНС к параметрам сборки конических частиц. Локализация оптического поля в прямо ориентированных частицах происходит в ограниченной области, расположенной в вершине конуса. Образующиеся при этом ФНС фактически являются вытекающим оптическим полем, что обуславливает их низкую протяженность и субдифракционный поперечный размер. Интересно, что при погружении микроконусов с *прямой* ориентацией в подложку не наблюдается заметного изменения ширины световой наноструи ( $R \approx 0.38\lambda$ ). В то же время, для *обратно* ориентированных частиц (рис. 2б) зависимость ширины фотонного потока от степени погружения микроконусов в матрицу имеет

тенденцию к увеличению. Можно отметить, что в целом, наиболее узкие ФНС возникают для частично погруженных частиц ( $f/a < 1$ ).

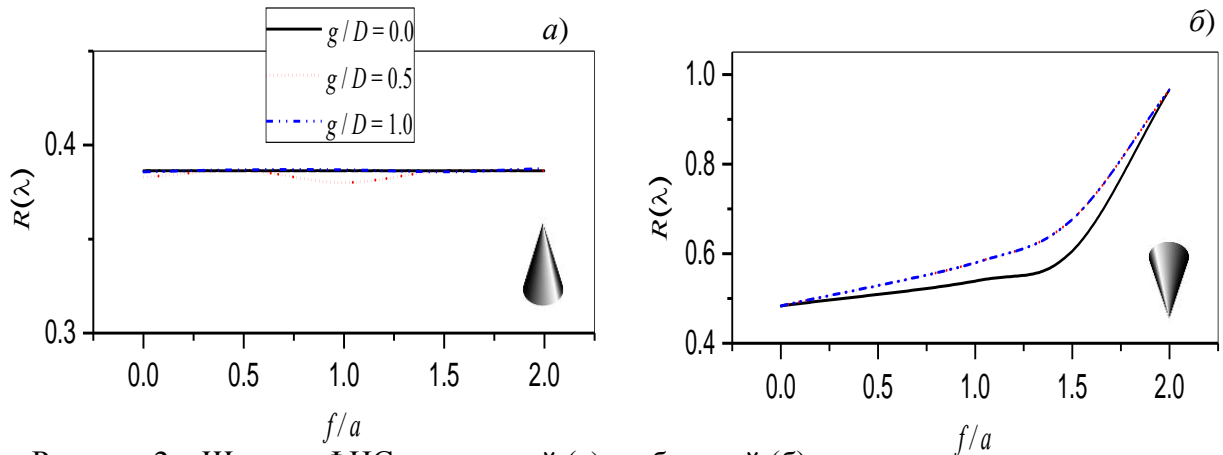


Рисунок 2 – Ширина ФНС для прямой (а) и обратной (б) ориентации кластера конусов при изменении глубины погружения в матрицу  $f/a$  и варьировании расстояния между частицами  $g/a$

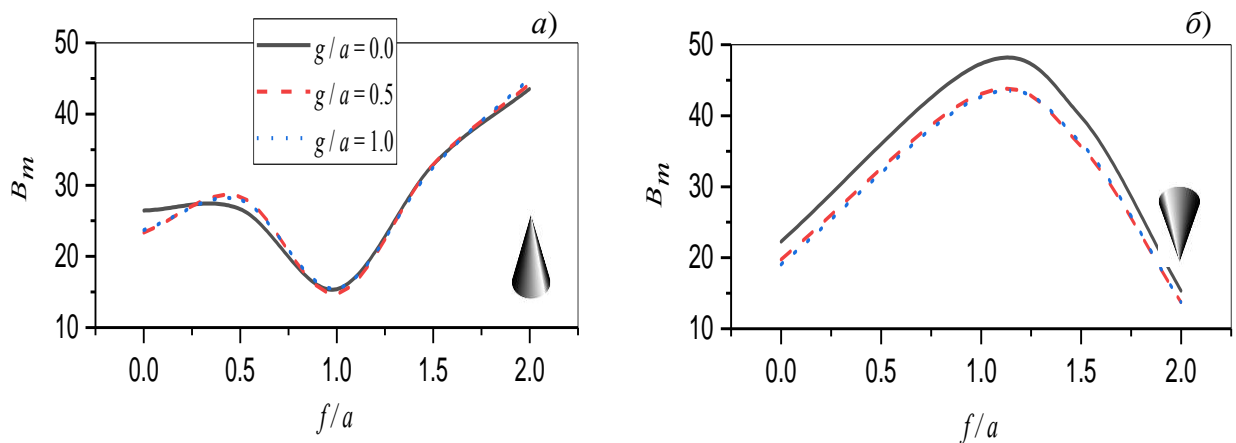


Рисунок 3 – Значения пиковой интенсивности  $B_m$  оптического поля в области ФНС для прямой (а) и обратной (б) конфигурации кластера конусов при изменении глубины погружения в матрицу  $f/a$  и варьировании расстояния между частицами  $g/a$

На рис. 3 показаны результаты численных расчетов максимального увеличения относительной интенсивности оптического поля  $B_m$  для рассматриваемых случаев кластера частиц. Видно, что данный параметр характеризуется схожим типом зависимостей для всех вариантов упаковки частиц (плотная или разреженная). При частичном погружении микроконусов с *обратной* ориентацией в подложку ( $f/a \sim 1$ ) наблюдается заметное увеличение интенсивности струи (более чем в два раза). Изменение ориентации микрочастиц на противоположную (*прямая ориентация*) приводит к обратному эффекту, а именно резкому падению пиковых значений интенсивности  $B_m$ .

1. Chen Z., Taflove A., Backman V. Optics Express, 12 (7), 1214 (2004)

# ОСОБЕННОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА ДИМЕРОМ МИКРОКАПСУЛ

Ю.Э. Гейнц, Е.К. Панина, А.А. Землянов

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

*e-mail: [ygeints@iao.ru](mailto:ygeints@iao.ru), [pek@iao.ru](mailto:pek@iao.ru), [zza@iao.ru](mailto:zza@iao.ru)*

Ключевые слова: микрокапсулы, димер частиц, поглощение оптического излучения

Представлены результаты численного моделирования поглощения света димером двуслойных сферических частиц, состоящих из водного ядра и поглощающей излучение полимерной оболочки. Исследованы пространственное распределение и амплитудные характеристики объемной плотности поглощенной мощности. Показано, что при определенной пространственной конфигурации димера реализуются максимально достижимые значения плотности поглощенной мощности. Установлено также, что для близкорасположенных микрокапсул с высоким коэффициентом поглощения оболочек, суммарный уровень поглощенной мощности в объеме димера может повышаться по сравнению со случаем поглощения излучения двумя изолированными микрочастицами.

## Введение

В настоящее время микрокапсулирование является одним из наиболее перспективных методов создания инновационных лекарственных форм с пролонгированным действием. Предполагается, что с помощью капсулирования можно решить ряд важных проблем, например, удлинить сроки годности быстро портящихся лекарственных веществ, замаскировать их цвет, вкус, запах, а также уменьшить реакционную способность лекарственных веществ.

Как правило, капсулы представляют собой микро - или наносферы, состоящие из тонкой полимерной оболочки и жидкого ядра из активно действующего вещества. Вскрываются такие микрокапсулы путем внешнего воздействия различной физико-химической природы, в частности, с помощью лазерного излучения. Чувствительность оболочки капсулы к электромагнитному излучению обычно обеспечивается присутствием в ней веществ, активно поглощающих оптическое излучение в определенном спектральном диапазоне. Это могут быть как наночастицы благородных металлов (серебро, золото, сульфид золота) или красители, активные в видимой и ближней ИК областях спектра, так и оксиды, например, частицы  $TiO_2$ , имеющие пик поглощения в УФ диапазоне. Поскольку высокий нагрев транспортируемого вещества может оказаться нежелательным при его активации, то важной задачей является управление процессом тепловыделения внутри микрокапсулы. Здесь важно добиться наибольшей локализации поглощения и, следовательно, тепловыделения в ограниченных областях капсулы, где планируется разрушение ее оболочки.

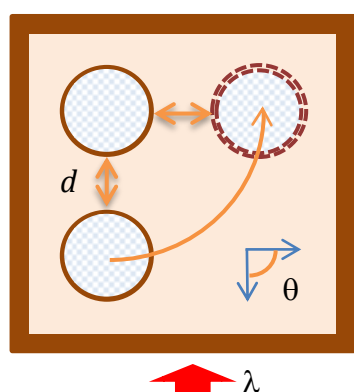
В настоящей работе рассмотрены особенности поглощения лазерного излучения парой близкорасположенных микрокапсул (димер), каждая из которых представляет собой двуслойную сферическую частицу, состоящую из водного ядра и поглощающей излучение



полимерной оболочки. Представлены и проанализированы результаты численного моделирования пространственной плотности поглощенной мощности оптического излучения в таком димере при различном пространственном расположении частиц относительно друг друга.

### Методика численного моделирования

При проведении численного моделирования мы использовали метод вычислительной электродинамики (FDTD) с применением коммерческого программного пакета. Точность численного решения системы дифференциальных уравнений Максвелла для компонент электромагнитного поля оптической волны контролировалась при помощи применения адаптивной расчетной сетки, узлы которой сгущались в областях резких градиентов диэлектрической проницаемости среды (границы оболочек). Общее число элементарных «ячеек Yee» составляло около миллиона при временном шаге схемы порядка 0.06 фс.



Для моделирования рассеяния и поглощения оптического излучения ансамблем микрокапсул был рассмотрен димер, составленный из идентичных оболочечных сферических частиц (рис. 1).

Рисунок 1 – Схема расположения двух микрокапсул, используемая при численном моделировании. Излучение падает на димер микрочастиц снизу

Показатели преломления ядра и оболочки, имитирующие активное вещество ( $n_1 = 1.33$ ) и полимерную оболочку с включениями поглощающего излучение компонента, например, молекул красителя, металлических/углеродных частиц и т.д. ( $(n_2 - ik_s) = 1.5 - i \cdot k_s$ ) были выбраны в соответствии с реальными параметрами биокапсул. Показатель поглощения оболочки варьировался в диапазоне  $k_s \cong 0.1 \div 3$ . Считалось, что частицы находятся в водной среде. Размер микрокапсул  $R_0 = 0.8$  мкм и толщина оболочки  $h = 0.08$  мкм всегда оставались фиксированными. В расчетах изменялось расстояние между частицами  $d$  и их ориентация в пространстве путем перемещения нижней частицы димера по координатным осям в плоскости поляризации световой волны. На нижней грани расчётной области задавалось линейно поляризованное излучение с длиной волны  $\lambda = 0.8$  мкм и амплитудой электрического поля  $E_0 = 1$  В/м.

Объемная плотность поглощенной мощности светового излучения  $P$  внутри микрочастиц вычислялось стандартным образом, исходя из пространственного распределения электрического поля  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  [1]:  $P(\mathbf{r}) = \frac{\pi c \varepsilon_0}{\lambda} \varepsilon''(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2$ , где  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\varepsilon''$  - мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости среды, связанная с показателем поглощения поглощающего слоя частицы:  $\varepsilon'' = 4\pi \kappa_s(\mathbf{r})/\lambda$ ,  $\mathbf{r}$  - радиус-вектор точки внутри частицы,  $c$  - скорость света в вакууме.

### Результаты и их обсуждение

Установлено, что при достаточно слабом поглощении оболочки частиц ( $\kappa_s=0.01$ ) зависимость максимально реализуемой плотности мощности поглощения  $P_{\max}$  от расстояния между частицами  $d$  сглажена, в то время как для умеренно ( $\kappa_s=1$ ) и сильно поглощающих ( $\kappa_s=3$ ) оболочечных частиц наблюдаются явно выраженные экстремумы. Эти экстремумы реализуются при вполне определенной конфигурации димера, а их амплитуда зависит от расстояния между двумя микрокапсулами. Так, например, для димера с показателем преломления оболочек  $\kappa_s=1$  наибольшие значения  $P_{\max}$  достигаются, когда частицы максимально приближены друг к другу. Увеличение расстояния между микросферами не меняет формы зависимостей, но снижает пиковые значения поглощенной мощности излучения.

Резкий скачок в зависимости  $P_{\max}(\theta)$  при  $\kappa_s=3$  и  $d=0.5$  объясняется интерференционным характером формирования пространственной структуры оптического поля при поглощении лазерного излучения парой близкорасположенных микрокапсул. При высоких значениях поглощения материала оболочек димера, поглощение падающего излучения происходит главным образом в освещенной части частицы. В этом случае снижается относительная доля прямого излучения, прошедшего частицу вдоль ее диаметра под малыми углами к оптической оси и имеющего наибольший оптический путь внутри сферы. В то же время возрастает доля отраженного излучения от поверхности капсул. При углах конфигурации димера  $\theta \approx 45^\circ$  реализуются условия, при которых интерференция преломленных и отраженных нижней частицей волн обеспечивает максимальную интенсивность на поверхности верхней частицы.

Эту ситуацию иллюстрирует рис. 2, где показаны пространственные распределения поглощенной мощности излучения  $P(\mathbf{r})$  и соответствующие им распределения относительной интенсивности оптического поля  $B(\mathbf{r}) = |\mathbf{E}|^2/E_0^2$  в плоскости главного сечения димера при

различной ориентации относительно направления падения излучения. Показаны случаи реализации самой высокой степени локализации поглощенной мощности в частицах при различных расстояниях между частицами  $d$ .

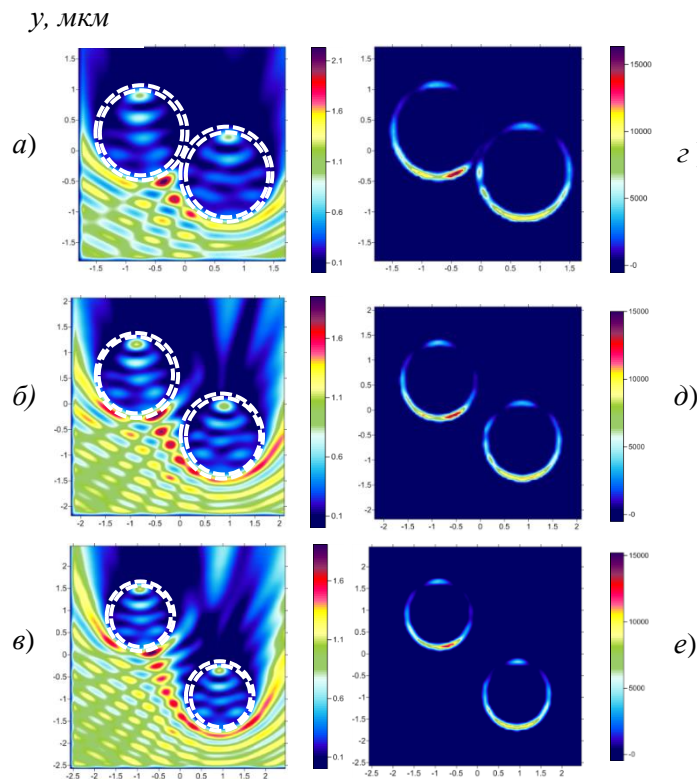


Рисунок 2 – Распределение относительной интенсивности  $B(x, z)$  (а-в) и поглощенной мощности излучения  $P(z)$  (з-е) в капсулах радиусом  $R_0 = \lambda$ . Толщина оболочки  $h = 0.1\lambda$ , поглощение  $\kappa_s = 1$ ,  $\lambda = 0.8$  мкм. Расстояние между частицами:  $d = 0$  мкм (а, з),  $d = 0.5$  мкм (б, д) и  $d = 1$  мкм (в, е). Границы слоя поглощения (оболочка) на каждом рисунке выделены пунктиром. Излучение падает снизу, масштаб на графиках различный

Существование оптимальной пространственной конфигурации димера частиц, с точки зрения плотности поглощения, может быть объяснено наличием поглощающего слоя микросфер. Чем выше коэффициент поглощения оболочки капсулы, тем сильнее проявляется эффект затухания оптической волны внутри ее объема. Соответственно, частица, которая первая взаимодействует с падающим излучением, в зависимости от уровня поглощения выступает в роли прозрачного или же полупрозрачного экрана, модифицируя пространственный профиль излучения, приходящий на верхнюю частицу димера. Далее сценарий развития событий зависит от эффективности поглощающего слоя. Если оболочка слабо поглощающая, то за счет фокусировки поля нижней (освещенной) поверхностью, область максимальных значений  $P_{\max}$  локализуется, как правило, в приповерхностном слое вблизи теневой поверхности частицы расположенной ниже, а, следовательно, ее влияние на распределение оптического поля во второй частице минимально. Высокое значение показателя поглощения нижней частицы, наоборот, приводит к быстрому затуханию оптической волны внутри ее объема. Фактически, частица выступает в роли непрозрачного препятствия, представляющего собой в поперечнике диск, на котором и происходит дифракция поля.

## ИЗМЕРЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ МАСШТАБОВ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ МОНИНА-ОБУХОВА В САЯНСКОЙ СОЛНЕЧНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

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: турбулентность, теория подобия, турбулентные масштабы скорости и температуры

Продолжены многолетние наблюдения дневной и ночной стратификации атмосферы в Саянской солнечной обсерватория (п. Монды, Бурятия). Для измерений использован новый мобильный аппаратно-программный ультразвуковой комплекс АМК-03-4, разработанный для измерения характеристик турбулентных метеополей. Приведены новые экспериментальные данные для турбулентных масштабов скорости  $V_*$  (скорость трения) и температуры  $T_*$ , являющихся важными характеристиками турбулентности в теории подобия Монина-Обухова. Проведено сравнение экспериментальных результатов с данными, полученными авторами ранее в разное время в различных климатических и географических регионах.

В результате экспедиционных работ 2000-х гг., проведенных ранее в горных и равнинных районах в разное время в отличающихся региональных метеоситуациях, авторами накоплена обширная экспериментальная база данных приземных измерений турбулентных характеристик в различных метеоусловиях. В июле - августе 2018 г. были продолжены экспериментальные исследования характеристик атмосферной турбулентности [1-7].

Измерения произведены в горной Саянской солнечной обсерватории (ССО) Института солнечно-земной физики СО РАН вблизи автоматизированного горизонтального солнечного телескопа (АСТ). Состояние турбулентной атмосферы контролировалось ультразвуковой метеосистемой «АМК-03-4», установленной в 20 м восточнее телескопа АСТ на мачте высотой 4 м. Метеосистема АМК-03-4 является новым мобильным аппаратно-программным ультразвуковым комплексом, разработанным для измерения характеристик турбулентных метеополей [8-11]. В отличие от подобных измерителей комплекс состоит из четырех идентичных ультразвуковых термоанемометров. Конструкция комплекса позволяет не только регистрировать характеристики турбулентности, но и статистические характеристики пространственных производных турбулентных пульсаций температуры и ортогональных компонент скорости ветра вдоль каждой из осей декартовой системы координат [8, 9]. Это позволяет исследовать пространственно-временную структуру турбулентных метеополей приземной атмосферы для дальнейшего развития теории подобия Монина - Обухова.

При измерениях характеристик атмосферной турбулентности в 2018 г. проведены длительные наблюдения для турбулентных масштабов теории подобия поля скорости  $V_*$  (скорость трения), температурного поля  $T_*$  и пространственных производных турбулентных

пульсаций температуры и ортогональных компонент скорости ветра с применением нового ультразвукового комплекса АМК-03-4.

Турбулентные масштабы скорости  $V_*$  и температуры  $T_*$  являются важными характеристиками турбулентности в теории подобия Монина-Обухова [1-3]. В случае плоскопараллельных течений (изотропный пограничный слой) масштабы скорости и температуры связаны с вертикальными производными средней горизонтальной скорости течения  $u$  и средней абсолютной температуры  $T$  выражениями [1-3]

$$d u / d z = V_* \varphi(z/L) / (\alpha z), \quad d T / d z = T_* \varphi(z/L) / z, \quad (1)$$

где  $\alpha = 0.4$  – постоянная Кармана,  $z$  – высота над подстилающей поверхностью,  $\varphi(z/L)$  – универсальная функция подобия, задающая тип стратификации,  $L$  – масштаб Монина-Обухова. Эти формулы, в свое время [1-3], были приняты за первичные полуэмпирические гипотезы (для нейтральной стратификации в изотропном пограничном слое, где  $\varphi = 1$ ). Усложнение формул (1) в дальнейшем привело к полуэмпирическим гипотезам в анизотропном пограничном слое.

В наших работах [1-3], посвященных полуэмпирическим гипотезам теории турбулентности в атмосферном анизотропном пограничном слое, теоретически и экспериментально показано, что теория подобия турбулентных течений может быть распространена на произвольный анизотропный пограничный слой, который можно считать локально слабо анизотропным. В частности, проведена экспериментальная проверка слабой анизотропности горного пограничного слоя. В таком пограничном слое все характеристики турбулентности становятся функциями от параметра стратификации  $\zeta$  ( $\zeta = z/L$ ,  $L$  – масштаб Монина-Обухова). Параметр  $\zeta$  за последние два десятка лет получил устойчивое собственное название – число Монина-Обухова.

В приземном слое в случае сильной неустойчивости ( $-\zeta \gg 1$ ) можно получить простые асимптотические зависимости турбулентных масштабов  $V_*$  и  $T_*$  от числа Монина–Обухова  $\zeta$ . В этом случае модуль продольной горизонтальной производной от средней температуры обычно существенно меньше модуля вертикальной производной. Сама же вертикальная производная в сильной неустойчивости близка к отрицательной постоянной величине [2, 4] ( $d T / d z \approx const < 0$ ,  $-\zeta \gg 1$ ). Для наблюдений вблизи подстилающей поверхности высоту  $z$  можно приблизительно считать фиксированной ( $z \approx const$ ). В этом случае изменения числа Монина–Обухова  $\zeta$  будут вызываться в основном только вариациями масштаба  $L$ . Учитывая известные [1-3] асимптотики функции подобия  $\varphi(\zeta)$ , находим:

$$T_* = c_1 |\zeta|^{1/3}, \quad V_* = c_2 |\zeta|^{-1/3}; \quad -\zeta \gg 1,$$

где  $c_1, c_2$  – неизвестные константы, подлежащие экспериментальному уточнению.

В области сильной устойчивости ( $\zeta \gg 1$ ) начинает сказываться влияние функции  $\alpha(\zeta)$ ,  $\alpha = Pr^{-1}$ , ( $\alpha$  – обратное турбулентное число Прандтля) точное выражение для которой в настоящее время неизвестно. Поэтому вопрос о теоретических представлениях для масштабов  $V_*$  и  $T_*$  при сильной устойчивости остается открытым.

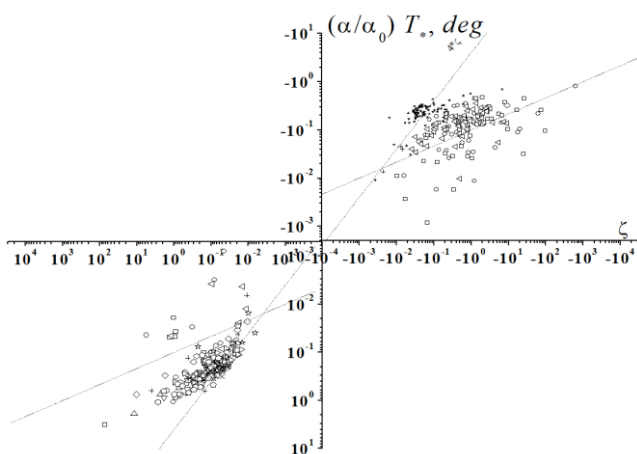


Рисунок 1 – Турбулентный масштаб температуры  $T_*$  в горном анизотропном пограничном слое. Диапазон изменения числа Монина-Обухова  $\zeta$ :  $-582 \leq \zeta \leq +73$ ,  $\alpha_0 = 1.17$

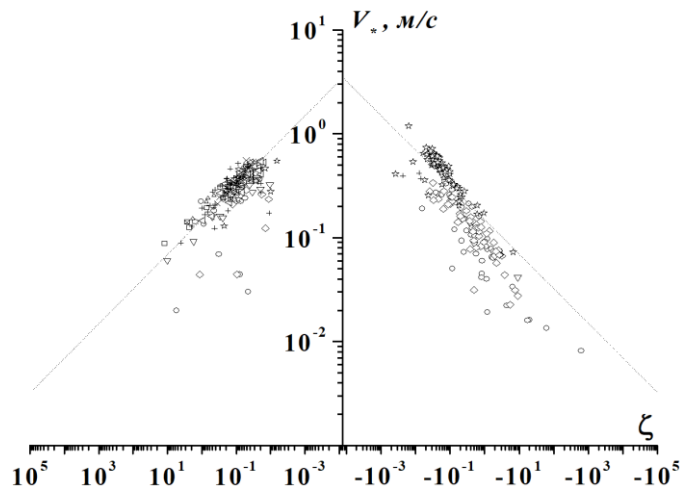


Рисунок 2 – Турбулентный масштаб скорости  $V_*$  в горном анизотропном пограничном слое. Диапазон изменения числа Монина-Обухова  $\zeta$ :  $-582 \leq \zeta \leq +73$ .

Новые данные экспедиции 2018 г., полученные с использованием нового ультразвукового комплекса АМК-03-4 (рис. 1, 2), подтверждают эти выводы [1-3] для турбулентных масштабов температуры  $T_*$  и скорости  $V_*$ . На рис. 1, 2 приведены экспериментальные результаты для турбулентных масштабов  $T_*$  и  $V_*$ , как функций от числа Монина-Обухова  $\zeta$ . Данные рис. 1, 2 получены в горном пограничном слое Саянской солнечной обсерватории в 2018 г. На рис. 1, 2 пунктирными линиями в области  $\zeta < 0$  показаны теоретические зависимости для турбулентных масштабов при неустойчивой стратификации (как показывают эксперименты для  $\alpha$  [1-3], при  $\zeta < 0$  можно считать  $\alpha = \alpha_0 \approx 1.17$ , тогда  $(\alpha/\alpha_0)T_* = T_*$ ). Зарегистрированные данные устойчиво группируются около этих зависимостей. Относительное отклонение данных рис. 1, 2 в области  $\zeta < 0$  от асимптотик в основном не превышает 40%. Разброс результатов теории подобия (в том числе, данных рис. 1, 2), как установлено в наших работах, зависит от локальных свойств турбулентности. В первую очередь, он возникает из-за отклонений спектра турбулентности от колмогоровского.

Таким образом, дополнительно подтверждены выводы, сделанные ранее в наших работах [1-3]. На основании приведенных в настоящей работе данных можно утверждать, что локальная слабая анизотропность горного пограничного слоя наблюдается в измерениях, произведенных в разные времена года, в различных горных регионах, на трассах с различными перепадами высот.

1. *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.
2. *Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.* Турбулентные масштабы скорости и температуры в атмосферном пограничном слое // *Изв. вузов. Физика*. 2013. № 8/3. С.331-333.
3. *Belov V.V., Blaunshstein N., Kopeika N., Matvienko G.G., Nosov V.V., Sukhanov A.Ya., Tarasenkov M.V., Zemlyanov A.A.* Monograph «Optical waves and laser beams in the irregular atmosphere», by ed. *N. Blaunshstein 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.
4. *Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В., Афанасьев В.Л., Балега Ю.Ю., Власюк В.В., Панчук В.Е., Якопов Г.В.* Исследования астроклимата в Специальной астрофизической обсерватории РАН // *Оптика атмосферы и океана*. 2018. Т. 31. № 8.
5. *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.
6. *Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Afanas'ev V.L., Balega Yu.Yu., Vlasyuk V.V., Panchuk V.E., Yakopov G.V.* Researches of the astroclimate in the Special astrophysical observatory of RAS // *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2018.
7. *Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V.* The turbulence formation in the observatories of the South Siberia and the North Caucasus. *Proc. SPIE*. 2018. V.10833 29. 10833-243.
8. *Азбукин А.А., Бозушевич 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.
9. *Azbukin A.A., Bogushevich A.Ya., Lukin V.P., Nosov V.V., Nosov E.V., Torgaev A.V.* Hardware-Software Complex for Studying the Structure of the Fields of Temperature and Turbulent Wind Fluctuations // *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2018. V. 31, No. 5.
10. *Azbukin A.A., Bogushevich A.Ya., Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V.* Hardware-software complex for studying the spatiotemporal structure of the fields of turbulent fluctuations of temperature and wind // *Proc. SPIE*. 2018. V. 10833 5C. 10833-241.
11. *Nosov V.V., Bogushevich A.Ya., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V.* About algorithms for calculation of the structural characteristic of temperature fluctuations in acoustic meteorological systems // *Proc. SPIE*. 2018. V.10833 59. 10833-233.

## ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ПРОИЗВОДНЫЕ СРЕДНЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ ГОРНЫХ ОБСЕРВАТОРИЙ

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: турбулентность, теория подобия, пространственные производные

Проведены экспериментальные исследования характеристик атмосферной турбулентности в Саянской солнечной обсерватории Института солнечно-земной физики СО РАН. Для измерений использован новый мобильный аппаратно-программный ультразвуковой комплекс АМК-03-4, разработанный для измерения статистических характеристик турбулентных метеополей и пространственных производных различных параметров турбулентной атмосферы. Получены новые данные измерений пространственных производных температуры при устойчивой стратификации (при положительных числах Монина-Обухова), при которой поведение производных ранее не было исследовано. В большей части интервала положительных чисел Монина-Обухова вертикальная производная температуры близка к постоянной величине. Этот факт можно рассматривать как новый значимый результат в теории подобия Монина-Обухова.

В июле - августе 2018 г. были произведены метеорологические измерения в горной Саянской солнечной обсерватории (ССО) Института солнечно-земной физики СО РАН. Эти измерения являются продолжением экспериментальных исследований характеристик атмосферной турбулентности над территориями горных обсерваторий [1-5].

Состояние турбулентной атмосферы контролировалось новой ультразвуковой метеорологической системой «АМК-03-4», установленной в 20 м восточнее автоматизированного горизонтального солнечного телескопа (АСТ) на мачте высотой 4 м. Метеосистема АМК-03-4 является мобильным аппаратно-программным ультразвуковым комплексом, разработанным для измерения характеристик турбулентных метеополей [6-9]. В отличие от подобных измерителей комплекс состоит из четырех идентичных ультразвуковых термоанемометров. Конструкция комплекса позволяет не только регистрировать характеристики турбулентности, но и статистические характеристики пространственных производных турбулентных пульсаций температуры и ортогональных компонент скорости ветра вдоль осей декартовой системы координат [6-8]. Это позволяет исследовать пространственно-временную структуру турбулентности приземного слоя атмосферы для дальнейшего развития теории подобия Монина - Обухова.

Систематические погрешности измерений в комплексе АМК-03-4 определяются техническими возможностями градуировки входящих в его состав термоанемометров УГИ-75 и для основных усредненных параметров не превышают следующих значений:  $0,3^{\circ}\text{C}$  - для



температуры; 0,15 м/с - для компонент вектора скорости ветра; 0,4 мм.рт.ст. – для давления; 2,5 % - для относительной влажности.

Указанные систематические погрешности измерений температуры и скорости ветра значительно больше достигаемых пороговых чувствительностей  $\sigma_T$  (по температуре) и  $\sigma_V$  (по скорости) ультразвукового термоанемометра к их турбулентным флуктуациям. Это обусловлено существенным превалированием в подобных устройствах систематических погрешностей над случайными ошибками измерений. В [6, 7] приведены инженерные формулы для оценивания  $\sigma_T$  и  $\sigma_V$ :

$$\sigma_T \approx 10 q T^{3/2}/S, \quad \sigma_V \approx 200 q T/S,$$

где величина  $q = 1/f_\Gamma$  является единицей квантования измеряемых временных интервалов в ультразвуковых термоанемометрах (их цифрового разрешения),  $T$  – значение температуры воздуха в Кельвинах,  $S$  – расстояние между ультразвуковыми датчиками. Так как в новом измерителе (УГИ-75) частота  $f_\Gamma$  увеличена в большей степени, чем уменьшены значения  $S$ , то это устройство имеет даже несколько лучшие характеристики пороговой чувствительности, чем стандартные термоанемометры, применяемые в АМК-03 [6, 7]. В табл. 1 приведены величины пороговой чувствительности УГИ-75 для  $f_\Gamma = 72$  МГц и  $S = 0,07$  м при трех разных значениях  $T$ .

Табл. 1. Пороговые чувствительности

T, °C	$\sigma_T$ , °C	$\sigma_V$ , м/с
- 50	0.007	0.009
0	0.009	0.011
+ 50	0.012	0.013

Указанные систематические погрешности измерений влияют на измеряемые комплексом АМК-03-4 производные параметров атмосферной турбулентности. Комплекс АМК-03-4 состоит из четырех ультразвуковых термоанемометров УГИ-75, каждый из которых имеет свою независимую систематическую погрешность, сравнимую по величине с разницей между средними значениями параметров, регистрируемых каждым из четырех термоанемометров. В измерениях максимальная разница в средних значениях для температуры на разных датчиках доходила до 0,25 градуса и слабо изменялась по величине при значительном изменении температуры. Поэтому авторами разработан алгоритм определения и устранения систематической ошибки при вычислении производных из полученных экспериментальных данных. Этот алгоритм использует результаты теории подобия Мони́на-Обухова в области безразличной стратификации, для которой имеется надежное экспериментальное подтверждение.

Известно, что если  $T_i^{uzm}$  - измеренное значение средней температуры,  $T_i$  – реальное (истинное) значение средней температуры,  $\varepsilon_i$  - систематическая погрешность датчика, то для датчика с номером  $i$  выполняется равенство  $T_i^{uzm} = T_i + \varepsilon_i, i = 1, 2, 3, 4$ .

Различие в средних значениях температуры  $T_i^{uzm}$ , регистрируемой разными датчиками комплекса АМК-03-4, складывается из реальной разницы по температуре между точками, в которых они установлены, например, находящихся на разной высоте  $z_1, z_2$  от подстилающей поверхности, и разницы в систематической погрешности  $\varepsilon$  между термоанемометрами. Различие представляется в виде

$$T_2^{uzm} - T_1^{uzm} = T_2 - T_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 = T_2 - T_1 + \Delta\varepsilon, \quad \Delta\varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1.$$

Здесь, для примера, взяты средние реальные температуры  $T_1, T_2$ , зарегистрированные нижним термоанемометром и одним из трех верхних, конструктивно расположенным над ним. Если нам известна (из теории подобия) разность  $T_2 - T_1$ , то из измеренной разности  $T_2^{uzm} - T_1^{uzm}$  можно восстановить неизвестное значение  $\Delta\varepsilon$ .

В теории подобия Монины – Обухова известны [3, 10] формулы для вертикальных пространственных производных средней абсолютной температуры  $T$  и средней горизонтальной скорости течения  $u$  в случае плоскопараллельных течений (изотропный пограничный слой)

$$dT / dz = [T^*_{Tam} / z] \varphi(\zeta), \quad du / dz = V_* \varphi(\zeta) / (\alpha z), \quad (1)$$

где  $T^*_{Tam} = T^* / (\alpha \alpha)$ ,  $\zeta = z/L$  – число Монины-Обухова,  $L$  – масштаб Монины-Обухова,  $\alpha = Pr^{-1}$  – обратное турбулентное число Прандтля ( $\alpha = 1.17$  в области малых  $\zeta$  при неустойчивой и безразличной ( $\zeta < + 0.05$ ) стратификациях),  $\alpha = 0.4$  – постоянная Кармана,  $z$  – высота над подстилающей поверхностью,  $\varphi(\zeta)$  – универсальная функция подобия, задающая тип стратификации. Для нейтральной стратификации в изотропном пограничном слое  $\varphi \rightarrow 1$ , поэтому при  $\zeta \rightarrow 0$  функция подобия  $\varphi(\zeta) = 1$ . Формулы (1) получили надежное экспериментальное подтверждение, прежде всего в области безразличной температурной стратификации ( $\zeta \rightarrow 0$ ) [10,3]. В свое время, они были приняты за первичные полуэмпирические гипотезы, усложнение которых привело к полуэмпирическим гипотезам в анизотропном пограничном слое [10,3].

Выберем высоты, на которых установлены центры измерительных датчиков, в следующем виде  $z_1 = z - \Delta z$ ,  $z_2 = z + \Delta z$  ( $\Delta z = z_2 - z_1$ ). Тогда зарегистрированные ультразвуковым комплексом вертикальные пространственные производные средней температуры  $T$  запишутся как

$$\begin{aligned} \{dT / dz\}^{uzm} &= (T_2 - T_1 + \Delta\varepsilon) / \Delta z, \\ T_2 &= T(z + \Delta z/2) = T(z) + \partial T / \partial z|_z \Delta z/2 + \dots, \quad T_1 = T(z - \Delta z/2) = T(z) + \partial T / \partial z|_z (-\Delta z/2) + \dots, \\ \{dT / dz\}^{uzm} &= \partial T / \partial z + \Delta\varepsilon / \Delta z. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь использовано разложение средней температуры в ряд Тейлора. Это разложение применимо из-за плавности изменения средней температуры с высотой (и, соответственно, малости вторых производных по сравнению с первыми).

Так как систематическая погрешность аппаратуры  $\varepsilon$  практически (при кратковременных наблюдениях, в пределах десятков минут) не меняется при изменении числа Мони́на-Обухова  $\zeta$ , то можно выбрать некоторое  $\zeta_0$ , при котором известна реальная производная  $dT/dz|_{\zeta=\zeta_0}$  (при малых по модулю значения  $\zeta_0$ ,  $\zeta_0 \rightarrow 0$ ). Реальная производная  $dT/dz$  при  $\zeta \rightarrow 0$  ( $\partial T/\partial z|_{\zeta=\zeta_0}$ ) достаточно точно, согласно экспериментально проверенной в этой области  $\zeta$  теории подобия, может быть вычислена по формуле (1). Тогда

$$\Delta\varepsilon/\Delta z = \{dT/dz\}^{\text{изм}}|_{\zeta=\zeta_0} - \partial T/\partial z|_{\zeta=\zeta_0} = \{dT/dz\}^{\text{изм}}|_{\zeta=\zeta_0} - [T^*_{Tam}(\zeta_0)/z] \varphi(\zeta_0).$$

Выразим из (2) реальную пространственную производную для любого  $\zeta$ , отличающегося от  $\zeta_0$ , тогда

$$\partial T/\partial z = \{dT/dz\}^{\text{изм}} - \Delta\varepsilon/\Delta z.$$

Подставив сюда найденное выражение для  $\Delta\varepsilon/\Delta z$ , получим итоговую формулу

$$\partial T/\partial z = \{dT/dz\}^{\text{изм}} - \{dT/dz\}^{\text{изм}}|_{\zeta=\zeta_0} + [T^*_{Tam}(\zeta_0)/z] \varphi(\zeta_0). \quad (3)$$

Таким образом, получена формула (3) для вычисления реальной (истинной) вертикальной производной температуры из экспериментальных данных. Эта формула учитывает систематическую погрешность ультразвукового анемометра. Аналогично получены формулы для вычисления реальных значений производных других параметров.

На рис. 1 приведены экспериментальные вертикальные пространственные производные турбулентных флуктуаций температуры  $dT/dz$  в сравнении с теоретическими производными, полученными по формулам (1) полуэмпирической теории турбулентности Мони́на-Обухова. Экспериментальные производные получены с использованием формулы (3) из данных длительных двухнедельных измерений с использованием нового 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 ( $\Delta z = 0.35$  см,  $z = 4$  м). Из рис. 1 видно, что в области отрицательных значений  $\zeta$  (неустойчивая стратификация) наблюдается хорошее совпадение новых экспериментальных данных со значениями вертикальных производных температуры, полученных из полуэмпирической теории, а также совпадение новых данных с экспериментальными данными прошлых лет [10]. На вставке справа внизу на рис. 1 отдельно

показан один из сеансов измерений 27-28.07.2018 с доверительными интервалами для экспериментальных точек.

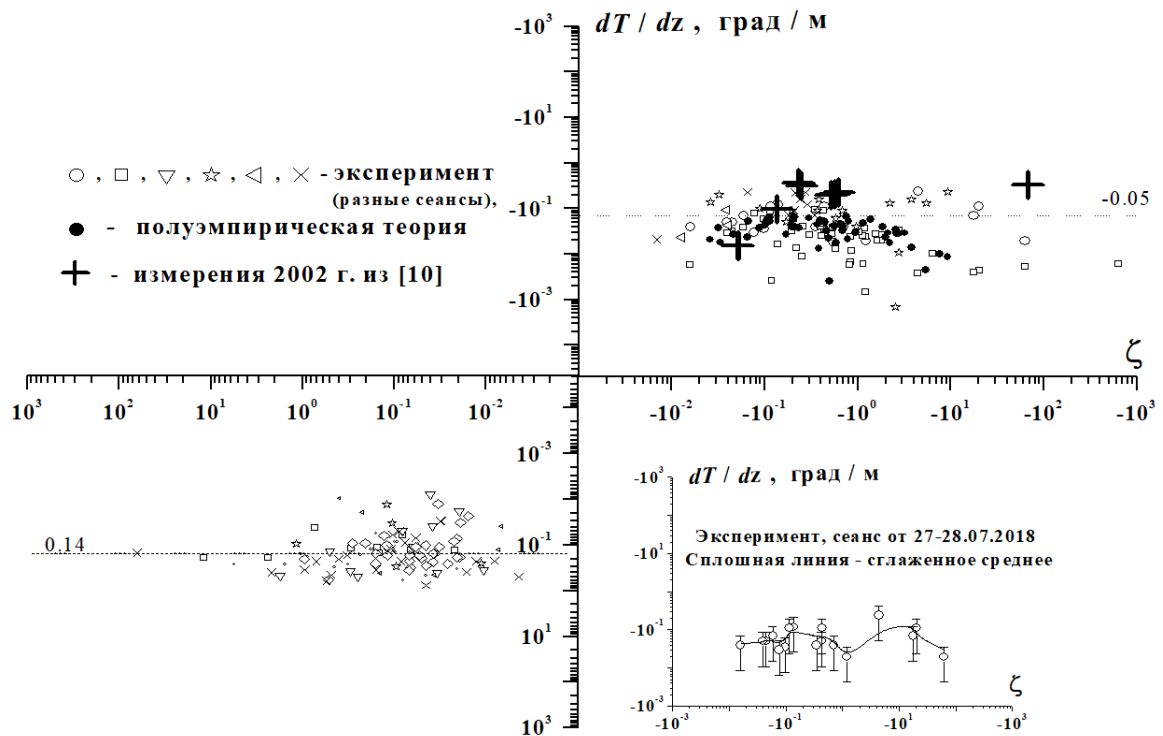


Рисунок 1 – Сравнение экспериментальных (различные светлые символы для разных сеансов измерений) и теоретических значений (черные кружки, полуэмпирическая теория) вертикальной производной средней температуры воздуха  $dT/dz$  в горном пограничном слое. Сеансы измерений:  $\circ$  – 27-28.07.18,  $\square$  – 28.07.18,  $\nabla$  – 28.07.18,  $\star$  – 28-29.07.18,  $\triangleleft$  – 29-30.07.18,  $\times$  – 30.07-01.08.18. На вставке справа внизу показан сеанс измерений 27-28.07.2018 с доверительными интервалами для экспериментальных точек.  $+$  – данные измерений из работы [10].

На рис. 1 приведены новые данные измерений пространственных производных температуры  $dT/dz$  в области положительных  $\zeta$  (устойчивая стратификация), в которой поведение производных ранее не было исследовано (в мировой научной литературе по теории турбулентности для этой области данные отсутствуют). Как видно, в большей части интервала положительных  $\zeta$  производная  $dT/dz$  близка к постоянной величине. Этот факт можно рассматривать как новый значимый результат в теории подобия. Данные рис. 1 позволяют установить более точный вид асимптотик универсальной функции подобия  $\phi(\zeta)$  при устойчивой стратификации (положительные значения  $\zeta$ ).

1. *Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В., Афанасьев В.Л., Балега Ю.Ю., Власюк В.В., Панчук В.Е., Якопов Г.В.* Исследования астроклимата в Специальной астрофизической обсерватории РАН // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31. № 8.
2. *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.
3. *Belov V.V., Blaunshtein N., Kopeika N., Matvienko G.G., Nosov V.V., Sukhanov A.Ya., Tarasenkov 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.
4. *Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Afanas'ev V.L., Balega Yu.Yu., Vlasyuk V.V., Panchuk V.E., Yakopov G.V.* Researches of the astroclimate in the Special astrophysical observatory of RAS // Atmospheric and Oceanic Optics. 2018.
5. *Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V.* The turbulence formation in the observatories of the South Siberia and the North Caucasus. Proc. SPIE. 2018. V.10833 29. 10833-243.
6. *Азбукин А.А., Богусевич 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. *Azbukin A.A., Bogushevich A.Ya., Lukin V.P., Nosov V.V., Nosov E.V., Torgaev A.V.* Hardware-Software Complex for Studying the Structure of the Fields of Temperature and Turbulent Wind Fluctuations // Atmospheric and Oceanic Optics. 2018. V. 31, No. 5.
8. *Azbukin A.A., Bogushevich A.Ya., Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V.* Hardware-software complex for studying the spatiotemporal structure of the fields of turbulent fluctuations of temperature and wind // Proc. SPIE. 2018. V. 10833 5C. 10833-241.
9. *Nosov V.V., Bogushevich A.Ya., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V.* About algorithms for calculation of the structural characteristic of temperature fluctuations in acoustic meteorological systems // Proc. SPIE. 2018. V.10833 59. 10833-233.
10. *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.

# ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СВЕТА НА КРИСТАЛЛЕ HGS С ПЕРЕСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ В ДИАПАЗОНЕ 5-9 МКМ

Айрапетян В.С., Макеев А.В., Шабурова А.В.

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

e-mail: v.s.ayrapetyan@ssga.ru, makeeffsan@yandex.ru, aelita\_shaburova@mail.ru

Ключевые слова: параметрический генератор света, нелинейный кристалл, тиогаллат ртути, спектральная ширина излучения лазера.

Проведены расчетные и экспериментальные исследования амплитудно-временных и спектроскопических характеристик ИК параметрического лазера на основе тиогаллата ртути с перестройкой длины волны в диапазоне от 5 до 9 мкм. Показана возможность достижения максимального энергоудельного до 5 мДж в импульсе с предельно узкой спектральной шириной излучения ( $\leq 0.5 \text{ см}^{-1}$ )

Одной из важнейших проблем окружающей среды является дистанционное определение физико-химических и спектроскопических параметров компонент атмосферы в оптическом диапазоне длин волн. Решение этой проблемы открывает пути создания лазеров, обладающих предельно высокой интенсивностью, узкой спектральной шириной и перестройкой частоты излучения в широком диапазоне длин волн. При использовании перестраиваемых по частоте лазеров в качестве источников излучения для целей спектрального анализа компонент атмосферы доминирующими являются энергетические и спектральные характеристики излучения, а именно[1,2]:

- попадание длины волны лазерного излучения в окна прозрачности атмосферы в диапазоне от 1 до 8 мкм;
- высокая импульсная плотность мощности лазерного излучения ( $\sim 10^4 \text{ Вт/см}^2$ ) на расстоянии до 100 м;
- узкая спектральная ширина излучения лазера ( $\leq 0,1 \text{ см}^{-1}$ );
- широкая полоса плавной и/или дискретной перестройки частоты излучения лазера.

Проведено расчетное и экспериментальное исследование генерационных характеристик ИК параметрического генератора света (ПГС) с активным элементом из вновь синтезированных нелинейных кристаллов (НК)  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$ ,  $\text{AgGaS}_2$ ,  $\text{AgGaSe}_2$ ,  $\text{GaSe}$ .

Оптическая схема трехзеркального кольцевого резонатора с двойными элементами из НК тиогаллата ртути  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$  приведена на рис.1.

В качестве источника накачки использован YAG:Nd<sup>3+</sup> лазер ( $\lambda_n = 1.064 \text{ мкм}$ ). Перестройка частоты осуществлена в диапазоне 5 – 9 мкм. Тип взаимодействия - второй (eo-e). Необходимость использования двух элементов НК обусловлена тем, что современная технология выращивания

кристаллов не позволяет получения больших размеров элементов из НК с высокой однородностью и радиационной стойкостью[3].

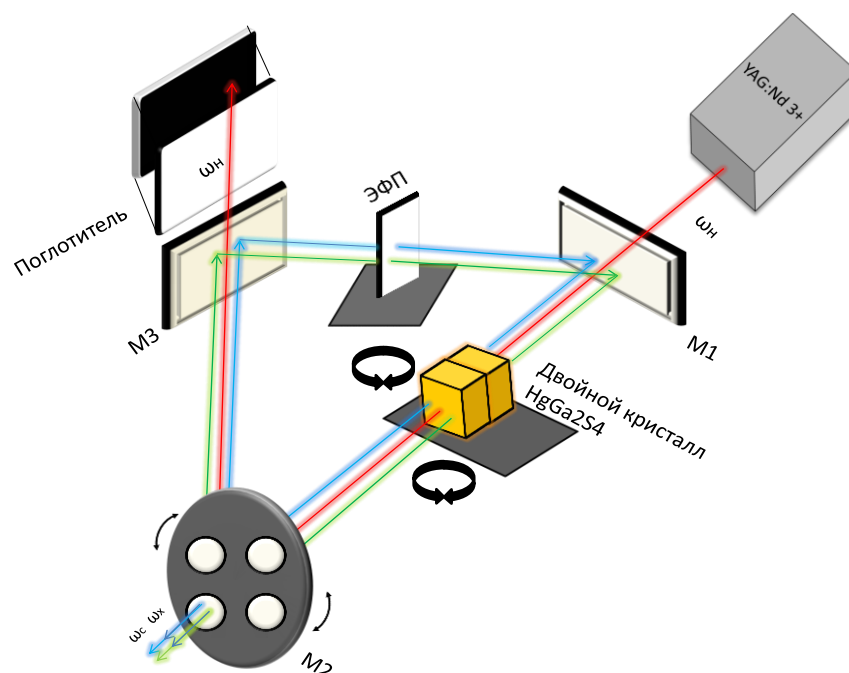


Рисунок 1 — Схема параметрического генератора света с перестройкой в диапазоне 5-9 мкм

Схема трехзеркального кольцевого резонатора позволяет реализовать параметрическую генерацию света в режиме бегущей волны с вращением изображения после каждого обхода. Это существенно компенсирует неоднородность поперечной структуры пучка излучения ПГС, а также ослабляет влияние оптических неоднородностей пучка накачки на кристалл  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$ . Для достижения высокого энергосъема излучения в работе использована схема ПГС с двумя активными элементами из НК ( $\text{HgGa}_2\text{S}_4$ ) [4]. Кристаллы установлены на одном юстировочном столике, позволяющем вращение вокруг вертикальной оси, за счет чего происходит угловая перестройка частоты излучения ПГС. Расчетное значение выходной энергии ПГС на длине волны 5.9 мкм составляет 5 мДж в импульсе с длительностью 20 нс.

Особой привлекательностью обладает ИК ПГС с максимально узкой спектральной шириной излучения. В целях сужения спектральной ширины параметрического излучения в усовершенствованной оптической схеме предусмотрена возможность введения в резонатор ПГС диспергирующего элемента в виде эталона Фабри-Перо (ЭФП). ЭФП устанавливается в той части резонатора, где отсутствует мощное излучение лазера накачки с длиной волны  $\lambda=1.064$  мкм. ЭФП действует непосредственно на сигнальную волну, автоматически сужая и холостую волну. Оптимальный коэффициент пропускания ЭФП составляет 0.84 и сохраняется во всем диапазоне перестройки длины волны, что подтверждает линейная зависимость длины волны от угла поворота (рис. 2).

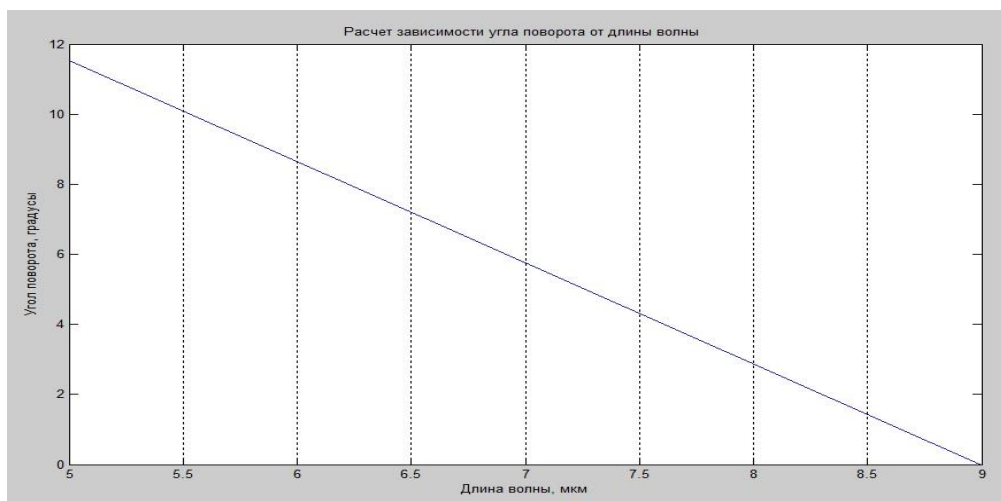


Рисунок 2 — Зависимость длины волны от угла поворота НК и ЭФП

Настройка полосы пропускания ЭФП на необходимую спектральную линию осуществляется путем углового вращения его оптической оси относительно направления падающего на него излучения. Измерение ширины спектра излучения можно проводить для произвольной длины волны во всем диапазоне перестройки (от 5 до 9 мкм). Расчетное значение спектральной ширины излучения ПГС, показывает, что ввод в резонатор эталона Фабри-Перо сужает ширину излучения  $\leq 0.5 \text{ см}^{-1}$ , что в 5 раз уже исходного спектра, при этом не наблюдается особого уменьшения интенсивности излучения.

Для определения значений показателя преломления волны накачки ( $\lambda_{п}$ ), сигнальной ( $\lambda_{с}$ ) и холостой ( $\lambda_{х}$ ) волны использовалась модель уравнения Селмейра для кристалла  $\text{HgGa}_2\text{S}_4$  [5-10].

Расчеты выполнены в среде MATLAB и результаты представлены в виде массива сигнальной ( $\lambda_{с}$ ) и холостой ( $\lambda_{х}$ ) волн а также показателей преломления  $n_{ох}$ ,  $n_{ех}$ ,  $n_{ос}$ ,  $n_{ес}$ .

Зависимость длины холостой волны излучения ( $\lambda_{х}$ ) от угла фазового синхронизма ( $\theta$ ) приставлен на рисунке 3.

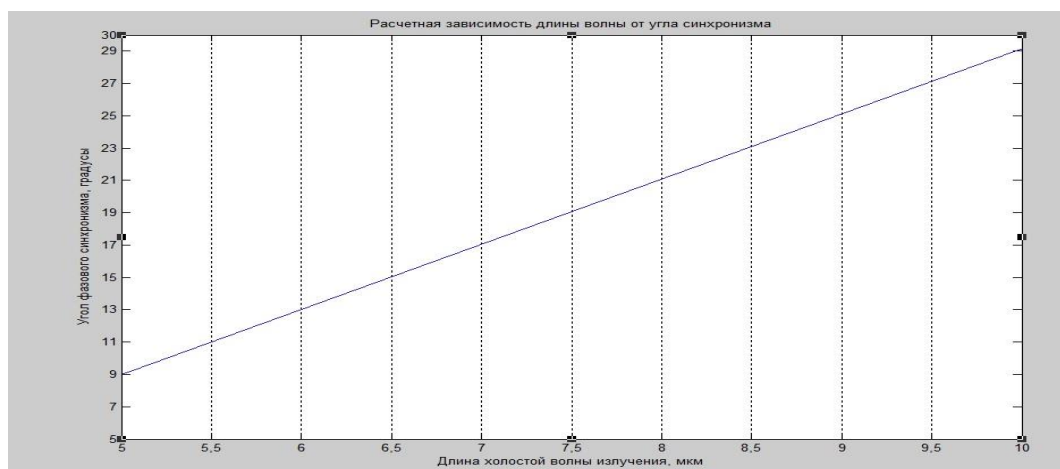


Рисунок 3 — Зависимость длины холостой волны излучения ( $\lambda_{х}$ ) от угла фазового синхронизма ( $\theta$ )



Таким образом, представленные в данной работе результаты исследований амплитудно-временных, пространственных и спектральных характеристик ИК параметрического лазера позволяют создание когерентного источника света, для эффективного решения ряда задач оптики атмосферы в диапазоне от 5 до 9 мкм.

1. Wallin S., Petersson A., Ostmark H., Hobro A., Laser-based standoff detection of explosives // *Anal. Bioanal. Chem.* – 2009. – v.395, 259–274.

2. Скворцов Л.А. Дистанционное обнаружение взрывчатых веществ с помощью методов активного формирования спектральных изображений // *Квантовая электроника* – 2011. – Т.41, №12. – 1051-1060.

3. Apresyan G.M., Ayrapetyan V.S., Sargsyan K.A., Sargsyan T.K. Tunable OPO for Differentiation Absorption LIDARs. // *Proc. Int. Conf. on Lasers, Applications and Technologies LAT-2002, 22-28 June 2002, Moscow*, 89-91.

4. Бадиков В.В., Дон А.К., Митин К.В., Серегин А.М., Синайский В.В., Щebetова Н.И., Щетинкина Т.А. Оптический параметрический генератор среднего ИК диапазона на кристалле HgGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>с накачкой импульсно-периодическим Nd:YAG-лазером // *Квантовая электроника* – 2007, т. 37, №4, 363-365.

5. Бадиков В.В., Кузьмин Н.В., Лаптев В.Б., Малиновский А.Л., Митин К.В., Назаров Г.С., Рябов Е.А., Серегин А.М., Щebetова Н.И. Исследование оптических и теплофизических свойств нелинейных кристаллов тиогаллата ртути // *Квантовая электроника* – 2004, т.34, №5, 451-456.

6. Petrov V., Marchev G., Tyazhev A. et al. Optical damage studies of mercury thiogallate nonlinear crystals for use in 1- $\mu$ m pumped optical parametric oscillators // *Opt. Eng.* – 2013. – Vol. 52, № 11. – P. 117102.

7. Kostyukova N.Y., Kolker D.B., Zenov K.G. et al. Mercury thiogallate nano-second optical parametric oscillator continuously tunable from 4.2 to 10.8  $\mu$ m // *Laser Phys. Lett.* – 2015. – Vol. 12, № 9. – P. 95401.

8. Гурзаян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике // *Справочник*. – М: Радио и связь, 1991. – 160 с.

9. Wang T.J., Kang Z.H., Zhang H.Z. et al. Sellmeier equations for green, yellow, and orange colored HgGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> crystals // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 90, № 18. – P. 181913

10. Rotermund F., Petrov V. Mercury thiogallate mid-infrared femtosecond optical parametric generator pumped at 1.25 $\mu$ m by a Cr:forsterite regenerative amplifier // *Opt. Lett.*, – 2000. – v.25(10), 746-748

# МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В БИОТКАНЯХ

Кистенев Ю.В.<sup>1</sup>, Булыгин А.Д.<sup>1,2</sup>, Вражнов Д.А.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, лаборатория биофотоники, Томск, Россия

<sup>2</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

<sup>3</sup>Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия

Email: [yuk@iao.ru](mailto:yuk@iao.ru), [b.a.d@iao.ru](mailto:b.a.d@iao.ru), [denis.vrazhnov@mail.ru](mailto:denis.vrazhnov@mail.ru)

Ключевые слова: Уравнения Лонтовича-Фока, Случайно-неоднородная среда, биоткань

Аннотация: В работе обсуждается методика моделирования распространения лазерного излучения в случайно неоднородной на основе уравнений Леонтовича-Фока в приложении к задаче моделирования оптически когерентной томографии в биотканях.

## Введение

Актуальность моделирование распространение лазерного излучения излучение в биоткани обусловленном рядом задач [1]. Нас прежде этот вопрос будет интересовать в контексте задачи моделирования оптически когерентной томографии (ОКТ). Этим и будет обусловлена геометрия задачи, приводящей к специфическими особенностям моделирования.

Распространение лазерного излучения излучение в биоткани может быть смоделирован на основе параболического уравнения - уравнения Леонтовича-Фока, полученного в известных приближениях [2] из уравнений Максвелла. При этом данный подход в несколько завуалированной форме рассмотрен в работе [3], где среда моделируется как случайно неоднородное гауссово поле с заданным видом пространственно корреляторам. Надо отметить, что в отличии от задачи распространения в атмосфере, где случайно поле показателя преломления среды в разных точках дистанции распространения являются статистическими независимыми. В случае распространения в биоткани такое приближение является некорректным по причине сопоставимости поперечных масштабов пучка и продольных масштабов распространения.

При этом при моделировании (ОКТ) нужно учитывать масштабы пучка порядка миллиметра, как и дистанция распространения. Учитывая при этом, что внутренний масштаб неоднородности составляет порядка микрометра, становится очевидна необходимость использования высокопроизводительных параллельных алгоритмов с реализацией их на вычислительных кластерах.

В нашей методической работе мы опишем предлагаемую методику и продемонстрируем реализацию этого подход на конкретном примере.

## Основные уравнения

1) Распространение излучения в случайно-неоднородной среде (которой предлагается моделировать биоткань) мы будем описывать на основе стандартного для атмосферной оптики параболического уравнения, полученного в известных приближениях из уравнений Максвелла и записанного для одной из компонент поля электрической напряженности светового поля в форме:

$$\frac{\partial}{\partial z} U(\mathbf{r}_\perp, z; t) = \frac{i}{4} \nabla_\perp^2 U + i\tilde{n}(\mathbf{r}_\perp, z)U \quad (1)$$

Здесь:  $U = U / U_0$ ;  $L_R = k_0 R_0^2 / 2$  - рэлеевская длина пучка;  $R_0$  - начальный радиус ограниченного пучка;  $k_0 = 2\pi / \lambda_0$  - волновое число на несущей длине волны  $\lambda_0$ ;  $r_\perp \rightarrow r_\perp / R_0$  - обезразмеренная поперечная координата;  $z \rightarrow z / L_R$  - обезразмеренная на длину Релея дистанция распространения;  $\tilde{n} \equiv k_0 L_R n$  - нормированный показатель преломления среды;  $n \equiv n_r + i\alpha / 2$  - комплексный показатель преломления среды. Данное уравнение в оптике называется также уравнением Фока-Леонтовича. Заметим, что это уравнение можно записать в форме предложенной в работе [3], если перейти от непрерывного варианта (1) к дискретному набору шагов по дистанции распространения и соответственно заменить (1) на его дискретно разностный аналог, а по пространственным координатам оператор Лапласа представить через его Фурье образ.

2) Модель случайно - неоднородной среды. Случайно - неоднородное поле показателя преломления среды  $\tilde{n}$  моделируется как сумма  $\tilde{n} = n_0 + \delta\tilde{n}$ , где  $n_0$  - значение среднего показателя преломления (составляющие в нашем случае 1,38), а  $\tilde{n}$  - как случайное гауссово-поле с нулевым средним и удовлетворяющие следующему корреляционному соотношению:

$$\langle \tilde{n}(\mathbf{x}) \tilde{n}(\mathbf{x} - \delta\mathbf{x}) \rangle = C(\delta\mathbf{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\mathbf{k}\delta\mathbf{x}} \tilde{C}(\mathbf{k}) d\delta\mathbf{x},$$

где функция  $\tilde{C}(\mathbf{k})$  определяется следующим соотношением:

$$\tilde{C}(\mathbf{k}) = C_0 \frac{1}{(1 + l_c^2 |\mathbf{k}|^2)^{D_f/2}}.$$

Величины  $l_c$ ,  $D_f$ ,  $C_0$  являются параметрами модели и их задания соответствует выбору типа биоткани [3]. При этом величина  $C_0$  определяется и условия величины дисперсии флуктуаций величины показателя преломления, так в нашем случае примем  $C(0) = 0.2$ .

Величины значений выберем в соответствии с [3] равными соответственно  $l_c = 2 \text{ мк}$ , а  $D_f = 3,67$ .

3) Особенности численного моделирования. Строить случайное поле флуктуаций показателя преломления будем в соответствии с работой [3] по следующей формуле:

$$\delta n = \text{Re} \left[ \hat{F}^{-1} (R \sqrt{\tilde{C}(\mathbf{k})} / (8\pi N_x N_y N_z)) \right] + \text{Im} \left[ \hat{F}^{-1} (R \sqrt{\tilde{C}(\mathbf{k})} / (8\pi N_x N_y N_z)) \right]$$

Здесь  $\hat{F}$ -оператор Фурье преобразования;  $R$  - единичный белый шум (в отличии от работы [3], где предполагается, что  $R$  - это гауссов шум), так как именно при таком выборе модели шума мы воспроизводим реалистичную картину поле случайно-неоднородной среде. Надо отметить, что в отличии от работы [3], где рассматриваются микрометровые пучки нам будут важны с точки зрения моделирования ОКТ пучки миллиметрового размера.

Проведём элементарные оценки. Размер неоднородностей, необходимых для прописывания, т.е. радиус корреляции, составляет доли мкм, размер пучка при этом составляет 1мм, с учётом того, что размер сетки должен в несколько раз превышать размер пучка, протяженность трасы распространения должна составлять несколько сотен мкм, в общем, минимальный размер сетки должен быть  $(4096 \times 4096 \times 1024)$  или лучше  $(8192 \times 8192 \times 1024)$ . Возможен и вариант щелочного пучка, когда размер по одной координате можно сократить.  $(4096 \times 256 \times 1024)$ . Последний вариант мы и будем рассматривать. Для реализации параллельной версии алгоритма мы используем схему, описанную в работе [4].

Как показывает проведенное численное моделирование, распада пучка, при значениях показателя преломления близких к реальным, не наблюдается. Данное наблюдение согласуется с экспериментальными результатами при реализации ОКТ. Тем не менее, формирование картины ОСТ определяется интерференционными эффектами и именно они обуславливают наличие спекл шумовой составляющей. В работе [5] предлагается адаптационный алгоритм оптимизации ОСТ, основанный на введение меры зашумления картины ОКТ. Мы предлагаем другой подход, основанный на исследования меры фазовой зашумлённости  $h = |\nabla_{\perp} U|^2$ . Данный подход позволяет в одной численной реализации решать ту же задачу, что и подход, разработанный для оптимизации в экспериментальной ситуации:

$$S = - \sum_i p_i \ln(p_i),$$

где  $p_i$ -относительная доля точек в которых значение поля  $h$  и равняется величине  $h_i$ . Ниже приведены графики значений  $dS = S - S_0$  (где  $S_0$ -величина реализованная при  $C_0 = 0$ .) при различных значениях фокусного расстояния.

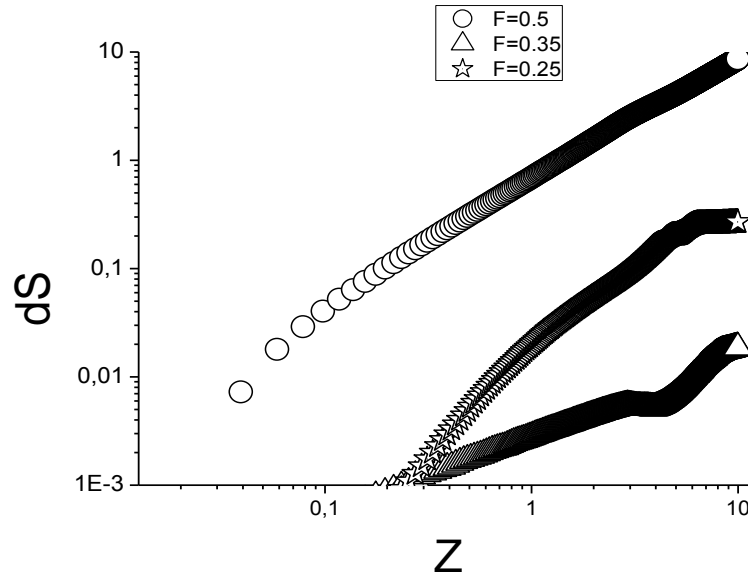


Рисунок 1 – зависимость величины  $dS$  вдоль трассы распространения излучения в биоткани для различных значений фокусного расстояния  $z$  (отнормированного на длину Релея).

Из графиков на рисунке 1 видно, что зависимость величины энтропийного роста является не монотонной функцией от фокусного расстояния, что указывает на актуальность решения задачи адаптивной оптимизации такого параметра как фокусное расстояние. Полученный нами теоретический результат согласуется с работой [5], в которой представлены результаты экспериментальных исследований.

#### Благодарность:

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы, направление III.23.

1. Schmitt J. M., Knüttel A., Model of optical coherence tomography of heterogeneous tissue // J. Opt. Soc. Am. A V. 14.(6), P. 1231–1242 (19)
2. Markov G. T., Chaplin A. F. The excitation of electromagnetic waves // Moscow Izdatel Radio Sviaz. – 1983.
3. Glaser A. K., Chen Y., Liu J. T. C. Fractal propagation method enables realistic optical microscopy simulations in biological tissues // Optica. – 2016. – V. 3. – №. 8. – P. 861-869.
4. Voronin A. A., Zheltikov A. M. Nonlinear dynamics of high-power ultrashort laser pulses: exaflop computations on a laboratory computer station and subcycle light bullets // Physics-Uspekhi. – 2016. – V. 59. – №. 9. – P. 869.
5. Liu G., Zhi Z., Wang R. K. Digital focusing of OCT images based on scalar diffraction theory and information entropy // Biomedical optics express. – 2012. – V. 3. – №. 11. – P. 2774-2783.

## ТЕРМОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАКЕЛА ПЛАМЕНИ ПРИ СЖИГАНИИ ДИЗЕЛЬНОГО ТОПЛИВА С ПАРОВОЙ ГАЗИФИКАЦИЕЙ

Копьев Е.П.<sup>1</sup>, Ануфриев И.С.<sup>1</sup>, Шадрин Е.Ю.<sup>1</sup>, Лобода Е.Л.<sup>2</sup>, Агафонцев М.В.<sup>2</sup>,  
Мухина М.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> НИ Томский государственный университет, г. Томск, Россия

E-mail: kopyev.evgeniy@mail.ru, anufriev@itp.nsc.ru, evgen\_zavita@mail.ru, lobodael@gmail.com,  
kim75mva@gmail.com, mary-andr@yandex.ru

Ключевые слова: горение, углеводороды, перегретый водяной пар, горелка, ИК-термография.

Аннотация В данной работе на примере дизельного топлива проведены тепловизионные и термопарные измерения во внешнем факеле перспективного горелочного устройства с распылением струей перегретого водяного пара. Эксперименты проведены в широком диапазоне изменения режимных параметров (расход и температура пара и расход топлива). В измерениях использовалась тепловизионная камера фирмы FLIR специальной серии JADE J530SB и платино-платинородиевая термопара типа В. Получены мгновенные и средние поля температуры. Установлена зависимость эффективного коэффициента излучения пламени от расхода перегретого водяного пара и топлива. Получено хорошее согласование результатов тепловизионных измерений с термопарными данными. Полученные данные могут быть использованы для численного моделирования исследуемого процесса горения.

Вода (или пар) уже давно используется в целях снижения тепловой нагрузки и подавления детонации в камерах сгорания, обеспечения диспергирования тяжелых топлив [1] и создания водо-топливных эмульсий [2-4]. Использование воды является известным способом снижения концентрации NO<sub>x</sub> [5-7]. Причина подавления производства NO<sub>x</sub> обычно заключается в снижении температуры пламени благодаря увеличению теплоемкости горючей смеси при наличии водяного пара.

Нами предложен способ сжигания жидкого углеводородного топлива в потоке перегретого водяного пара [8-9], при котором происходит газификация углеродосодержащих частиц неполного сгорания жидких углеводородов. На горелочных устройствах испарительного типа было показано [8] существенное влияние водяного пара на основные характеристики процесса. Указанный способ сжигания обеспечивает устойчивое воспламенение, высокую полноту сгорания топлива и низкое содержание токсичных компонентов в продуктах сгорания.

На основе данного принципа, предложено горелочное устройство, реализующее перспективный способ распыла жидкого углеводородного топлива струей перегретого водяного пара [10]. Преимуществом данного способа является то, что топливо и распыляющая среда (несущая фаза) – водяной пар предварительно не смешаны друг с другом: пар подается из

форсунки в виде струи, на которую натекает распыляемое жидкое топливо [11]. Такой способ исключает проблему коксования горелочных устройств.

#### *Методика проведения эксперимента.*

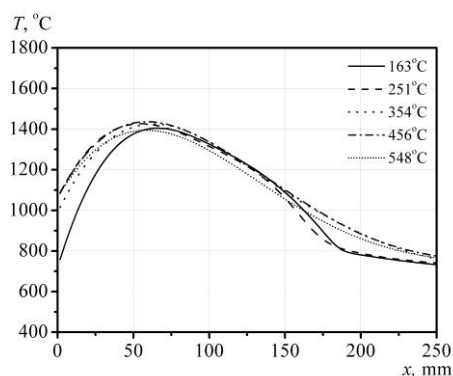
Для изучения тепловых характеристик пламени использовалось горелочное устройство. Основными элементами горелки являются: камера газогенерации; паровая форсунка, соединенная с внешним парогенератором; трубка для подачи топлива, расположенная вблизи выходного отверстия паровой форсунки; выходное сопло. В камере газогенерации имеются отверстия для притока воздуха из атмосферы. Паровая форсунка (выходной диаметр 0.6 мм) установлена вертикально в основании камеры газогенерации. Схема процесса в горелочном устройстве следующая. В паровую форсунку из парогенератора поступает перегретый водяной пар, который истекает из форсунки и формирует высокоскоростную струю. В основание паровой струи из топливоподающей трубки натекает тонкой струей жидкое топливо, которое при взаимодействии фаз распыляется и формируется устойчивый мелкодисперсный газокапельный поток.

Для измерения температуры использовалась тепловизионная камера фирмы FLIR JADE J530SB. Данный прибор имеет высокое временное разрешение: частота кадров до 177 Гц при максимальном разрешении 320x240 пикселей и до 18 кГц при разрешении 320x4 пикселей. Минимальное время экспозиции кадра 6 мкс. Рабочий диапазон тепловизора находится в среднем ИК-диапазоне 2.5-5.0 мкм. Основываясь на результатах предшествующих исследований [12], для работы был выбран узкополосный дисперсионный оптический фильтр F0616 с полосой пропускания 2.5-2.7 мкм. Выбор фильтра обусловлен наличием мощных линий излучения продуктов горения в этом спектральном интервале [13]. Диапазон измерения температур тепловизора определяется калибровками и составляет 583-1773 К для выбранного фильтра. Для получения среднего значения температуры в данной работе измерения проводились с частотой 60 Гц в течение 20 с.

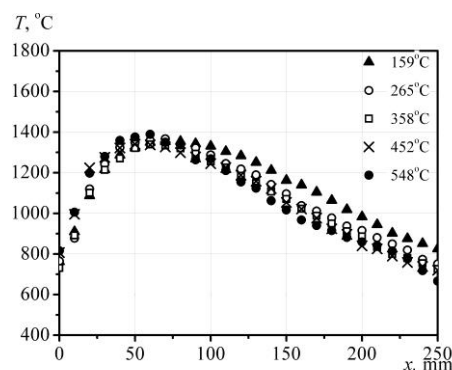
#### *Обсуждение результатов.*

Экспериментальные исследования проведены для различных режимов работы горелочного устройства: расход топлива  $F_f$  менялся в диапазоне от 0.4 до 2.2 кг/ч, а расход пара  $F_v$  – от 0.2 до 1.4 кг/ч. Также варьировалась и температура перегретого водяного пара  $T_s$  в диапазоне 150÷550 °С. При этом относительный массовый расход пара  $\gamma = F_v/F_f$  изменялся от 0.2 до 1.0. Выбранный диапазон режимных параметров соответствует проведенным ранее исследованиям тепловыделения и экологических характеристик горения [12].

Для характерного режима горения при постоянных расходах пара  $F_v=0.6$  кг/ч и топлива  $F_f=1.0$  кг/ч изучено влияние температуры пара на распределение температуры в факеле (рисунок 1).



(a)



(b)

Рисунок 1 – Распределение средней во времени температуры  $T$  в факеле вдоль вертикальной оси горелки при различной температуре пара  $T_s$  (°C) и постоянных расходах пара  $F_v=0.6$  кг/ч и топлива  $F_f=1.0$  кг/ч, (a) – измерения тепловизором, (b) – термопарные измерения

Анализ результатов (рисунок 1) показывает, что температура перегретого водяного пара слабо влияет на распределение средней температуры в факеле. Наблюдается хорошее соответствие полученных результатов при помощи тепловизора (рисунок 1-а) и термопары (рисунок 1-б), что указывает на правильный выбор коэффициента излучения для тепловизионных исследований. Максимальная температура в факеле достигает 1400 °C.

### Заключение

В данной работе на примере дизельного топлива проведены тепловизионные и термопарные измерения температуры во внешнем факеле перспективного горелочного устройства с распылением жидкого топлива струей перегретого водяного пара. Эксперименты проведены для различных режимов работы горелочного устройства: расход топлива изменялся в диапазоне 0.4÷2.2 кг/ч, расход пара – в диапазоне 0.2÷1.4 кг/ч, температура перегретого водяного пара – в диапазоне 150÷550 °C. При этом мощность горелки варьировалась в диапазоне 8÷10 кВт. Длина факела в исследуемых режимах составляла 0.1÷0.5 м

Установлено, что температура перегретого водяного пара слабо влияет на изменение средней температуры в факеле, поэтому результаты получены для постоянной температуры перегретого пара 260 °C. Получены зависимости коэффициента излучения, который находится в диапазоне  $\epsilon=0.3\div0.4$  и зависит от полноты сгорания топлива и концентрации сажи в пламени. Увеличение расхода пара (при постоянном расходе топлива) приводит к снижению температуры пламени, максимальная температура снижается более, чем на 200 градусов. Данный эффект является по мнению авторов основной причиной подавления производства NOx в присутствии перегретого водяного пара благодаря увеличению теплоемкости горючей смеси.



С повышением расхода топлива увеличиваются размеры факела, что приводит к образованию высокотемпературных областей в факеле, способствующих образованию NO<sub>x</sub>. Максимальная температура в факеле достигает 1440 °С.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант № 19-38-50001\_мол\_нр.

1. *Ballester J.M., Fueyo N., Dopazo C.* Combustion characteristics of heavy oil-water emulsions // *Fuel*. V. 75. 1996. P. 695-705. [https://doi.org/10.1016/0016-2361\(95\)00309-6](https://doi.org/10.1016/0016-2361(95)00309-6)
2. *Nadeem M., Rangkuti C., Anuar K., Haq M.R.U., Tan I.B., Shah S.S.* Diesel engine performance and emission evaluation using emulsified fuels stabilized by conventional and gemini surfactants // *Fuel*. V. 85. 2006. P. 2111-2119. <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2006.03.013>
3. *Samec N., Kegl B., Dibble R.W.* Numerical and experimental study of water/oil emulsified fuel combustion in a diesel engine // *Fuel*. V. 81. 2002. P. 2035-2044. [https://doi.org/10.1016/S0016-2361\(02\)00135-7](https://doi.org/10.1016/S0016-2361(02)00135-7)
4. *Armas O., Ballesteros R., Martos F.J., Agudelo J.R.* Characterization of light duty Diesel engine pollutant emissions using water-emulsified fuel // *Fuel*. V. 84 (2005) 1011-1018, <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2004.11.015>
5. *Dryer F.L.* Water addition to practical combustion systems – Concepts and applications // *Symposium (International) on Combustion*. V. 16(1). 1977. P. 279-295. [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(77\)80332-9](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(77)80332-9)
6. *Watanabe H., Okazaki K.* Visualization of secondary atomization in emulsified-fuel spray flow by shadow imaging // *Procee. Combust. Institute*. V. 34. 2013. P. 1651-1658. <https://doi.org/10.1016/j.proci.2012.07.005>
7. *Pugh D.G., Bowen P.J., March R., Crayford A.P., Runyon J., Morris S., Valera-Medina A., Giles A.* Dissociative influence of H<sub>2</sub>O vapour/spray on lean blowoff and NO<sub>x</sub> reduction for heavily carbonaceous syngas swirling flames // *Combust. and Flame*. V. 177. 2017. P. 37-38. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2016.11.010>
8. *Alekseenko S.V., Anufriev I.S., Vigriyanov M.S., Kopyev E.P., Sharypov O.V.* Characteristics of diesel fuel combustion in a burner with injection of a superheated steam jet // *Combustion, Explosion, and Shock Waves*. V. 52 (3). 2016. P. 286-293. <https://doi.org/10.1134/S0010508216030059>
9. *Anufriev I.S., Baklanov A.M., Borovkova O.V., Vigriyanov M.S., Leshchevich V.V., Sharypov O.V.* Investigation of soot nanoparticles during combustion of liquid hydrocarbons with injection of a superheated steam jet into the reaction zone // *Comb. Expl. Shock Waves*. V. 53(2). 2017. P. 140-148. <https://doi.org/10.1134/S0010508217020034>
10. [10] *Anufriev I.S., Kopyev E.P., Sharypov O.V., Arsentyev S.S., Osintsev Ya.A.* Combustion of sub-standard liquid hydrocarbons dispersed by a superheated steam jet // *J. Phys.: Conf. Series*. V. 1128. 2018. 012059. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1128/1/012059>
11. *Kopyev E.P., Shadrin E.Yu.* Investigation of a promising method for liquid hydrocarbons spraying // *J. Phys.: Conf. Series*. V. 1105. 2018. 012092. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1105/1/012092>
12. *Anufriev I. S., Kopyev E. P., Loboda E. L.* Study of flame characteristics during liquid hydrocarbons combustion with steam gasification // *Proc. SPIE 9292, 20th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics*. 929226. 2014. doi: 10.1117/12.2086623; <https://doi.org/10.1117/12.2086623>
13. *E.L. Loboda, V.V. Reyno, M.V. Agafontsev,* 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.* 2 (2015) 278–282, <http://dx.doi.org/10.1007/s11182-015-0493-x>

## ОЦЕНКА РАЗМЕРОВ КРУПНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУКТУР В ПЛАМЕНИ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ ТЕРМОГРАФИИ И PIV

Лобода Е.Л.<sup>1,3</sup>, Агафонцев М.В.<sup>1,3</sup>, Ануфриев И.С.<sup>2</sup>, Рейно В.В.<sup>3</sup>, Копьев Е.П.<sup>2</sup>, Шадрин Е.Ю.<sup>2</sup>,  
Луценко А.С.<sup>1,3</sup>, Лобода Ю.А.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

<sup>2</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, г. Новосибирск, Россия

<sup>3</sup> Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, г. Томск, Россия

e-mail: loboda@mail.tsu.ru, [kim75mva@gmail.com](mailto:kim75mva@gmail.com), anufriev@itp.nsc.ru, [reyno@iao.ru](mailto:reyno@iao.ru),  
[kopyev.evgeniy@mail.ru](mailto:kopyev.evgeniy@mail.ru), [evgen\\_zavita@mail.ru](mailto:evgen_zavita@mail.ru)

Ключевые слова: ИК-термография, PIV-метод, горение, турбулентность, пламя.

Аннотация: В работе представлены результаты экспериментальных исследований масштабов турбулентных вихрей в диффузионных пламенах. Проведено сопоставление данных, полученных на основе метода цифровой трассерной визуализации и термографии. Получена хорошая корреляция между размерами крупных вихревых структур в поле скоростей, регистрируемых с помощью PIV-метода, и размерами температурных неоднородностей, регистрируемых по помощи термографии в пламени.

При диффузионном горении разные участки фронта пламени переносятся вместе с газом с различными скоростями, которые складываются из осредненной и пульсационной составляющих. В результате турбулентного течения [1] фронт пламени приобретает сложную форму, хаотически искривляется, площадь поверхности пламени возрастает. Турбулентное горение представляет собой нестационарный процесс турбулентного смешения продуктов сгорания со свежей смесью и воспламенение ее вследствие повышения температуры. На некотором расстоянии от основания факела закономерности ламинарного распространения пламени теряют силу. Решающими факторами становятся турбулентные пульсации и связанная с ними интенсивность турбулентного перемешивания. В зависимости от масштаба турбулентности и величины турбулентных пульсаций возможны различные механизмы горения в турбулентных потоках [2].

### Описание экспериментальной установки

В качестве горючих материалов использовались жидкие углеводородные топлива (бензин, керосин, дизельное топливо) и растительные горючие материалы (смесь полевых горючих материалов, хвоя кедра, древесина сосны, древесина кедра). Горение жидкого топлива осуществлялось со свободной поверхности площадью 176 см<sup>2</sup> (объем топлива 20 мл). Твердые растительные горючие материалы (50 – 200 г) укладывались естественным образом без

уплотнения. Интенсивность ИК-излучения пламени и распределение температуры регистрировались при помощи тепловизора JADE J530SB с узкополосным оптическим фильтром (спектральный интервал 2.5-2.7 мкм), позволяющим измерять температуру в диапазоне 583-1773 К с погрешностью измерений, не превышающей 1%, и частотой регистрации до 177 Гц. При измерениях использовались калибровки завода-изготовителя для выбранного типа объектива и фильтров. Съемка производилась с объективом, имеющим фокусное расстояние  $F = 50$  мм, а матрица тепловизора имела разрешение 320x240 пикселей.

Для измерения скорости потока в турбулентном пламени использовался современный бесконтактный (оптический) метод диагностики потоков – метод цифровой трассерной визуализации (PIV). Данный метод является полевым и характеризуется высокой производительностью – позволяет измерять распределение мгновенной скорости в выбранном сечении потока [3]. Принцип метода PIV состоит в следующем. Импульсный лазер создает тонкий световой нож и освещает мелкие взвешенные частицы (трассеры), движущиеся в исследуемом потоке. Положения частиц в момент двух последовательных вспышек лазера регистрируются на два кадра цифровой камеры. Скорость потока рассчитывается по перемещениям трассеров за время между вспышками лазера. Определение перемещения основано на применении корреляционных методов к трассерным картинкам с использованием регулярного разбиения на элементарные подобласти. Варьирование времени задержки между лазерными вспышками позволяет изменять диапазон измеряемых скоростей от доли миллиметра в секунду до сверхзвуковых.

Измерения поля скорости в пламени осуществлялись с использованием PIV-системы «Полис». Измерительный комплекс включает в себя: двойной импульсный Nd:YAG лазер Quantel EverGreen с энергией в импульсе 145 мДж (длина волны 532 нм, частота до 15 Гц, длительность импульса 10 нс), объектив для формирования лазерного ножа, CCD-камеру Видеоскан 4021 с разрешением 2048x2048 пикселей, частотой съемки – до 1,25 Гц, временем экспозиции – 128 мс, широкоугольный объектив Nikkor 28 mm F/2.8 D (диаметр 52 мм), синхронизирующий процессор, персональный компьютер с программным обеспечением ActualFlow. В качестве трассеров в данной работе, по аналогии с [4], использовались частицы оксида кремния, образующиеся при добавлении небольшого количества силиконового масла в зону горения.

Обсуждение результатов.

На рисунке 1 (дизельное топливо) и 4 (бензин) приведены мгновенные термограммы, трассерные PIV-изображения, завихренность и поле относительной скорости в пламени

$\vec{v}^* = \vec{v} - \bar{v}_z$ , где  $\vec{v}$  – мгновенная скорость в пламени,  $\bar{v}_z$  – среднее значение вертикальной компоненты  $\vec{v}$ . Все изображения получены в близкие моменты времени в интервале 130 мкс.

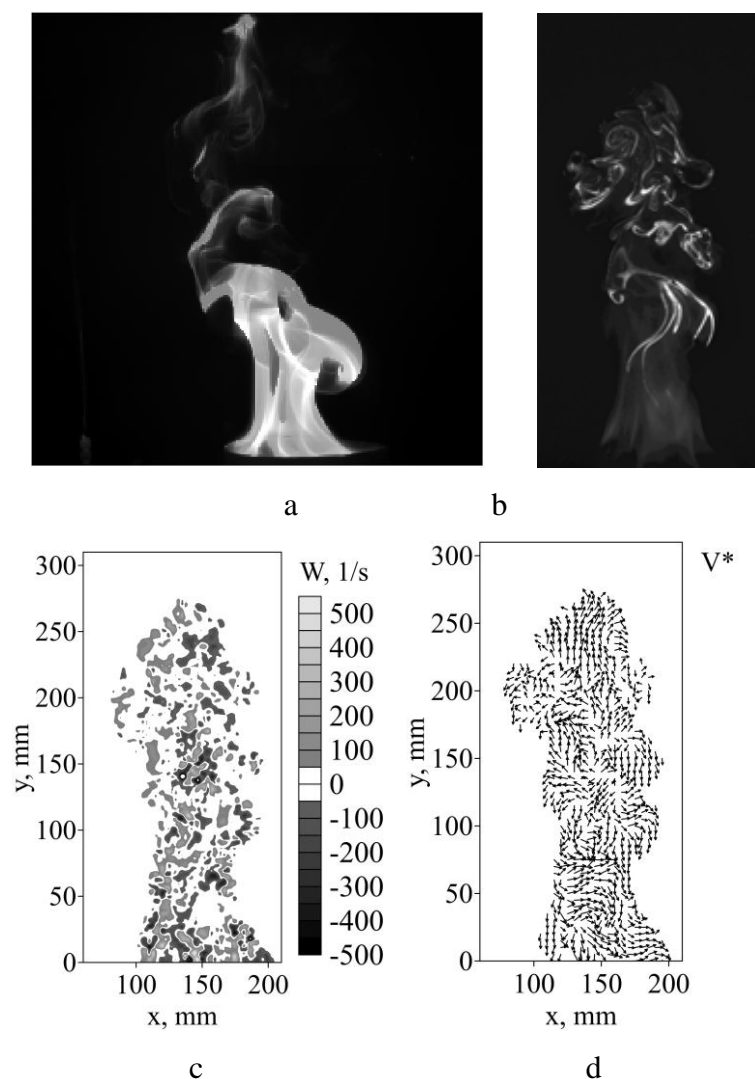


Рисунок 1 – Термограмма (a), трассерное PIV-изображение (b), завихренность (c), поле относительной скорости (d) в пламени при горении дизельного топлива.

Относительно малое время экспозиции кадра тепловизионной камеры (180 мкс) позволяет получить «мгновенное» поле температуры в пламени, на котором можно обнаружить локальные температурные неоднородности (см. рисунок 1). Синхронизированные (с тепловизором) PIV-измерения позволяют получить 2D распределения скорости в пламени. На рисунке 1 видно, что поле относительной скорости демонстрирует сложную нестационарную структуру турбулентного пламени. В структуре течения наблюдаются локальные завихрения, которые коррелируют (в пространстве и времени) с температурными неоднородностями пламени.

Аналогично обработке термограмм [5] была проведена статистическая обработка размеров крупных вихревых областей на термографических данных и на трассерных PIV-изображениях, поддающихся идентификации и измерению. Следует отметить, что в следствие одинаковых условий проведения экспериментов результаты обработки термографических изображений полностью совпали с результатами расчетных значений масштабов турбулентных вихрей, полученных и из спектров пульсации температуры в работе [5] по представленной методике, также было получено хорошее совпадение результатов непосредственно измеренных на термограмме размеров температурных неоднородностей. Необходимо отметить, что для растительных горючих материалов, для самых крупных масштабов турбулентности, полученных из спектра пульсации температуры соответствующие области повышенных температур на термограммах не были идентифицированы в достаточном для статистической обработки количестве. У таких крупных структур при горении этих топлив не было возможности четко идентифицировать границы области повышенной температуры, что отображено в таблице прочерками. Тем не менее на PIV изображениях вихревые структуры таких размеров присутствовали и достаточно хорошо поддавались идентификации.

1. *Lewis, B. and G. Elbe* Combustion, Flames and Explosions of Gases. 3 ed. 1987: Academic Press.
2. *Warnatz J., Maas U., Dibble R.W.* Combustion. Berlin: Springer. 1999. 300 p.
3. *Anufriev I.S., Sharyпов O.V., Shadrin E.Yu.* Flow diagnostics in a vortex furnace by particle image velocimetry, Techn. Phys. Letters, 2013, Vol. 39, No. 5, P. 30-37.
4. *Alekseenko S.V., Anufriev I.S., Vigriyanov M.S.* et al. Steam-Enhanced Regime for Liquid Hydrocarbons Combustion: Velocity Distribution in the Burner Flame // Thermophys. Aeromech. V. 21 (3). 2014. P. 393–396.
5. *Loboda E.L., Matvienko O.V., Vavilov V.P., Reyno V.V.* Infrared thermographic evaluation of flame turbulence scale // Infrared Physics & Technology 72 (2015) 1–7. <http://dx.doi.org/10.1016/j.infrared.2015.07.001>.

# ВЛИЯНИЕ МАЛЫХ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ДАВЛЕНИЯ НА ГОРЕНИЕ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДОВ ИК-ДИАГНОСТИКИ

Лобода Е.Л.<sup>1,2</sup>, Агафонцев М.В.<sup>1,2</sup>, Лоенко Н.С.<sup>1,2</sup>, Климентьев А.С.<sup>1</sup>, Рейно В.В.<sup>2</sup>,  
Лобода Ю.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

<sup>2</sup> Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, г. Томск, Россия

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

Ключевые слова: горение, акустическое колебание, спектр изменения температуры, ИК-диагностика, температура.

Аннотация: В данной работе представлены результаты экспериментального исследования по влиянию внешних колебаний давления на поле температуры в пламени при горении некоторых жидких углеводородных топлив. Установлено, что при появлении внешнего воздействия в виде пульсаций давления малой амплитуды изменялась высота факела пламени. В спектре изменения температуры пламени были выявлены колебания, соответствующие частоте внешнего звукового воздействия.

Применение методов термографии является перспективным методом для исследования свойств пламени, что выражается в возможности производить измерения и контроль без внесения возмущений в исследуемую среду.

При диффузионном горении происходит многократные изменения температуры во времени. Это связано с движением газообразных продуктов горения [1] вверх по потоку и их дальнейшему сгоранию [2]. В [3] представлена модель пламени, где предполагается, что в результате турбулентности факел пламени меняет форму и превращается в комбинацию ламинарных фронтов, разделяющих зоны несгоревшей и полностью сгоревшей смеси. При достаточно интенсивной турбулентности возникает дробление фронта пламени [4], в результате чего горение происходит в отдельных микрообъемах. Согласно гипотезе Сполдинга [5] в турбулентном пламени горение происходит в отдельных вихрях. В [6] говорится о наличии обратной связи, которая определяет воздействие колебаний давления на зону горения и наличия фазового сдвига между колебаниями давления и скоростью горения. Кроме того, для потери устойчивости необходимо, чтобы работа зоны горения при изменении давления была положительной, т.е. выполнялся критерий Рэлея, т.е. выделение теплоты было согласовано с колебаниями давления [6]. Следует отметить, что в [6] утверждается, что взаимодействие акустических колебаний с когерентными вихревыми структурами при возникновении и развитии турбулентности в сдвиговых слоях оказывает заметное воздействие на процесс горения. В работе [6] приводятся данные о результатах исследования воздействия акустических

колебаний на поющее пламя. Очевидно, что в [6] в виду особого режима горения выбор параметров воздействия на пламя был обусловлен звуковыми колебаниями, вызываемыми поющим пламенем в граничных слоях. В [5] рассматривается дробление вихрей, возникающих в пламени, вследствие процессов диссипации на меньшие объемы, поверхности раздела которых с горячими газами достаточны для поддержания реакции. Учитывая [5], выделение теплоты происходит в отдельных микрообъемах и соответственно размеры этих микрообъемов должны быть согласованы с колебаниями давления.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования поляей температуры пламени при воздействиях на него внешних пульсаций давления малой амплитуды с частотой пульсации до 10 Гц.

#### Описание экспериментальной установки.

В качестве горючего материала был использован бензин «Галоша». Масса топлива составляла 10 гр. В качестве регистрирующего оборудования применялся тепловизор JADE J530SB с узкополосным фильтром с полосой пропускания 2.5-2.7 мкм. Выбор фильтра произведен на основе анализа спектра излучения пламени [3]. 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.

Бензин диффузионно сжигался в емкости диаметром 0.15 м., а регистрирующая аппаратура располагалась напротив, 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».

#### Обсуждение результатов.

На рисунке 1 приведен спектр изменения температуры в пламени при отсутствии инфразвукового воздействия. В спектре хорошо выделяется частота 4 Гц.

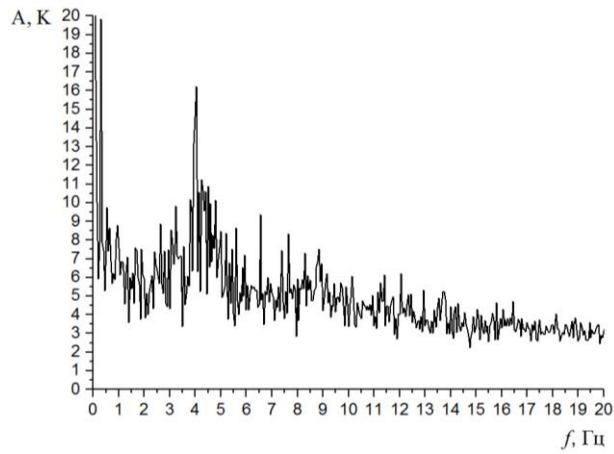
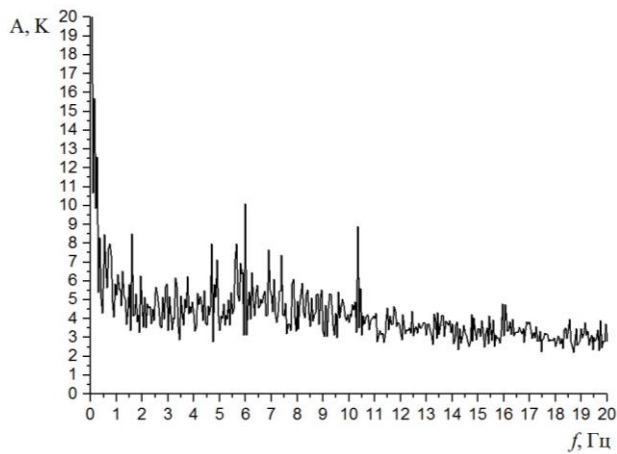
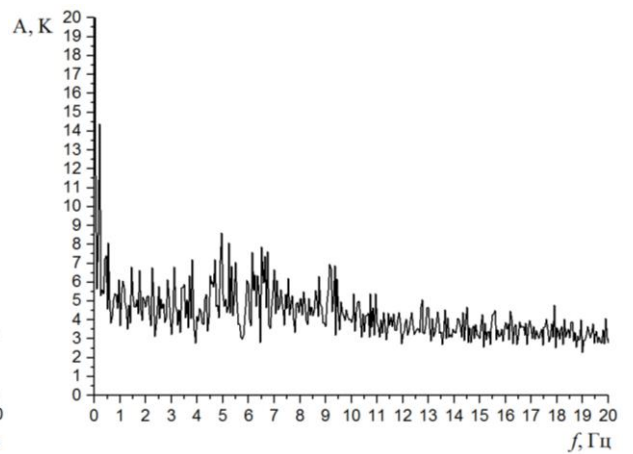


Рисунок 1 – Спектр изменения температуры в пламени, образующемся при диффузионном горении этилового спирта без внешних воздействий

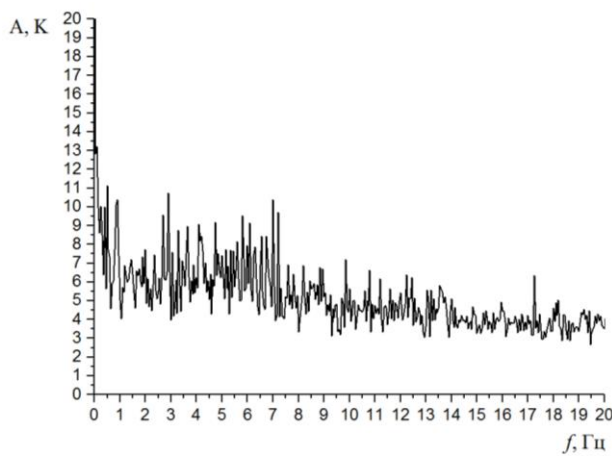
На рисунке 2 представлены спектры изменения температуры факела пламени, при воздействии на него звуковых колебаний с частотой 2, 3, 4, 7, 9 Гц соответственно.



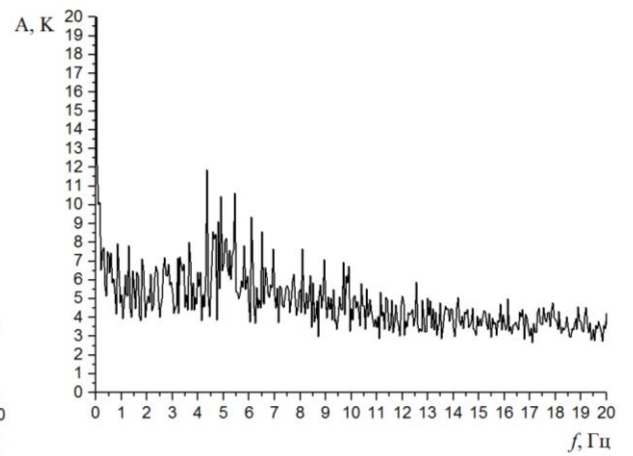
a



b



c



d



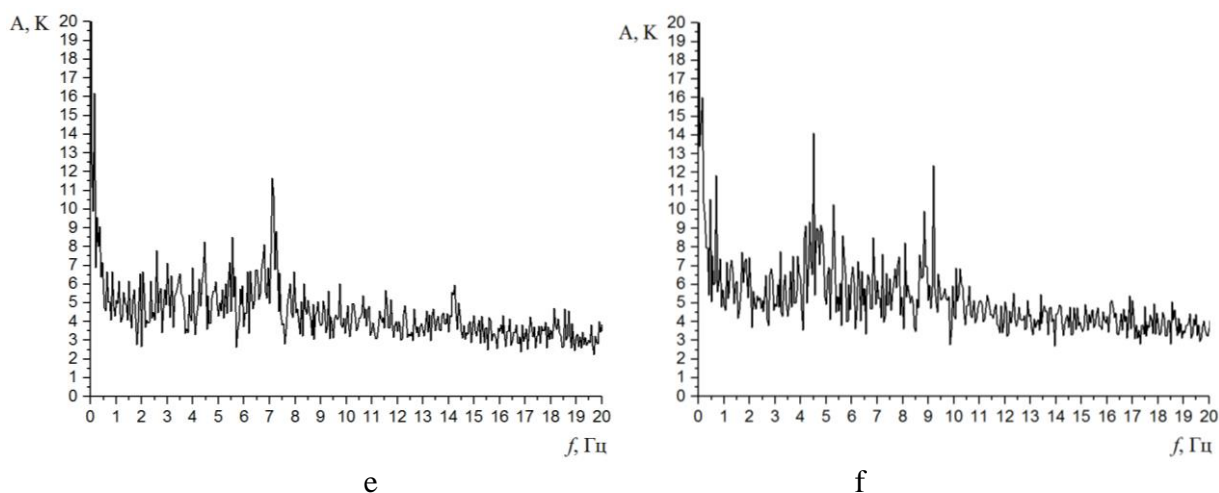


Рисунок 2 – Спектры изменения температуры в пламени при воздействии инфразвука с частотой 2 Гц (а), 3 Гц (б), 4 Гц (с), 5 Гц (д), 7 Гц (е), 9 Гц (ф).

Установлено, что при появлении внешнего воздействия в виде пульсаций давления малой амплитуды изменялась высота факела пламени и появлялись изменения в спектре изменения температуры, показанные на рисунке 2. Очевидно изменение амплитуды колебаний температуры на характерных частотах, которые хорошо видны при отсутствии внешних воздействий (рисунок 2 е, ф). Воздействие с частотой более 5 Гц вызывают появление локальных амплитудных максимумов в спектре изменения температуры с частотой воздействия.

Очевидно, что пульсации в поле температуры в пламени являются следствием турбулентного режима течения в самом пламени. Представляет интерес дальнейшее исследование данного явления как возможный способ повышения полноты сгорания топлива.

1. 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 Physics&Technology*. V. 67. 2014. Pp. 566-573. doi: 10.1016/j.infrared.2014.09.041

2. Loboda E.L., Matvienko O.V., Vavilov V.P., Reyno V.V. Infrared thermographic evaluation of flame turbulence scale // *Infrared Physics&Technology*. V. 72. 2015. Pp. 1-7. doi: 10.1016/j.infrared.2015.07.001

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

4. Libby P., Williams F. A. *Turbulent Reacting Flows*. Academic Press Inc. 1994. pp. 1 – 43.

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

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

# СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТОВ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПО ОЦЕНКЕ КРУПНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУКТУР В ДИФфуЗИОННЫХ ПЛАМЕНАХ

Агафонцев М.В.<sup>1,2</sup>, Лобода Е.Л.<sup>1,2</sup>, Матвиенко О.В.<sup>1</sup>, Рейно В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

<sup>2</sup> Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева, г. Томск, Россия

E-mail: [kim75mva@gmail.com](mailto:kim75mva@gmail.com), [loboda@mail.tsu.ru](mailto:loboda@mail.tsu.ru), [matvolegv@mail.ru](mailto:matvolegv@mail.ru), [reyno@iao.ru](mailto:reyno@iao.ru)

Ключевые слова: ИК-диагностика, турбулентность, диффузионное горение, пламя, углеводороды.

Аннотация: В данной работе представлены результаты физического и математического моделирования течения в пламени, образующемся при горении дизельного топлива. Произведена оценка масштабов вихревых структур и изменения числа Рейнольдса в пламени, полученные с применением методов ИК-термографии. Показано хорошее согласование основных термодинамических параметров пламени и масштабов турбулентных вихрей в нем.

При турбулентном горении решающими факторами, которые определяют режим течения в пламени, становятся турбулентные пульсации и связанная с ними интенсивность турбулентного перемешивания. Модель объемного горения основана на предположении, что турбулентное пламя по своей структуре не отличается от ламинарного [1]. Когда масштаб турбулентности больше ширины зоны реакции Дамкёллер [2] предложил модель пламени, в которой предполагается, что под действием турбулентных пульсаций плоский фронт пламени искривляется и превращается в клубок ламинарных фронтов. В этом режиме ламинарные пламена разделяют зоны несгоревшей и полностью сгоревшей смеси. Перемещение таких зон в потоке сопровождается интенсивными пульсациями температуры и концентрации реагента.

Проблема описания турбулентного режима горения является актуальной на данный момент в связи с тем, что достаточно интенсивная турбулентность может вызвать не только искривление, но и дробление фронта ламинарного пламени на отдельные участки [3]. Горение происходит не в растянутой зоне, подобной фронту ламинарного пламени, а в отдельных микрообъемах, распределенных по всей зоне турбулентного горения. В этом случае в соответствии с гипотезой Сполдинга [4] горение происходит во многих отдельных вихрях.

В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование, которое направлено на оценку масштабов турбулентности, исследование изменения числа Рейнольдса в различных зонах факела пламени на примере горения дизельного топлива.

Описание экспериментальной установки.

Методика оценки масштабов турбулентности в пламени с применением методов термографии для разных видов топлив подробно изложена в [5]. В качестве горючего материала было использовано дизельное топливо, масса которого составляла 30 г. Емкость, в которой сжигалось топливо было диаметром 10 см и высотой стенки 1 см. В качестве регистрирующего оборудования применялся тепловизор JADE J530SB с узкополосным фильтром с полосой пропускания 2.5-2.7 мкм. Выбор фильтра произведен на основе анализа спектра излучения пламени [6].

Для математической постановки задачи предполагалось, что течение в рассматриваемой области является осесимметричным; движение горючей смеси характеризуется наличием областей ламинарного, переходного и полностью турбулентного режима течения; скорость горения в турбулентных диффузионных пламенах определяется как химической кинетикой, так и процессами турбулентного смешения.

Размер температурных неоднородностей определялся путем покадровой обработки результатов эксперимента. На рисунке 1 показана кинограмма из набора мгновенных термограмм, показывающая природу пульсаций температуры в пламени и цикличность процесса. При обработке термограмм оператор выбирал ярко выраженные температурные неоднородности на термограмме и при помощи программного обеспечения определял их размеры. Т.к. температурные неоднородности имеют неправильную геометрическую форму, которая постоянно изменяется во времени, и термограмма является проекцией на плоскость трехмерного полупрозрачного излучающего объекта, поэтому выбиралось несколько направлений в которых производилось определение размера рассматриваемой температурной неоднородности. В дальнейшем в качестве характерного размера бралась средняя величина. Результаты измерений  $b_{\text{exp}}$  приведены в таблице 1, где  $L$  – высота факела пламени,  $f$  – частота пульсаций температуры,  $b$ ,  $b_{\text{exp}}$  – размер температурных неоднородностей при теоретической и экспериментальной оценке масштабов турбулентности соответственно,  $Ri_t$  – турбулентное число Ричардсона,  $Fr_t$  – турбулентное число Фруда. Следует отметить, что при обработке термограмм наиболее четко выделялись температурные неоднородности небольшого размера, соответствующие частотам в спектре изменения температуры от 6 Гц, а более крупные температурные неоднородности в ряде случаев было невозможно измерить ввиду «размытой» их границы. Этой ситуации соответствуют прочерки в таблице.

Таблица 1 – Сравнение результатов экспериментальных измерений размеров температурных неоднородностей и результатов теоретических расчетов масштабов турбулентности по спектрам изменения температуры.

L, м	$f \pm \Delta f$ , Гц	$b \pm \Delta b$ , м	$b_{\text{exp}} \pm \Delta b_{\text{exp}}$ , м	$Ri_t$	$Fr_t$
0,5	4.0±0.5	0.021±0.0039	0.18±0.0026	0,1846	5,4183
	10±0.5	0.017±0.002		0,0534	18,726

Для оценки изменения числа Рейнольдса использовалась следующая методика обработки термограмм. На осредненной по времени термограмме выбирались 5 температурных зон. С помощью средств измерения программного обеспечения «Altair» устанавливались горизонтальные засечки, которые в дальнейшем были перенесены на исходную термограмму факела пламени, из которой в дальнейшем были получены необходимые данные для оценки числа Рейнольдса, с использованием формулы (1):

$$Re = \frac{\rho V^2 \langle T'T' \rangle}{\mu f T^2}, \quad (1)$$

где  $\rho$  – плотность воздуха при температуре 900 °С,  $V$  – скорость потока на данном участке факела пламени,  $\mu$  – динамическая вязкость воздуха 900 °С,  $f$  – частота пульсации температуры в пламени,  $\langle T'T' \rangle$  – пульсация температуры в факеле пламени,  $T$  – осредненная температура в факеле пламени. В результате была получена таблица 2, где показаны осредненные числа Рейнольдса по трем экспериментам.

Таблица 2 – Распределение числа Рейнольдса в факеле пламени дизельного топлива.

	Зона 1	Зона 2	Зона 3	Зона 4	Зона 5
Re	794	5647	9252	8584	4126

#### Обсуждение и результаты.

Анализируя полученные результаты физического и математического моделирования по оценке масштабов турбулентности в пламени дизельного топлива можно сказать о хорошем согласовании полученных результатов. Распределение числа Рейнольдса в факеле пламени достоверно отражает картину течения в нем.

1. *Shelkin K.I.* Influence of tube non-uniformities on the detonation ignition and propagation in gases // JETP10. 1940. Pp. 823 - 827.
2. *Damköhler G.* Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen // Zs. Elektrochem. 1940. V. 46. P. 601.
3. *Libby P., Williams F. A.* Turbulent Reacting Flows // Academic Press Inc.. 1994. pp. 1–43.
4. *Spalding, D.B.* Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames // Thirteenth Symposium (International) on Combustion. 1971. pp. 649-657.
5. *Loboda E.L., Matvienko O.V., Vavilov V.P., Reyno V.V.* Infrared thermographic evaluation of flame turbulence scale // Infrared Physics & Technology 72 (2015) 1–7. <http://dx.doi.org/10.1016/j.infrared.2015.07.001>
6. *Лобода Е.Л., Рейно В.В., Агафонцев М.В.* Выбор спектрального интервала для измерения полей температуры в пламени и регистрации экранированных пламенем высокотемпературных объектов с применением методов ИК-диагностики // Известия вузов. Физика. 2015. № 2. Т. 58. С. 124-128.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СИММЕТРИЙ ДЛЯ ЗАДАЧ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕДАЧИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Шойдин С. А.

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры фотоники и приборостроения  
Сибирского государственного университета геосистем и технологий, ул. Плахотного, 10, г.  
Новосибирск, Россия  
e-mail: shoydin@ssga.ru

Пазоев А. Л.

Аспирант кафедры фотоники и приборостроения Сибирского государственного университета  
геосистем и технологий, ул. Плахотного, 10, г. Новосибирск, Россия  
e-mail: shoydin@ssga.ru

Ключевые слова: оптическая связь, голография, дискретное преобразование Френеля, ядро преобразования Френеля, быстрое преобразование Френеля.

Аннотация. Предложен алгоритм быстрого преобразования Френеля, для задач распространения электромагнитного сигнала в свободном пространстве, пригодный как для моделирования отдельных задач FSO технологии оптической связи, так и голографии. Алгоритм основан на сокращении количества повторяющихся вычислений элементов ядра преобразования на основе использования различных видов симметрий при вычислении соответствующих ядер преобразования. Показано, что доля уникальных ядер преобразования Френеля много меньше общего количества и даже меньше, чем в преобразовании Фурье.

FSO технология оптической связи [1,2] сегодня всё больше переходит из области научных гипотез к практически реализуемым устройствам. Одновременно с развитием одноканальных систем появляется всё больше исследований [3] и даже практически разрабатываемых многоканальных атмосферных оптических линий связи (АОЛС) [4]. Очевидно, что увеличение числа параллельных каналов рано или поздно приведёт к попыткам передачи на расстояние реальных изображений, представляющих собой множества, аналогичные множествам представления изображений в телевизионных стандартах. В (АОЛС) с RGB кодированием могут использоваться лазеры с излучением на красной, зелёной и синей линиях генерации. В этом случае передача изображений на расстояние для каждой длины волны описывается (1) пространственным двумерным преобразованием Френеля, как и при описании голографических процессов [5]. На рисунке 1 приведена обобщённая оптическая схема передачи изображения на расстояние  $z$ , из плоскости  $(x_0; y_0)$  в плоскость  $(x_1; y_1)$ , повторяющая схему формирования объектного пучка в голографии.

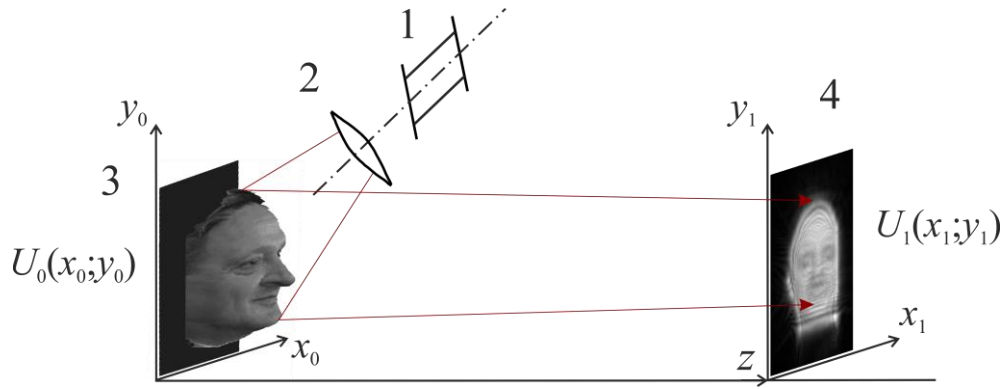


Рисунок 1 — Обобщённая схема передачи информации: 1 – лазер, 2 – осветительная система, 3 – объект  $U_0(x_0; y_0)$ , 4 – плоскость приёма сигнала  $U_1(x_1; y_1)$ ,  $z$  – путь распространения пространственно-модулированного сигнала

Интегральные преобразования, тем более двумерные (1), имманентно связаны с большими вычислительными трудностями, ограничивающими быстродействие за счёт многократного вычисления комплексных значений ядер (2) и последующих вложенных один в другой циклов суммирования (интегрирования).

$$U_1(x_1; y_1) = \frac{e^{i \cdot k \cdot z}}{i \cdot \lambda \cdot z} \cdot \iint_{-\infty}^{\infty} U_0(x_0; y_0) \cdot e^{\frac{i \cdot k}{2 \cdot z} \cdot ((x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2)} dx_0 dy_0, \quad (1)$$

здесь  $U_0(x_0; y_0)$  – комплексная амплитуда излучения, сформированного объектом, а  $U_1(x_1; y_1)$  – её образ Френеля,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $z$  – расстояние от объекта до плоскости наблюдения.

Ядром преобразования является подынтегральная экспонента (2), которая частично аналогична ядру преобразования Фурье (3), но дополнительно содержит две компоненты, имеющие физический смысл сферических волновых фронтов (4).

$$\theta_{Fresnel}(x_0; y_0; x_1; y_1) = e^{\frac{i \cdot k}{2 \cdot z} \cdot ((x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2)}, \quad (2)$$

$$\theta_{Fourier}(x_0; y_0; x_1; y_1) = e^{\frac{2 \cdot \pi}{\lambda \cdot z} \cdot (x_1 \cdot x_0 + y_1 \cdot y_0)}, \quad (3)$$

$$\Omega_{sphere}^0 = e^{\frac{i \cdot k}{2 \cdot z} \cdot (x_0^2 + y_0^2)}, \quad \Omega_{sphere}^1 = e^{\frac{i \cdot k}{2 \cdot z} \cdot (x_1^2 + y_1^2)}. \quad (4)$$

Поэтому традиционные методы двумерного преобразования Френеля [6] сводились к подготовке исходного изображения  $U_0(x_0; y_0)$  умножения его на двумерный массив комплексных чисел, представляющих собой первый из сферических фронтов (4), затем производилось быстрое преобразование Фурье (БПФ), после чего результат БПФ перемножался со вторым

массивом комплексных чисел (4), получая в конце этого множества операций комплексное распределение электромагнитного поля в плоскости приёма  $U_1(x_1; y_1)$ .

Затратность такого метода вычислений обусловлена тем, что, не смотря на существенное сокращение количества вычисляемых ядер в БПФ, последующее формирование полноразмерных элементов двух сферических фронтов (4) в плоскостях  $(x_0; y_0)$  и  $(x_1; y_1)$ , а также проведение полноразмерных матричных операций по подготовке исходного изображения к быстрому преобразованию Френеля (БПФр) нивелирует получаемое с помощью БПФ преимущество в скорости и производительности выполняемых операций.

В настоящей работе предложено производить прямые вычисления БПФр, но использовать при этом свойства симметрии ядер (рисунок 2).

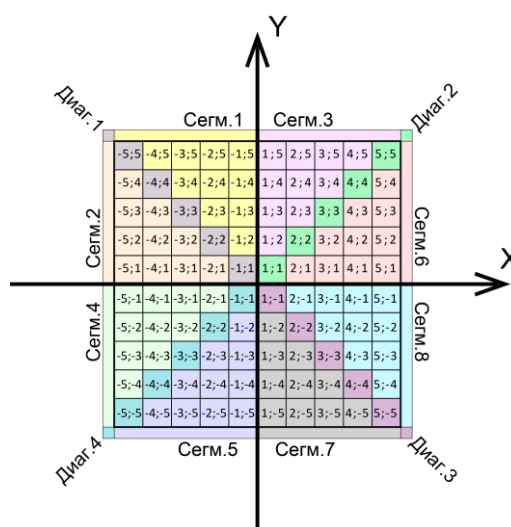


Рисунок 2 — Схема разделения координатной сетки объекта на 8 сегментов, где цветом выделены области, принадлежащие разным сегментам, имеющие одинаковые, но инвертированные относительно горизонтальной, вертикальной и диагональных осей симметрий, матрицы ядер

С использованием этих четырёх симметрий была реализована программа вычисления БПФр, результаты работы которой на примере реального изображения показаны на рисунке 3.

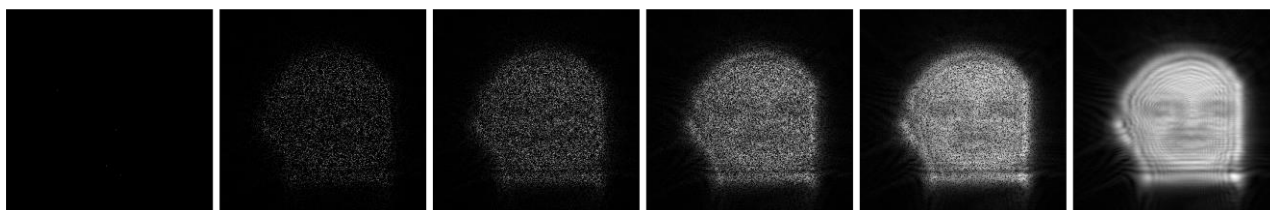


Рисунок 3 — Вычисление с помощью предложенного алгоритма БПФр образа Френеля  $U_1$  последовательным суммированием  $U_0$  по всем дискретным точкам представления объекта  $(x_0; y_0)$  в случайной последовательности. На изображениях – действительная часть  $U_0$



В этой программе матрица ядер БПФр вычисляется лишь в одном из 8-ми раз, давая программно замеренный выигрыш в быстродействии до 3-х раз, однако это, очевидно, не предел. Дальнейший поиск симметрий ограничивается только количеством уникальных ядер БПФр. На рисунке 4 показаны результаты прямого компьютерного вычисления количества уникальных ядер для БПФр и БПФ.

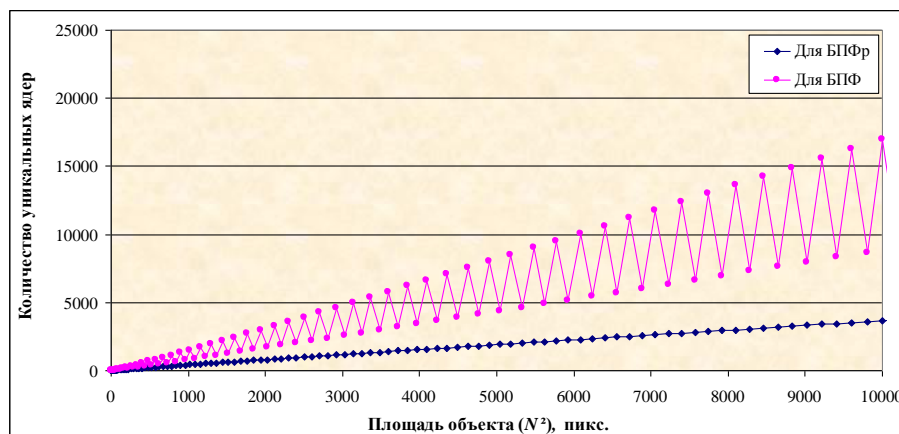


Рисунок 4 — Синим показано количество уникальных ядер БПФр от площади объекта ( $N^2$ ), красным показано количество уникальных ядер БПФ от площади объекта ( $N^2$ )

Видно, что число уникальных ядер в БПФр, которое хорошо интерполируется (5), даже меньше, чем в БПФ.

$$f(N) = 0.26817678084979 \cdot N^2 \approx 0.27 \cdot N^2. \quad (5)$$

Кроме того, отсутствие в предложенном способе вычисления БПФр операций по подготовке матриц исходного изображения  $U_0(x_0; y_0)$ , и последующих матричных перемножений даёт дополнительный выигрыш по сравнению с ранее предложенным алгоритмом [6].

1. Sangwoo Lee, Belal Hamzeh, Mohsen Kavehrad. Airborne laser communications and performance enhancement by equalization // Free-Space Laser Communication Technologies XVIII. 2006. Proc. SPIE 6105, doi: 10.1117/12.644833.

2. Olivier Bouchet, Hervé Sizun, Christian Boisrobert, Frédérique de Fornel, Pierre-Noël Favennec. Free-Space Optics: Propagation and Communication. Wiley-ISTE, 2006. 217 p. ISBN-13: 978-1-905209-02-6.

3. Шойдин С. А. Влияние параметров лазеров на информационную ёмкость канала связи: Сборник докладов 24-й международной конференции // Лазеры, измерения, информация. Санкт-Петербург: Издание Санкт-Петербургского Государственного Политехнического Университета, 9-11 июня, 2014. С. 271-285.

4. АО МОСТКОМ: [Электронный ресурс]. URL: <http://www.mostkom.ru/> (дата обращения 05.02.2019).

5. Шойдин С. А., Пазоев А. Л. Преобразование Френеля в моделировании голограмм [Текст] // ИНТЕРЭКСПО ГЕО-СИБИРЬ-2018. Новосибирск, 2018. С. 95-98.

6. Damien P. Kelly. Numerical calculation of the Fresnel transform // Journal of the Optical Society of America. 2014. V. 31, Issue 4. P. 755-764.

# СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ПОТОК НАНОЖИДКОСТИ В ПОЛЕ ГАУССОВА ПУЧКА

Иванов В.И., Хе В.К.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Проведен анализ задачи возникновения светоиндуцированного потока жидкости в наносuspензии под действием сил светового давления. Получено решение, описывающее возникающее течение в бесконечной среде под действием гауссова пучка излучения. Рассмотрено влияние светоиндуцированного потока на светлинзовый отклик наносuspензии в методе оптической диагностики наноматериалов.

# ТЕПЛОВОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЗРАЧНОЙ КЕРРОВСКОЙ СРЕДЕ С ОРИЕНТАЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Иванов В.И., Иванова Г.Д.

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия

Рассмотрен механизм теплового действия излучения в прозрачной наносuspензии с наночастицами несферической формы. Ориентационная нелинейность в вязкой среде в поле поляризованного излучения приводит к тепловыделению в прозрачной жидкости. Проанализирована динамика теплового отклика среды.

# КОГЕРЕНТНОСТЬ ВИХРЕВЫХ 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

Ключевые слова: коническая волна, топологический заряд, атмосферная турбулентность, когерентность, радиус когерентности.

Проведено теоретическое исследование когерентных свойств вихревых конических волн, распространяющихся в турбулентной атмосфере. При анализе использовалось аналитическое решение уравнения для функции взаимной когерентности второго порядка поля оптического излучения. Рассматривались радиус когерентности, среднеквадратичный и интегральный масштабы степени когерентности конических волн, проанализирована зависимость их от параметров оптического излучения и турбулентной атмосферы. Показана предпочтительность использования для адаптивных оптических систем, компенсирующих искажения псевдобесселевых пучков в турбулентной атмосфере, в качестве датчика искажений не измерителя радиуса когерентности такого пучка, а измерителя интегрального масштаба степени когерентности.

В настоящее время рассматривается возможность реализации адаптации турбулентных искажений вихревых псевдобесселевых пучков, используя для получения информации о состоянии атмосферной турбулентности регистрации искажений пробного гауссова пучка [1]. Применение дополнительного (гауссовского) пучка связано с малой информативностью при получении информации об атмосферной турбулентности данных о радиусе когерентности псевдобесселевых пучков [2, 3]. Однако малая информативность измерений радиуса когерентности ещё не означает, что любые характеристики когерентности псевдобесселевых пучков в турбулентной атмосфере не являются информативными. В настоящей работе проводятся теоретические исследования когерентных свойств конических волн в турбулентной атмосфере для нахождения такой характеристики когерентности оптических волн, которая имеет высокую чувствительность к параметрам атмосферной турбулентности.

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 – 5]:  $U_0(\rho) = E_0 \exp(-i\beta\rho + im\varphi)$ , где  $E_0$  – начальная амплитуда поля;  $\beta = \sqrt{k^2 - k_x^2}$  – параметр конической волны (компонента волнового вектора  $\mathbf{k}$ , ортогональная оси  $Ox$ );  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число оптического излучения;  $\lambda$  – длина волны оптического излучения в вакууме;  $k_x$  – компонента волнового вектора по направлению оси  $Ox$ ;

$\rho = \{y, z\} = \{\rho, \varphi\}$  – 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. Будем рассматривать функцию взаимной когерентности второго порядка поля оптической волны  $U(x, \rho) \cong E(x, \rho) \exp(ikx)$ , распространяющейся в турбулентной атмосфере [6, 7]. Здесь  $E(x, \rho)$  – комплексная амплитуда оптической волны в точке наблюдения  $\{x, \rho\}$ , описываемая параболическим приближением скалярного волнового уравнения [6]. Соответственно для функции взаимной когерентности второго порядка поля оптической волны в точках наблюдения  $\{x, \rho_1\}$  и  $\{x, \rho_2\}$  верно соотношение  $\Gamma_2(x, \rho_1, \rho_2) = \langle U(x, \rho_1) U^*(x, \rho_2) \rangle \cong \langle E(x, \rho_1) E^*(x, \rho_2) \rangle$ , где  $\langle \dots \rangle$  – усреднение по ансамблю реализаций флуктуаций диэлектрической проницаемости. В дальнейшем будем считать, что  $\mathbf{R} = (\rho_1 + \rho_2)/2$  и  $\rho = \rho_1 - \rho_2$  – суммарная и разностная координаты.

Степень когерентности определяется как модуль нормированной функции взаимной когерентности второго порядка (комплексной степени когерентности) поля оптической волны:

$$\mu(x, \rho) = \sqrt{\{\operatorname{Re}[\gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho)]\}^2 + \{\operatorname{Im}[\gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho)]\}^2} \Big|_{\mathbf{R}=0}, \quad \text{где } \gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho) = \frac{\Gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho)}{\sqrt{\langle I(x, \mathbf{R} + \rho/2) \rangle \langle I(x, \mathbf{R} - \rho/2) \rangle}};$$

$\langle I(x, \mathbf{R}) \rangle \equiv \Gamma_2(x, \mathbf{R}, 0)$  – средняя интенсивность оптической волны. Кроме радиуса когерентности  $\rho_c$  [6, 7], будем рассматривать ещё два масштаба степени когерентности  $\mu(x, \rho)$ : среднеквадратичный  $\rho_s$  [8, 9] и интегральный  $\rho_m$ . Радиус когерентности  $\rho_c$  обычно определяют [7] по первому пересечению графика степени когерентности заданного уровня, например равного  $\exp(-1)$ , т.е.  $\mu(x, \rho_c) = 0,37$ . Среднеквадратичный масштаб степени когерентности оптического излучения  $\rho_s$  был предложен авторами работ [8, 9]:

$$\rho_s = \sqrt{\int \int_{-\infty}^{\infty} d\rho \rho^2 [\Gamma_2(x, 0, \rho)]^2} / \int \int_{-\infty}^{\infty} d\rho [\Gamma_2(x, 0, \rho)]^2. \quad \text{Интегральный масштаб степени когерентности } \rho_m$$

вычислим по площади под графиком степени когерентности  $\mu(x, \rho)$ :  $\rho_m = \int_0^{\infty} d\rho \mu(x, \rho)$ .

Результаты вычисления радиуса когерентности  $\rho_c$  фундаментальной ( $m = 0$ ) и вихревых ( $m = 1, 2, 3, 4$ ) конических волн на их оптической оси ( $R = 0$ ) для различных значений топологического заряда  $m$  при  $\sqrt{x/k}\beta = 1,0$  представлены на рис. 1а. Тонкими линиями на рис. 1а изображён радиус когерентности конической волны, жирные штриховая и пунктирная прямые линии представляют случаи сферической и плоской волн, соответственно. Здесь

$q = x/(k\rho_0^2)$ ,  $\rho_0$  – радиус когерентности плоской волны в турбулентной атмосфере [7];  $x$  – длина трассы распространения. Оказывается, что функционально зависимость, описывающая воздействие атмосферной турбулентности на радиус когерентности вихревой конической волны носит не монотонный и не однозначный характер. Поэтому можно заключить, что для вихревой конической волны радиус когерентности  $\rho_c$  не даёт исчерпывающей информации о её когерентных свойствах в турбулентной атмосфере.

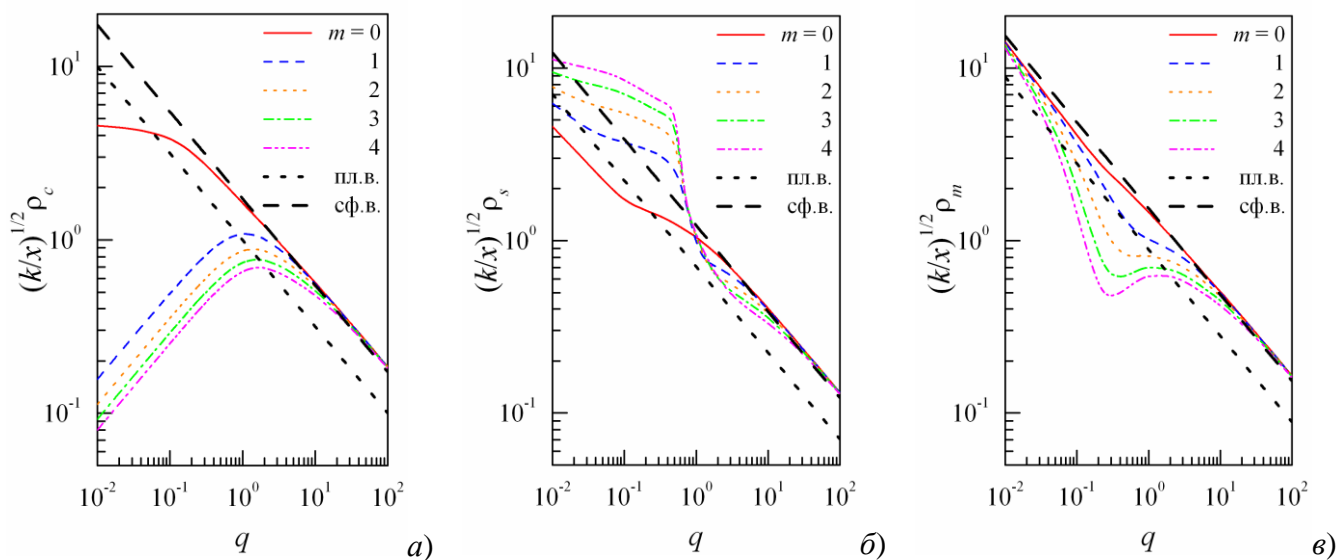


Рисунок 1 — Масштабы степени когерентности конических, плоских и сферических волн

Среднеквадратичный масштаб степени когерентности фундаментальной и вихревых конических волн  $\rho_s$  на их оптической оси для различных значений топологического заряда  $m$  при  $\sqrt{x/k}\beta = 1,0$  представлен на рис. 1б. Тонкие линии графика соответствуют среднеквадратичному масштабу степени когерентности конических волн, жирные штриховая и пунктирная прямые линии представляют сферическую и плоскую волны. Данные проведенного анализа показали, что среднеквадратичные масштабы степени когерентности конических волн  $\rho_s$  примерно одинаково ведут себя по мере увеличения параметра  $q$  (монотонно убывают с ростом  $q$ ). Следовательно, можно утверждать, что среднеквадратичный масштаб степени когерентности конических волн  $\rho_s$  максимально чувствителен к влиянию атмосферной турбулентности (практически функциональная зависимость его от  $q$  близка к степенному закону “1/2”) и мало чувствителен к величине топологического заряда  $m$ . Недостаток данной характеристики проявляется в неоднозначности зависимости её от топологического заряда  $m$ .

На рис. 1в представлены результаты расчёта интегрального масштаба степени когерентности  $\rho_m$  конических волн на их оптической оси при  $\sqrt{x/k}\beta = 1,0$ . Тонкие линии на

графике это – интегральный масштаб степени когерентности  $\rho_m$  конических волн, а жирные штриховая и пунктирная прямые линии – интегральные масштабы сферической и плоской волн, соответственно. Оказывается, что интегральный масштаб степени когерентности фундаментальной конической волны при заданных условиях близок к интегральному масштабу степени когерентности  $\rho_{msp}$  сферической волны:  $\rho_{msp} = \sqrt{3}(\sqrt{\pi}/2)\rho_0$ , а  $\rho_m$  вихревой конической волны с увеличением топологического заряда  $m$  уменьшается относительно  $\rho_{msp}$ .

В работе теоретически показано, что для адаптивных оптических систем, компенсирующих искажения псевдобесселевых пучков в турбулентной атмосфере, в качестве датчика искажений оптического излучения предпочтительно использовать не измеритель радиуса когерентности псевдобесселевого пучка, а измеритель интегрального масштаба степени когерентности этого пучка. Это обусловлено тем, что интегральный масштаб степени когерентности таких пучков, в отличие от радиуса когерентности, при любых условиях распространения максимально чувствителен к искажающему влиянию атмосферной турбулентности и только во вторую очередь зависит от параметров оптического излучения.

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

1. *Chen Sh., Li Sh., Zhao Y., Liu J., Zhu L., Wang A., Du J., Shen L., Wang J.* Demonstration of 20-Gbit/s high-speed Bessel beam encoding/decoding link with adaptive turbulence compensation // *Opt. Lett.* 2016. V. 41. N 20. P. 4680-4683.
2. *Лукин И.П.* Когерентность бесселева пучка в турбулентной атмосфере // *Оптика атмосф. и океана.* 2012. Т. 25. № 5. С. 393-402.
3. *Lukin I.P.* Formation of a ring dislocation of a coherence of a vortex optical beam in turbulent atmosphere // *Proc. SPIE.* 2013. V. 9066, 90660Q.
4. *Friberg A.T.* Stationary-phase analysis of generalized axicons // *J. Opt. Soc. Amer. A.* 1996. V. 13. N 4. P. 743-750.
5. *Котляр В.В., Ковалёв А.А.* Ускоряющиеся и вихревые лазерный пучки. М: Физматлит, 2018. 256 с.
6. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
7. *Беленький М.С., Лукин В.П., Миронов В.Л., Покасов В.В.* Когерентность лазерного излучения в атмосфере. Новосибирск: Наука, 1985. 176 с.
8. *Mandel L.* Fluctuations of photon beams: The distribution of the photo-electrons // *Proc. Phys. Soc.* 1959. V. 74. N 3. P. 233-243.
9. *Mandel L., Wolf E.* The measures of bandwidth and coherence time in optics // *Proc. Phys. Soc.* 1962. V. 80. N 4. P. 894-897.

# ПОРТАТИВНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ СКОРОСТИ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА

А.П. Ростов

Институт оптики атмосферы, Томск.

[rostov@iao.ru](mailto:rostov@iao.ru)

Ключевые слова: фаза оптической волны, лазер, микроконтроллер, флуктуации лазерного излучения.

Разработан и изготовлен макет портативного оптического измерителя скорости воздушного потока.

Активные трассовые измерители перпендикулярной скорости к трассе давно известны. [1, - 4, 5.]. К основным недостаткам этих измерителей можно отнести их громоздкость, вес более 100 кг, размер более 2 м, сложность монтажа и настройки прибора в полевых условиях.

На основе нескольких предыдущих разработок был разработан портативный трассовый измеритель скорости воздушного потока. Прибор измеряет усредненную по трассе распространения лазерного излучения, перпендикулярную компоненту скорости воздушного потока. В основе работы измерителя лежит корреляционный метод анализа двух случайных сигналов интенсивности лазерного пучка пространственно разнесенных фотоприемников. Прямое или отраженное от зеркала излучение лазера проходит турбулентный слой атмосферы и принимается двумя точечными фотоприемниками. Наличие тепловых атмосферных неоднородностей в канале распространения лазерного излучения вызывает локальное изменение скорости света, а следовательно флуктуации интенсивности этого излучения на фотоприемниках. При наличии переноса неоднородностей через лазерный луч и в силу «замороженности» атмосферной турбулентности появляется временной сдвиг в принятых сигналах, равный времени их пролета расстояния между точками приема. Оптическая схема измерителя показана на рисунке 1.

Анализ сигналов от фотоприемников позволяет определить время этого пролета и затем вычислить скорость ветра. Расчет базируется на временном сдвиге максимального значения взаимной корреляционной функции  $R_{xy}(t) = \int x(\tau)y(\tau+t)dt$  (1) флуктуаций интенсивности, на двух приемных апертурах оптоволокна, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга. В нашем случае оно равно 5мм. Сдвиг максимума взаимной корреляционной функции (ВКФ) рассчитывается с шагом временного промежутка  $t = 200$  мксек. Перпендикулярная к трассе скорость потока  $V_{\perp}$  определяется из выражения 2.



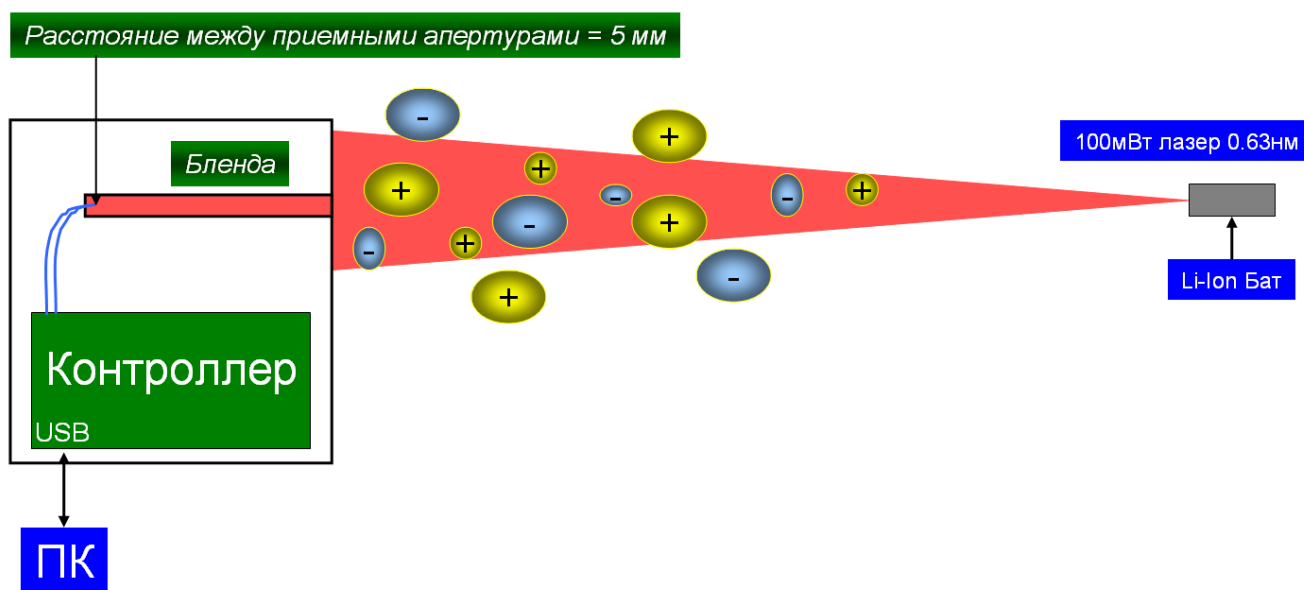


Рисунок 1 – Оптическая схема измерителя скорости воздушного потока.

$$V_{\perp} = \frac{l}{tn} \quad (2)$$

- Где:  $l$  - расстояние между приемными апертурами,  
 $t$  - период квантования сигналов фотоприемников  
 $n$  - номер сдвига максимуму ВКФ в квантах дискретизации  $t$ .

Регистрация и обработка принятых сигналов интенсивности производится в контроллере, встроенном в прибор. Его структурная схема приведена на рисунке 2.

Усилители фототока приемников двухкаскадные и выполнены на малощумящих ОУ. Последующая фильтрация нижних частот осуществляется фильтрами нижних частот 8 – порядка с частотой среза 300 Гц. Далее сигнал переводится в цифровую форму 14-битовыми АЦП. Они имеют встроенное УВХ, что позволяет при синхронном запуске получить одновременное значение канальных сигналов, необходимое при корреляционном анализе.

При разработке измерителя использовались максимально доступные элементы. В качестве фотоприемников применены дешевые кремневые фотодиоды. Например, лазер был построен на базе лазерного диода, извлеченного из записывающего ДВД. Ток лазерного диода а, следовательно, и его мощности регулируется обычным переменным резистором. Вес такого передатчика не превышает 100 гр. Все электронные компоненты контроллера расположены на печатной плате размером 100 x 100 мм.

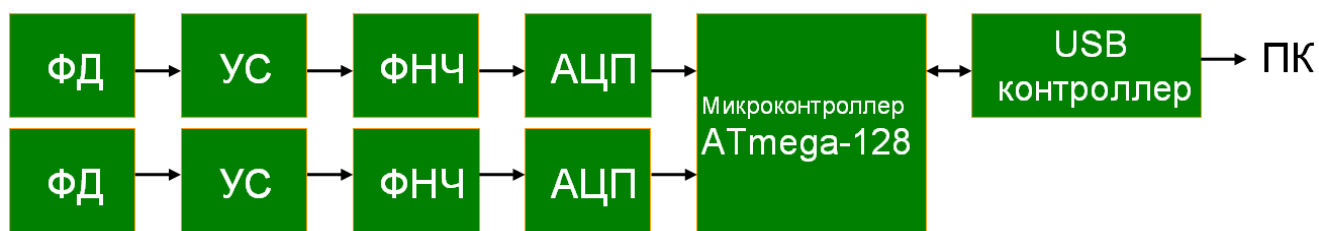


Рисунок 2 – Структурная схема контроллера.

Конструктивно прибор расположен в двух блоках. Один приемный, второй передающий. Размеры приемного блока не превышают 200 мм, вес не более 500 гр. Общий вид прибора показан на рисунке 3. Это вариант использования прибора на трассе с отражением от плоского зеркала.



Рисунок 3 – Трассовый измеритель скорости воздушного потока.

Проводимые нами ранее экспериментальные исследования [4] показали хорошую работу измерителя на трассах от 50 до 2000 м при скорости ветра от 0.3 до 15 м/с. Погрешность в определении скорости ветра не превышала 0.3 м/с.

Все внутреннее программное обеспечение прибора написано на языке ассемблера, и содержит немного более 1200 инструкций. Прибор поддерживает достаточное количество команд необходимых для его работы, настройки и проверки.

Графический интерфейс пользователя написан на языке Lab View и содержит все необходимые элементы для управления прибором и его оперативной настройки.

1. *Безверхний В.А., Гурвич А.С., Покасов В.В.* Применение когерентного анализа для определения скорости ветра из оптических измерений. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1978. Т.14, Т1. с. 102-105
2. *Монастырский Е.А., Патрушев Г.Я.* О корреляционном анализе флуктуаций излучения в случайно неоднородной среде. Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т.27, Т11.
3. *Иванов А.П., Патрушев Г.Я., Ростов А.П.* Экспериментальное исследование пространственно-временной структуры сферической волны при отражении от плоского зеркала. Оптика атмосферы и океана. 1993. Т.6, Т5. с. 523-528.
4. *Афанасьев А. Л., Иванов А. П., Ростов А. П.* Экспериментальное сравнение трассового оптического измерителя воздушного потока с массивом ультразвуковых датчиков в приземном слое атмосферы. Тезис докл. IX Международный симпозиум "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы". Томск. 2001. с. 121. С3-37.
5. <http://www.scintec.com/english/web/Scintec/Details/A012000.aspx>
6. <http://www.atmel.com>

# РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ОРБИТАЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В.П. Аксёнов<sup>1</sup>, В.В. Колосов<sup>1,2</sup>, Г.А. Филимонов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

<sup>2</sup>Томский научный центр СО РАН, г. Томск, Россия

[avp@iao.ru](mailto:avp@iao.ru), [kvv@iao.ru](mailto:kvv@iao.ru)

Ключевые слова: орбитальный угловой момент света, функция распределения вероятностей, турбулентная атмосфера.

На основе численного моделирования изучаются законы распределения флуктуаций орбитального углового момента (ОУМ) лаггерр-гауссова лазерного пучка, распространяющегося в атмосфере. Исследуется трансформация плотностей вероятностей флуктуаций ОУМ при изменениях исходной величины ОУМ, турбулентных и дифракционных условий распространения. 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

$$u(r, \theta, z = 0) = \left( \sqrt{2} \frac{r}{a} \right)^{|l|} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \exp[i l \theta],$$

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

$$L_z = \frac{i}{2\omega} \frac{\iint_{\infty} \left[ \mathbf{r} \times (u(\mathbf{r}, z) \nabla_{\perp} u^*(\mathbf{r}, z) - u^*(\mathbf{r}, z) \nabla_{\perp} u(\mathbf{r}, z)) \right] \mathbf{n}_z d\mathbf{r}}{\iint_{\infty} |u(\mathbf{r}, z)|^2 d\mathbf{r}}.$$

Исследование проводилось с помощью численного моделирования, выполненного на основе метода Монте – Карло и аналитического подхода, использующего разложение Эджворта. В качестве основы расчетных схем использовались алгоритмы численного моделирования распространения лазерных пучков в атмосфере, тождественные алгоритмам, описанным в [1]. Состояние турбулентной атмосферы задавалось параметром Рытова  $\beta_0^2 = 1.23 C_n^2 k^{7/6} z^{11/6}$ , где  $C_n^2$  структурная характеристика показателя преломления, для аппроксимации спектра флуктуаций показателя преломления была выбрана модель Эндрюса[2].

1. *Aksenov V. P., Dudorov V. V., Kolosov V. V.* 2018 arXiv: 1802.03172.
2. *Andrews L. C. and Phillips R. L.* Laser Beam Propagation through Random Media. SPIE 2005

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В СО РАН ПО ПРОБЛЕМАМ ПОДВОДНОЙ БИСТАТИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

Белов В.В.<sup>1</sup>, Абрамочкин В.Н.<sup>2</sup>, Гриднев Ю.В.<sup>1</sup>,  
Кудрявцев А.Н.<sup>1</sup>, Тарасенков М.В.<sup>1</sup>, Федосов А.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИОА СО РАН, г. Томск, Россия

<sup>2</sup> Секция прикладных проблем при Президиуме РАН

e-mail: [belov@iao.ru](mailto:belov@iao.ru), [ya.wna@yandex.ru](mailto:ya.wna@yandex.ru), [yuri@iao.ru](mailto:yuri@iao.ru), [zoxyl@yandex.ru](mailto:zoxyl@yandex.ru),

[tmv@iao.ru](mailto:tmv@iao.ru), [FEAN.2010@yandex.ru](mailto:FEAN.2010@yandex.ru)

Ключевые слова: оптическая связь, рассеяние, метод Монте-Карло.

Обсуждаются результаты теоретических и экспериментальных исследований по проблемам подводной оптической связи на рассеянном лазерном излучении, выполняемых в Сибирском отделении Российской академии наук (СО РАН). Теоретические исследования бистатических коммуникационных каналов осуществляются с помощью статистического моделирования процесса распространения сигналов от источника к приемнику методом Монте-Карло. Эксперименты выполняются в полевых условиях для различных характеристик источников и приемников излучения, ориентаций их оптических осей и глубин погружения в воду. Приведены результаты оценок дальнего действия, вероятностей ошибок связи и их СКО в условиях в зимних и весенне-летних условиях.

Исследования по подводным системам связи на рассеянном оптическом излучении в последние десятилетия интенсивно осуществляются в США, Китае, Канаде, Израиле, Франции и других странах. Из множества опубликованных работ упомянем только работы [1-3], где приведены обширные списки цитированных источников. В докладе обсуждаются результаты подобных исследований в России, которые осуществляются в ИОА СО РАН.

Теоретические исследования подводных бистатических коммуникационных каналов выполняются нами методом Монте-Карло. Для решения нестационарного уравнения переноса излучения (1) используем модифицированный нами алгоритм двойной локальной оценки [4].

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + (\boldsymbol{\omega}, \text{grad } I) = -\beta_{\text{ext}} I + \beta_{\text{sc}} \int_{\Omega} I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}') g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' + \Phi_0(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}), \quad (1)$$

где  $I = I(\lambda, \mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})$  - интенсивность в точке  $\mathbf{r}$  в направлении  $\boldsymbol{\omega}$ ;  $c$  – скорость света;  $\beta_{\text{ext}}(\lambda, \mathbf{r})$  – коэффициент ослабления в точке  $\mathbf{r}$ ;  $\beta_{\text{sc}}(\lambda, \mathbf{r})$  – коэффициент рассеяния в точке  $\mathbf{r}$ ;  $g(\lambda, \mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}')$  – индикатриса рассеяния в точке  $\mathbf{r}$  в направлении  $\boldsymbol{\omega}$ ,  $\boldsymbol{\omega}'$  - направление распространения излучения до рассеяния,  $\Phi_0$  – функция источников в точке  $\mathbf{r}$  в направлении  $\boldsymbol{\omega}$ .

Уравнение (1) линейно относительно интенсивности, поэтому анализ передаточных свойств бистатических каналов связи целесообразно проводить в рамках теории линейных

систем, т.е. исследовать реакцию канала  $h(t)$  на входной  $\delta(t)$  импульс в зависимости от входных параметров оптико-электронных систем связи (ОЭСС).

На основе публикаций [5-7 и др.] нами построена программа для расчета оптических характеристик морской воды на глубинах 0-200 м. Она была использована при статистическом моделировании передаточных свойств подводных оптических каналов связи. Основные результаты численных экспериментов, выполненных методом Монте-Карло для оценки качества каналов подводной связи, сводятся к следующему. Бистатическая подводная связь в видимом диапазоне длин волн возможна на базовых расстояниях до 100 м, в зависимости от оптических характеристик водной среды, взаимной ориентации оптических осей передающей и приемной оптики, мощности излучения и чувствительности фотоприемника. Частота передачи символов может достигать МГц.

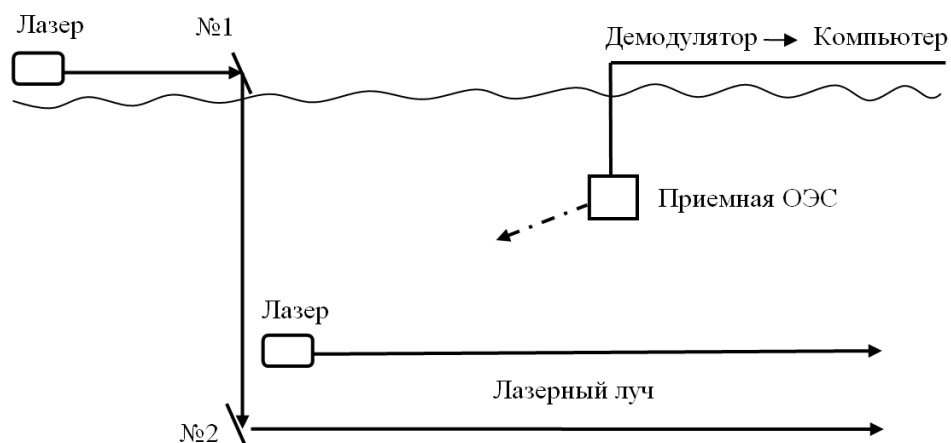
Экспериментальные исследования, связанные с подводными коммуникационными системами на рассеянном лазерном излучении, были начаты в 2015 г. Некоторые результаты этих и последующих экспериментов опубликованы в [8]. Основные эксперименты проводились на о. Боярское в пригороде г. Томска. Следуя работам [9,10] оно относится к эвтрофному трофическому типу, максимальная глубина достигает 6 м., протяженность с севера на юг — около 630 метров, в своей самой широкой части — около 70 метров. Эксперименты проводились в разное время года (зимой, когда вода менее замутнена и весной и летом, когда в водоем поступают аэрозоль из атмосферы и стоки с окружающей озеро территории).

В качестве источников импульсного излучения использовались «зеленый» лазер на парах бромида меди (длина волны  $\lambda = 510.6$  нм), созданный в ИОА СО РАН и «синий» лазерный модуль В2000 ( $\lambda = 445.0$  нм), который был переведен в импульсный режим. Зондирование качества каналов связи в реальном масштабе времени осуществлялось на основе оценок выборочных средних значений и СКО ошибок связи. С этой целью по каналам связи передавался тестовый графический периодический сигнал. Эксперименты, выполненные в 2015 и 2016 г.г. осуществлялись как в водной среде, так и через лед в воду и из воды [11]. Их цели состояли в том, чтобы на основе полевых испытаний подводных коммуникационных бистатических систем с источниками излучения на разных длинах волн и средней мощностью в естественном водоеме, сравнить дальность действия и качество подводной связи (по уровню ошибок связи и их СКО).

Методика экспериментов в 2017 г и 2018 г. использованная в них аппаратура, подробно описаны в [12]. Кратко повторим их. Средняя мощность импульсного «зеленого» лазера в

экспериментах составляла  $P=4-6$  Вт, «синего» - 13-20 мВт, расходимости лазерных пучков не превышали  $1^\circ$ , поле зрения приемной системы -  $2^\circ$ .

Геометрические схемы ориентации приемников и источников, реализованные в экспериментах, приведены на рисунке 1.



(а)



(б)

Рисунок 1 — Геометрические схемы экспериментов: (а) – вид сбоку: «зеленый» лазер, размещенный на берегу озера и «синий» лазер, помещенный в воду; (б) – вид сверху: направление оптических осей излучателя и приемной системы

Эксперименты с «зеленым» лазером были проведены в феврале и в мае 2017 г. Ввод «зеленого» лазерного излучения зимой осуществлялся с помощью двух зеркал №1 и №2 (рисунок 1 (а)) через лунку во льду (толщина ледяного покрова достигала 50 см, максимальная глубина озера в местах проведения экспериментов достигала 6 м). Частота следования импульсов лазера составляла 11кГц, при их длительности  $20 < \Delta t < 40$  нс. В состав приемного блока в 2017 г. был включен ФЭУ-84. Приемный блок опускался в воду так же через лунку во льду на расстояниях до 70 см. от нижней границы льда. Результаты были получены на базовых расстояниях  $5 \leq L \leq 25$  м и они обсуждены в [8]. Особенность геометрической схемы

экспериментов под водой (т.е. не через ледяной слой) состояла в том, что глубины погружения приемного блока и лазерного луча были разными. Такие схемы организации связи называют некомпланарными. Оптические оси излучателя и приемной системы были параллельны нижней границе льда, не пересекались и отстояли друг от друга на расстояние в 20 см. Средняя мощность излучения лазера, падающего на первое зеркало, не превышала 4 Вт.

Обратимся к экспериментам в летнее время. Они были проведены в мае на этом же озере, с тем же лабораторным макетом, при геометрической схеме организации коммуникационного канала, приведенной на рис.1, но при мощности лазерного излучения равной 6 Вт. Приемный блок и лазерный источник погружались на глубину 1 м от водной поверхности. На рисунке 2 приведена фотография основных блоков лабораторного макета ОЭСС и участников экспериментов. Одна из основных задач, которые решались в этих экспериментах, состояла в определении предельного базового расстояния при фиксированных характеристиках и параметрах излучателя и приемного блока. В экспериментах при каждом значении  $L$  фиксировался угол  $\alpha$  и изменялся угол  $\theta$  (рис.1 б). В реальном масштабе времени оценивались вероятности ошибок связи и их СКО. В каждом сеансе связи, длившемся от 7 до 30 мин, передавалось от 7 000 до 90 000 символов. Каждый эксперимент длился от 1 до 3 часов. База  $L$  увеличивалась последовательно с шагом 5 м, начиная с 5 м. Предельная база составила 40 м. Этот результат близок к тому, что получен в работе [13] в искусственных и естественных водоемах.

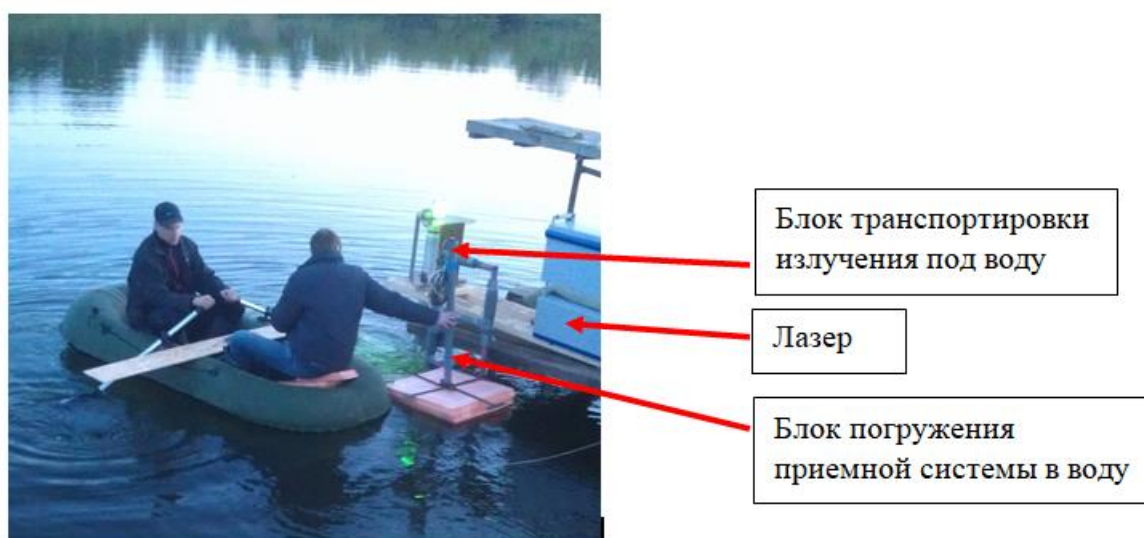


Рисунок 2 — Фотография участников экспериментов, перемещающих приемный блок по озеру и основных блоков лабораторного макета ОЭСС



На рисунке 3 приведен один из результатов зондирования качества подводного канала в экспериментах при базовом расстоянии в 40 м. Критерии качества: выборочное среднее и СКО ошибок связи (ось ординат на рисунке 3) и условное время (ось абсцисс). Значения углов на рисунке 1 (б):  $\alpha = 8.5^\circ$ ,  $\beta = 75.0^\circ$ .

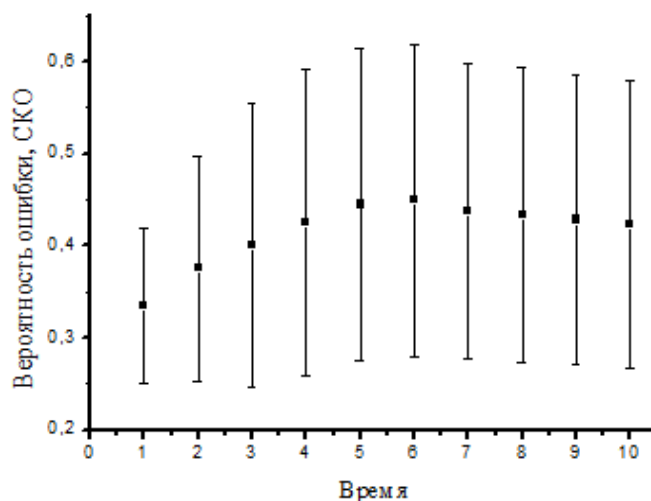


Рисунок 3 — Зависимость оценочных значений вероятности ошибок и интервалов СКО (вертикальные линии) от времени его зондирования

В отличие от результатов, полученных в зимнее время при базе в 25 м [11] и при близких значениях углов  $\alpha$  и  $\beta$  (рисунок 1(б)) качество летнего канала связи оказалось существенно хуже зимнего. Это можно объяснить тем, что увеличение базы приводит к снижению плотности энергии на входном зрачке приемной системы, которое в данных экспериментах не компенсируется увеличением мощности лазерного излучения с 4 до 6 Вт. Другая причина ухудшения качества подводного коммуникационного канала состоит в том, что в открытом водоеме мутность воды в летнее время выше, чем в зимнее, когда водоем покрыт льдом и в него не поступают повышающие его мутность вещества (см., например, [9,10]).

В 2018 г. в лабораторный макет бистатической оптико-электронной связи были внесены изменения. ФЭУ 84 был заменен на УФК-4Г-2 (производство ООО «Катод», г. Новосибирск) и в состав оптического блока приемной системы введен фильтр SemrockFF01-442/42-25. В качестве излучателя был использован полупроводниковый лазер на основе модуля В2000 при средней мощности в импульсном режиме равной 20 мВт (центральная длина волны излучения  $\lambda = 445.0$  нм). В феврале 2018 г. с модифицированным макетом ОЭСС были проведены эксперименты аналогичные тем, которые были осуществлены в 2015г. с «синим» лазером средней мощностью 13 мВт при той же базе между источником и приемником (рисунок 1). Сравним качество подводных бистатических каналов связи двух вариантов приемных систем.

Пример результатов оценок вероятностей и СКО ошибок связи в «синем» подводном зимнем канале из [11] приведен на рисунке 4.

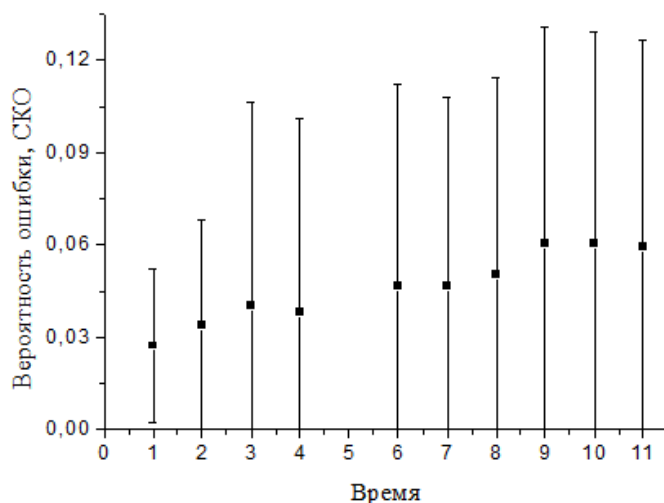


Рисунок 4 — Вероятности ошибок и интервал СКО (вертикальные линии). «Синий» лазер и приемник в воде, на расстоянии 10 см от нижней кромки льда. База 10 м. Углы  $\alpha = 3^\circ$  и  $\beta = 2^\circ$

На рисунке 5 приведен один из результатов зондирования качества «синего» подводного бистатического канала ОЭСС во время экспериментов, выполненных в феврале 2018 г.

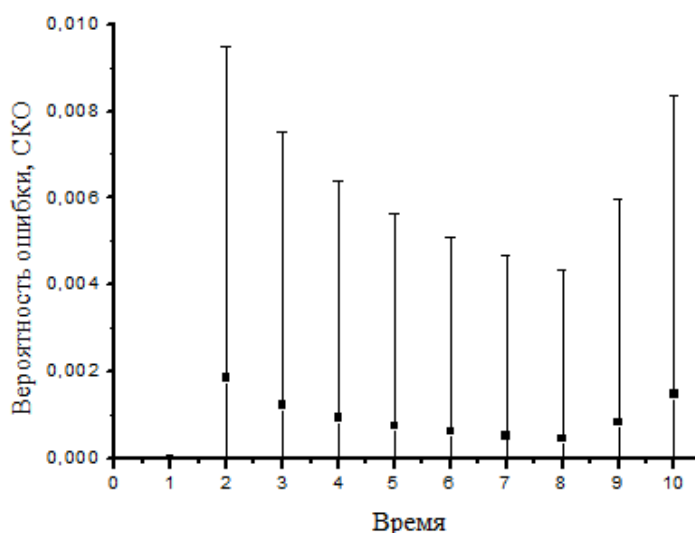


Рисунок 5 — То же, что на рисунке 4. «Синий» лазер и приемник в воде, на уровне 43 см от нижней кромки льда. База 10 м. Углы  $\alpha = 31^\circ$  и  $\beta = 25^\circ$

Как видим, качество «синего» канала в 2018 г. на порядок выше, чем в 2015 г. Если обратиться к геометрическим характеристикам схем формирования каналов связи, то в 2018г. они были менее благоприятны, чем в 2015г. Углы  $\alpha$  и  $\beta$  в первом случае соответствовали ситуации, когда приемник ориентировался на источник, во втором случае приемник ориентировался на участок лазерного луча удаленный от источника. Средняя мощность лазерного излучения во втором случае выше, чем в первом в 1.5 раза, что не может обеспечить повышение качества канала связи на порядок. Следовательно, причина существенного повышения качества связи в том, что во втором случае использован фотоэлектронный умножитель УФК-4Г-2.

В 2018 г. были осуществлены эксперименты по передаче по подводной коммуникационной NLOS системе информации в виде изображений плоского тестового объекта (секторная мира). На рисунке 6 приведены изображения этого объекта для условий связи, соответствующей рисунку 5.

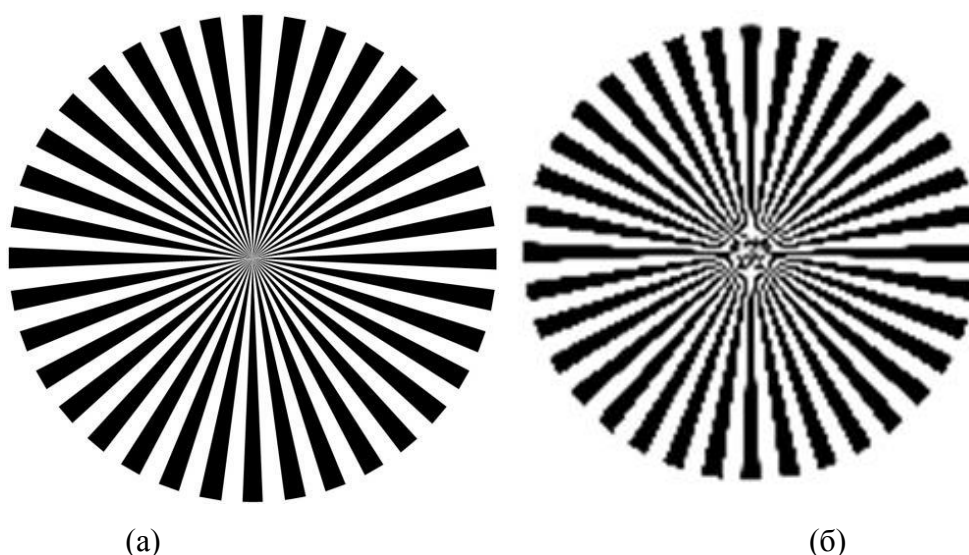


Рисунок 6 — Исходная секторная мира (а) и (б) принятое ее изображение

Качество и дальность действия бистатических подводных оптических коммуникационных систем определяется не только характеристиками излучателей и приемников, но и оптическим состоянием водной среды. Более того, для каждого конкретного источника и приемников, видимо, можно подобрать такие оптические характеристики воды, при которых связь может быть ограничена базовыми расстояниями, не превышающих метра.

Нам не удалось найти в России коммерческих средств оперативного (не лабораторного) контроля оптического состояния водных сред. Эти средства создавались (см., например, [6]) и существуют в организациях профессионально занимающихся исследованиями в области оптики

океана (например, ИО РАН, Морской Гидрофизический институт и др.). Для контроля оптического состояния водной среды, в которой мы проводим или будем проводить эксперименты по подводной связи, мы приняли решение создать измеритель коэффициента ослабления водной среды. На рисунке 7 приведена фотография приемного устройства этого прибора. Он позволяет определять коэффициент ослабления  $\beta_{\text{ext}}$  водной среды при базе источник-приемник в 0.5 м.



Рисунок 7 — Внешний вид приемного устройства измерителя коэффициента ослабления воды

Измеритель реализует возможность оценки коэффициента ослабления рассеивающей и поглощающей среды на основе закона Бугера-Беера. В [6] описан принцип действия подобных приборов. Погрешность измерений зависит от влияния многократного рассеяния на измеряемую мощность излучения. С целью уменьшения этого влияния приемный объектив снабжен блендой. В результате моделирования методом Монте-Карло процесса распространения оптического излучения от источника к приемнику определены ее длина и диаметр, ограничивающие вклад в принимаемый сигнал многократного рассеянного излучения не выше 4%.

Устройство прошло тестовые лабораторные испытания с питьевой (торговая сеть) озерной (о. Боярское, зима) и водопроводной водой. Оказалось, что оптически более плотная вода питьевая из торговой сети (присутствие серебра), менее плотная – водопроводная. Устройство будет использовано в полевых экспериментах с целью оценки предельных базовых расстояний, при которых связь может быть осуществлена.

### Выводы

Экспериментально подтверждена возможность создания функционирующих оптико-электронных систем бистатической подводной связи на рассеянном лазерном излучении в видимом диапазоне длин волн в озерной воде при базовых расстояниях между источником и приемником до 40 м. Этот результат согласуется с полученными в работе [11].

Есть основания предполагать, что дальность действия таких систем может достигать сотен метров. Основанием к этому выводу является то, что в состав ОЭСС могут быть включены существенно более мощные лазерные источники и более чувствительные фотоприемники.

Так, например, использование современных фотоэлектронных умножителей типа УФК-4Г-2 вместо ФЭУ – 84 позволяет повысить качество связи на порядок.

1. *Chadi Gabriel, Mohammad-Ali Khalighi, Salah Bourennane, Pierre Léon, and Vincent Rigaud.* Monte-Carlo-Based Channel Characterization for Underwater Optical Communication Systems // *J. OPT. COMMUN. NETW.* 2013. Vol. 5. №. 1. P. 1-12.
2. *Kaushal H., Kaddoum G.* Underwater Optical Wireless Communication // *IEEE ACCESS.* 2016. Vol. 4. P. 1518-1547.
3. *Белов В.В.* Оптическая связь на рассеянном или отраженном лазерном излучении // *Светотехника.* 2018. №6. С. 6-12.
4. *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. № 5. С. 397–403.
5. *Оптика океана и атмосферы / Под ред. К.С. Шифрина.* М.: Наука, 1981. 231 с.
6. *Оптика океана. Т.1 Физическая оптика океана / Под ред. А.С. Монины.* М.: Наука, 1983. 372 с.
7. *Оптика океана. Т.2 Прикладная оптика океана / Под ред. А.С. Монины.* М.: Наука, 1983. 236 с.
8. *Belov V.V.* Optical communication on scattered laser radiation // *Proceedings of SPIE.* 2017. V. 10466. CID:10466 0H. [10466-24].
9. *Суторихин И.А., Букатый В.И., Акулова О.Б.* Спектральная прозрачность воды в разнотипных озёрах Алтайского края / Барнаул: Изд-во Алт ГУ, 2015. 145 с.
10. *Суторихин И.А., Букатый В.И., Литвих М.Е., Эккердт К.Ю.* Влияние взвешенного вещества на спектральную прозрачность озер Алтайского края // *Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы: Тезисы докладов XXII Международного симпозиума.* Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2016. С. 93.
11. *Belov V.V., Abramochkin V.N., Gridnev Yu.V., Kudryavtsev A.N., Tarasenkov M.V. and Fedosov A.V.* Bistatic Optoelectronic Communication Systems: Field Experiments in Artificial and Natural Water Reservoirs // *Atmospheric and Oceanic Optics.* 2017. Vol. 30. №4. P. 366–371.
12. *Белов В.В., Тарасенков М.В., Абрамочкин В.Н., Иванов В.В., Федосов А.В., Гриднев Ю.В., Троицкий В.О., Димаки В.А.* Атмосферные бистатистические каналы связи с рассеянием. Часть 2. Полевые эксперименты 2013 г. // *Оптика атмосферы и океана.* 2014. Т. 27. № 8. С. 659-664.
13. *Marek Doniec; Michael Angermann; Daniela Rus.* An End-to-End Signal Strength Model for Underwater Optical Communications // *Browse Journals & Magazines IEEE Journal of Oceanic Engineering.* 2013. Vol. 38. № 4. P. 743–757.

# МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ОБЪЕКТОВ

Шиховцев А.Ю.<sup>1</sup>, Ковадло П.Г.<sup>1</sup>, Киселев А.В.<sup>1</sup>, Томин В.Е.<sup>1</sup>, Шиховцев М.Ю.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

<sup>2</sup> Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

Ashikhovtsev@iszf.irk.ru, kovadlo2006@rambler.ru, kiselev@iszf.irk.ru, tomin@iszf.irk.ru,

Max97irk@yandex.ru

Ключевые слова: атмосферная турбулентность, профиль, телескоп, Slodar.

Аннотация до 100 слов. В работе обсуждается пространственное разрешение нового метода восстановления вертикальных профилей атмосферной турбулентности по данным измерений локальных наклонов волнового фронта, позиционно разнесенных в плоскости, сопряженной с апертурой телескопа. Метод основан на анализе дрожании субизображений в скрещенных оптических пучках, формируемых солнечным объектом.

## Введение

Развитие современных представлений в области астрономической адаптивной оптики тесно связано с уточнение формы волнового фронта в широком поле зрения астрономического телескопа. Для точного определения волнового фронта в широком поле зрения в мире сформирован ряд экспериментальных подходов и направлений развития адаптивной оптики. Наиболее известные технические устройства, предназначенные для коррекции искажений волнового фронта в широком поле зрения и повышения разрешающей способности телескопов наземного базирования — мультисопряженные системы адаптивной оптики MCAO, многообъектная адаптивная оптика MOAO и GLAO — адаптивная оптика приземного слоя атмосферы. В основе развиваемых направлений адаптивной оптики лежит применение методов восстановления вертикальных профилей атмосферной турбулентности, включая, как структурную характеристику флуктуаций показателя преломления воздуха, так и флуктуаций скорости ветра. Важно, что методы должны в режиме реального времени обеспечивать информацией о вертикальных профилях атмосферной турбулентности — при проведении астрофизического эксперимента. Одним из путей решения этой задачи является использование данных измерений с одного или нескольких датчиков волнового фронта типа Шака-Гартманна. В настоящей работе обсуждается пространственное разрешение Slodar-техники и нового метода восстановления вертикальных профилей атмосферной турбулентности по данным измерений локальных наклонов волнового фронта, позиционно разнесенных в плоскости, сопряженной с апертурой телескопа. Slodar-техника основана на анализе волновых фронтов от разнесенных в

пространстве источников света. Известная во многих работах схема Slodar-техники приведена на рисунке 1.

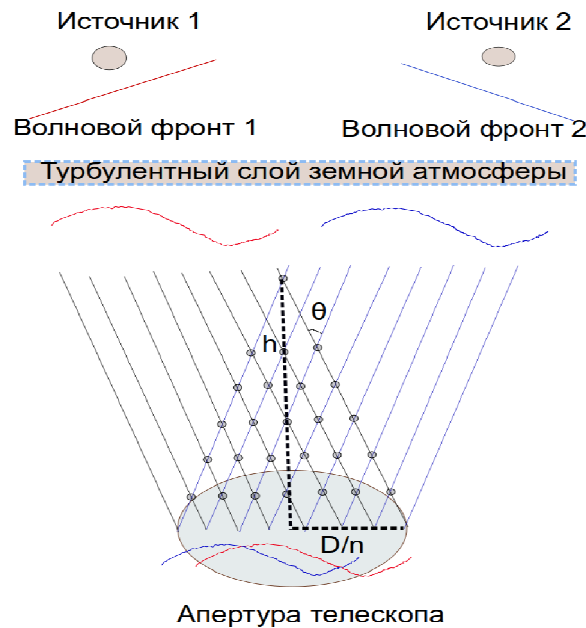


Рисунок 1 — Схема Slodar техники

**Пространственное разрешение по высоте в Slodar-технике и методе восстановления вертикальных профилей атмосферной турбулентности по данным измерений локальных наклонов волнового фронта в разные моменты времени**

При восстановлении вертикальных профилей атмосферной турбулентности по просвечивающему атмосферу излучению на основе анализа распределения искажений волнового фронта по апертуре телескопа важной составляющей является определение пространственного разрешения и диапазона высот, в пределах которого возможно восстановление профилей.

В рамках Slodar-техники определяется интенсивность турбулентности в отдельных атмосферных слоях, высоты которых определяются в соответствии с выражением:

$$\delta h = \frac{D}{n\theta \sec \alpha} \quad (1)$$

где  $\delta h$  — разрешение по вертикали,  $D$  — диаметр телескопа,  $n$  — число субапертур датчика Шака-Гартмана,  $\theta$  — угол между наблюдаемыми объектами (например, солнечными порами),  $\alpha$  — зенитный угол.

В адаптивных оптических системах солнечных телескопов однометрового класса обычно используют датчики Шака-Гартмана с количеством субапертур  $8 \times 8$  —  $12 \times 12$ . Рассматривая случаи с датчиками Шака-Гартмана с количеством субапертур  $8 \times 8$  и  $12 \times 12$ , в соответствии с выражением (1) можно построить зависимости разрешаемых высотных уровней

атмосферных слоев от  $n$  в Slodar-технике, показанные на рисунке 2 (сек  $\alpha=1$ ). Общее количество атмосферных слоев (областей пересечений световых пучков), для которых определяется интенсивность турбулентности, составляет от 8 до 12, при чем в случае опорной субапертуры в центре поле зрения датчика количество атмосферных слоев уменьшается вдвое до 4 — 6 слоев.

В сравнении со Slodar-техникой разработанный метод [1], основанный на анализе изменений пространственно-временной картины искажений волнового фронта вследствие собственного движения Солнца в течении дня, позволяет определять интенсивность турбулентности в безразмерных единицах в отдельных атмосферных слоях, высоты которых определяются в соответствии с выражением:

$$\delta h = \frac{D}{n \Theta(t) \sec \alpha}, \quad (2)$$

где  $\delta h$  — разрешение по вертикали,  $D$  — диаметр телескопа,  $n$  — число субапертур датчика Шака-Гартмана,  $\Theta(t)$  — угол между опорным световым пучком в начальный момент времени и световым пучком от того же самого источника в каждый из последующих моментов времени,  $\alpha$  — зенитный угол.

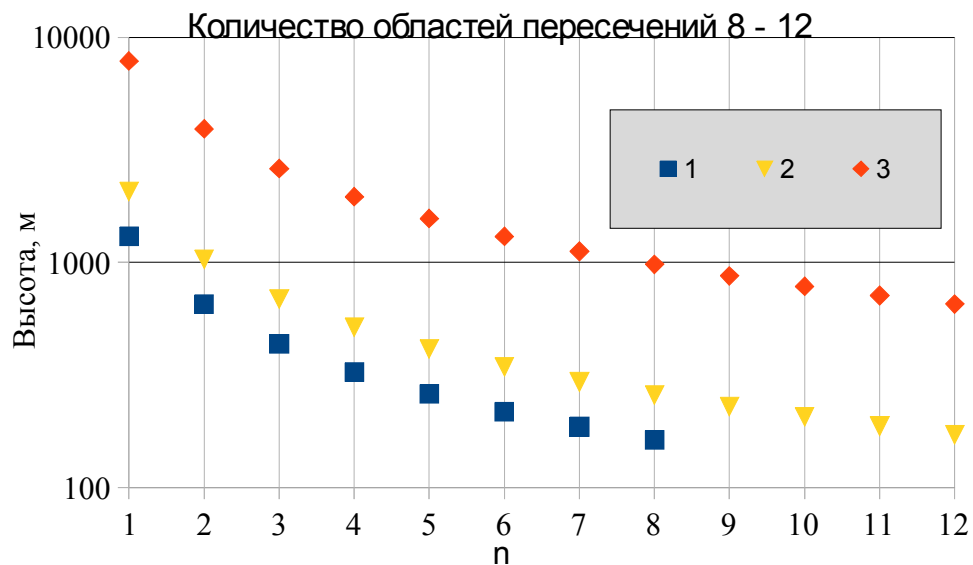


Рисунок 2 — Зависимости разрешаемых высотных уровней атмосферных слоев от  $n$  в Slodar-технике для датчиков Шака-Гартмана 8x8 (линия 1) и 12x12 (линии 2 и 3). Общее количество атмосферных слоев (областей пересечений световых пучков) составляет от 8 до 12, при опорной центральной субапертуре количество атмосферных слоев уменьшается вдвое



На рисунке 3 показана зависимость высотных уровней атмосферных слоев от количестве кадров в рамках нового метода аналогичного Slodag-технике для датчика Шака-Гартмана 8x8. Общее количество атмосферных слоев (областей пересечений световых пучков) согласно выражению (2) возрастает более чем на порядок и составляет ~ 200.

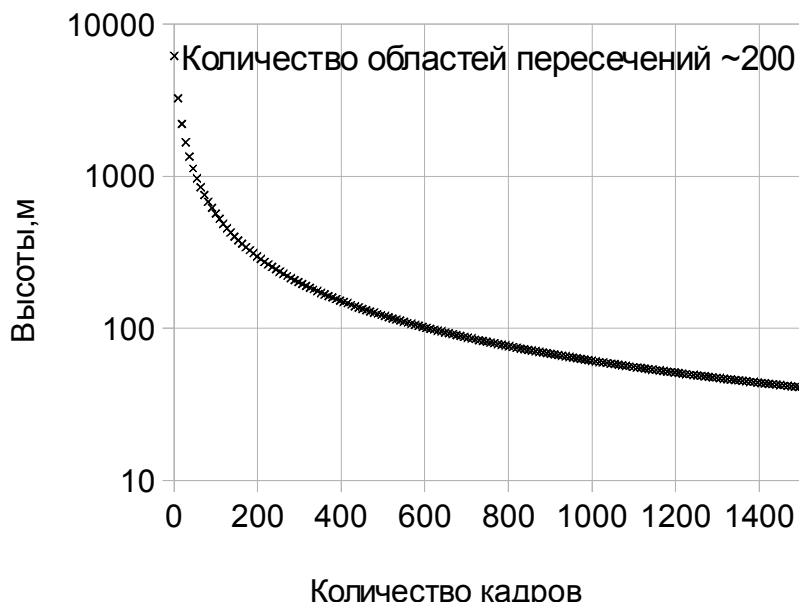


Рисунок 3 — Зависимость высотных уровней атмосферных слоев от количестве кадров в новом методе аналогичном Slodag-технике для датчика Шака-Гартмана 8x8. Общее количество атмосферных слоев (областей пересечений световых пучков) составляет ~ 200, с наилучшим пространственным разрешением в атмосферном пограничном слое

В отличии от Slodag-техники, в рамках которой пространственное разрешение во многом определяется количеством субапертур каждого датчика волнового фронта, в разработанном методе пространственное разрешение определяется переменным во времени углом между световыми пучками. Пространственное разрешение нового метода неоднородно, в свободной атмосфере изменяется от нескольких сотен метров до 50 м, в атмосферном пограничном слое шаг между узлами пересечений минимальный и уменьшается до 10 метров и менее при имеющихся ограничениях на изопланатический угол атмосферной толщи.

Результаты получены с использованием Уникальной научной установки Большой солнечный вакуумный телескоп <http://ckp-rf.ru/usu/200615/>. «Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-35-00033».

1. Shikhovtsev A.Yu., Kiselev A.V., Kolobov D.Yu., Kovadlo P.G., Russkih I.V., Tomin V.E., Shikhovtsev M.Yu. The study of the atmospheric turbulence structure for solar astronomy at the Baykal astrophysical observatory site / AAPTR, 2019. 10 p.

## ВОЗНИКНОВЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ПОНЯТИЯ «КОГЕРЕНТНАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ»

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: когерентная структура, когерентная турбулентность, колмогоровская турбулентность

Сделан краткий обзор истории возникновения и эволюции понятий «когерентная структура» и «когерентная турбулентность» в теории турбулентности. Обзор выполнен по данным мировой научной литературы и включает также некоторые результаты собственных многолетних исследований авторского коллектива по когерентной турбулентности.

Как известно, экспериментальные данные измерений параметров турбулентности в различных географических районах и метеоситуациях свидетельствуют о существовании в турбулентной атмосфере крупномасштабных детерминированных образований – энергонесущих вихрей, которые в мировой научной литературе получили наименование «когерентные структуры». В настоящее время понятия «когерентная структура» и «когерентная турбулентность» (область с преобладанием одной когерентной структуры) активно используются специалистами по теории турбулентности. Когерентные структуры ранее носили название «макроструктурных элементов турбулентности» – турбулентных образований, содержащих основную долю энергии турбулентности. Также в литературе использовались термины: когерентные образования, квазидетерминированные когерентные структуры, коррелированные (организованные) структуры, упорядоченные пространственно-временные образования, упорядоченные пространственные (вихревые) структуры, крупномасштабные упорядоченные макроструктуры, (само)организованные структуры, устойчивые вихревые образования, турбулентные тела и т.д. В иностранных источниках ранее применялся термин «energy-containing eddies», позднее: coherent (flow) structures, coherent vortex structures, large eddy structures, large coherent eddies, gigantic internal structures, organized structures и т.п.

Турбулентные вихревые структуры известны довольно давно. О. Рейнольдс (O. Reynolds, 1883, [1]), Н.Е. Жуковский (1919), Л. Прандтль (L. Prandtl, 1933, [2, 3]) зафиксировали крупные вихревые структуры в течениях в каналах и трубах. Согласно Х. Драйдену (H. Dryden, 1948, [4]), в 1938 г. Т. фон Карман (Th. Von Karman, [5]), обсуждая измерения флуктуаций скорости турбулентности в канале, высказал мнение о существовании своего рода статистического подобия (статистической связи) между флуктуациями в разных точках области; в последующей дискуссии Л. Прандтль (L. Prandtl [3]) и В. Толмин (W. Tollmien) высказали предположение, что турбулентные флуктуации могут состоять из двух компонентов,

один из которых – производный из гармонической функции, а другой – удовлетворяющий уравнению типа теплопроводности, т.е. недиффузионной и диффузионной составляющих. Поэтому можно с большой степенью уверенности сказать, что сама идея, лежащая в основе понятия «когерентная структура», о том что турбулентные флуктуации могут быть представлены в виде композиции когерентной составляющей и случайной некогерентной, сформулирована в 1938 г. в дискуссии основоположников современной теории когерентной турбулентности Прандтля–Кармана–Толмина.

Значительный вклад в изучение когерентных структур внёс А. Таунсенд [6] (A. Townsend, 1947–51, 1956), А.С. Монин (1958) описывает роль «макроструктурных элементов» – турбулентных образований, содержащих основную долю энергии турбулентности. Г.Н. Шур (1964) в самолетных исследованиях турбулентности в атмосфере обнаружил отклонение наклона спектральных кривых в инерционном интервале от колмогоровского закона « $-5/3$ » [7] в сторону больших значений, в 1976 г. зарегистрирован (что соответствует когерентной турбулентности) наклон спектров со значением  $-2.67 = -8/3 (\approx -3)$ . Многие авторы выделяют в спектре турбулентности особое место для когерентных структур (внутри энергетического интервала). К ним относятся А.С. Монин (1962), П.А. Воронцов (1966); Н.К. Винниченко, Н.З. Пинус, С.М. Шметер, Г.Н. Шур (1976); В.И. Татарский (1959).

Построение теории когерентных структур на современном этапе, согласно [2], началось с работы Г. Брауна и А. Рошко (G. Brown, A. Roshko, 1974) о когерентных структурах. В 1974 г. в г. Саутгемптоне состоялся Коллоквиум по когерентным структурам в турбулентности. В отечественных публикациях термин «когерентная структура» упоминается в 1977 г. в докладе Е.В. Власова, А.С. Гиневского, Р.К. Каравосова об обнаружении когерентной структуры турбулентных струй. В то же время, с учётом замечания А.С. Монина [2] о том, что «когерентные структуры» первоначально назывались «макроструктурными элементами», дату первой отечественной публикации по когерентным структурам, по-видимому, следует отнести на 1958 г.

В литературе встречается множество определений когерентных структур. Например, Х. Липман (H. Liermann, 1952) говорит о вторичной крупномасштабной структуре (надструктуре) турбулентного течения. П. Брэдшоу (P. Bradshaw, 1967) указывает, что большие вихри в турбулентном сдвиговом потоке образуют когерентную и идентифицируемую группу. Р. Каплан и Дж. Лауфер (R. Kaplan, J. Laufer, 1968), отмечая возрастающее количество подтверждений о том, что полностью развитые турбулентные сдвиговые течения демонстрируют более когерентную, чем обычно ожидается, структуру скоростей, определили когерентную структуру, как связанную с движением границы раздела между турбулентной и

нетурбулентной жидкостью. Х. Липман (H. Liermann, 1972) говорит также, что когерентные структуры есть долгоживущие уединённые волны в нелинейной теории волн. Ю.И. Хлопков, В.А. Жаров, С.Л. Горелов (2002) определяют когерентную структуру, как связанную крупномасштабную турбулентную жидкую массу с завихренностью, скоррелированной по фазе во всей области пространства, занимаемого структурой. А.С. Монин и А.М. Яглом определяют [2] когерентные структуры как предпочтительные долгоживущие нелинейные суперпозиции крупномасштабных компонент турбулентности.

В наших работах [8] понятие «когерентная структура» было расширено: гидродинамической когерентной структурой называется компактное образование, включающее в себя долгоживущую пространственную вихревую структуру (ячейку), возникающую в результате продолжительного действия термодинамических градиентов, и продукты её дискретного когерентного каскадного распада. В расширенном понимании когерентная структура есть *солитонное решение уравнений гидродинамики* (топологический трёхмерный солитон, уединённая волна). Это либо односолитонное решение, либо один солитон в многосолитонном решении. Когерентная структура содержит как крупномасштабную, так и мелкомасштабную турбулентность. Турбулентность, возникающая в результате распада главного вихря, является когерентной (синфазной) и детерминированной. Частота когерентно распадающегося главного вихря является основным признаком когерентной структуры. Размеры когерентной структуры нечеткие. Течения, внешние по отношению к главному вихрю, могут переносить продукты его распада на значительные расстояния, образуя длинный турбулентный след. Время жизни когерентной структуры определяется временем действия термодинамических градиентов. Наши результаты также показывают, что известные процессы перехода ламинарных течений в турбулентные (конвекция Релея-Бенара, обтекание жидкостью препятствий и др.) можно считать когерентными структурами (или суммами таких структур).

Когерентные структуры являются важными элементами для понимания процессов формирования (возникновения) турбулентности и дальнейшей эволюции структуры турбулентности. Прежде всего с их помощью определяется понятие «когерентная турбулентность» [8]. А именно, пусть в некоторой пространственной области имеется несколько когерентных структур. Если размеры главного энергонесущего вихря одной из этих структур значительно больше размеров главных вихрей всех других имеющихся в области структур, то такая область пространства называется областью с определяющим влиянием одной когерентной структуры или областью когерентной турбулентности.

Среди первых упоминаний понятия «когерентной турбулентности» следует отметить работы: А. Михалке и Г. Фукс (A. Michalke, H. Fuchs, 1975), Р. Адриан (R. Adrian, 1975), М.А.

Гольдштик и В.Н. Штерн, (1980), Ю.С.Седунов и др. (1991).

Когерентная турбулентность (обычно  $8/3$ -степенное убывание в инерционном интервале) отличается от колмогоровской ( $5/3$ -степенное убывание), в первую очередь, более быстрым убыванием частотного спектра флуктуаций температуры в инерционном интервале и меньшим вкладом высокочастотных компонент (мелкомасштабных вихрей). Как выяснилось [8], колмогоровская турбулентность представляет собой смесь различных (и близких по размерам) когерентных структур с несоизмеримыми частотами главных энергонесущих вихрей. В целом, если в рассматриваемой области когерентные структуры имеют близкие размеры и «хорошо смешаны», то наблюдается *изотропия турбулентности, описываемая колмогоровским спектром (колмогоровская турбулентность [7])*. Если же одна из когерентных структур существенно больше других (или же структуры значительно удалены друг от друга), то наблюдается *анизотропия турбулентности, описываемая спектром когерентной турбулентности (когерентная турбулентность)*.

По сравнению с колмогоровской турбулентностью в когерентной турбулентности происходит значительное *ослабление фазовых и слабых амплитудных флуктуаций* распространяющегося в атмосфере оптического излучения [8]. Поэтому информация об условиях возникновения атмосферной когерентной турбулентности необходима для прогноза распространения оптических волн и радиоволн.

В заключение, кратко остановимся на вопросах локальной структуры турбулентности [8]. Под локальной структурой турбулентности понимаются гидродинамические закономерности турбулентных движений внутри некоторого объёма. Другими словами, локальная структура турбулентности это «внутреннее устройство» турбулентности в объёме. Локальная структура турбулентности, как выясняется, сильно связана с понятиями «когерентная структура» и «когерентная турбулентность». И эти понятия напрямую связаны с физическими механизмами формирования турбулентности. Так, например, из анализа свойств когерентных структур и их смесей установлено [8], что *когерентную структуру (в расширенном определении), несмотря на её сложное внутреннее строение, можно рассматривать как основной базисный структурный элемент, из которых состоит турбулентность*. Этот вывод проясняет локальную внутреннюю структуру турбулентности.

Более подробный исторический обзор возникновения и эволюции понятий «когерентная структура» и «когерентная турбулентность» приведен в [8]. Он сделан по данным мировой научной литературы.

1. *Reynolds O.* An Experimental Investigation of the Circumstances Which Determine Whether the Motion of Water Shall Be Direct or Sinuous, and of the Law of Resistance in Parallel Channels // Proc. Roy. Soc., 1883. V. 35. P.84–99.
2. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Т. 1. СПб.: Гидрометеиздат, 1992; Т.2. 1996.
3. *Prandtl L.* Neuere Ergebnisse der Turbulenzforschung // Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure. 1933. B. 77. P. 105-114.
4. *Dryden H.L.* Recent Advances in the Mechanics of Boundary Layer Flow. P. 1-40 // Karman Th.v., Mises R.V. (eds.) Advances in Applied Mechanics. N.Y.: Academic Press, 1948. V. 1. 293 pp.
5. *Karman T., Howarth L.* On the Statistical Theory of Isotropic Turbulence // Proc. R. Soc. A. 1938. V.164. P.192–215.
6. *Townsend A.* The structure of the turbulent boundary layer // Math. Proc. Cambridge Philos. Soc. 1951. V. 47, Iss. 2. P. 375-395.
7. *Колмогоров А.Н.* Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // ДАН СССР 30, № 4. 1941. С. 299–303.
8. *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.

# ОЦЕНКА ТРЕБОВАНИЙ НА ПАРАМЕТРЫ ПРИЕМО-ПЕРЕДАЮЩЕЙ СИСТЕМЫ И МАКСИМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ПЕРЕДАЧИ ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ ПОДВОДНЫХ КАНАЛОВ СВЯЗИ НА РАССЕЯННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Белов В.В., Тарасенков М.В., Познахарев Е.С.

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: [Belov@iao.ru](mailto:Belov@iao.ru), [TMV@iao.ru](mailto:TMV@iao.ru), [724\\_PES1992@iao.ru](mailto:724_PES1992@iao.ru)

Ключевые слова: подводная оптическая связь, рассеянное излучение.

Рассматривается модель подводной оптической связи на рассеянном излучении, основанная на алгоритме метода Монте-Карло с модифицированной двойной локальной оценкой. Полученные результаты показывают, что подводная оптическая связь на рассеянном излучении на длине волны источника  $\lambda=0.5$  мкм, при длительности отдельных импульсов генерируемых источником  $\Delta t=30$  нс и глубине видимости  $z_w=30$  м возможна на базовых расстояниях в 100 м при условии, что предельная мощность излучения, регистрируемая приемником, отличается от мощности источника на  $\eta=150$  дБ и более. В этом случае максимальное количество передаваемых импульсов  $\nu_{\max}$  будет лежать в пределах от  $3 \cdot 10^6$  Гц до  $2 \cdot 10^7$  Гц в зависимости от базового расстояния.

Связь в водной среде может осуществляться не только в акустическом, но и в оптическом диапазоне длин волн (например, [1]). Основными преимуществами оптической связи является более высокая скорость передачи информации, отсутствие фонового излучения канала (при работе на большой глубине), ограниченность области действия связи.

Согласно работам [1-4] подводную оптическую связь можно разделить на 4 группы: 1) подводная оптическая связь в пределах прямой видимости (например [1,2]); 2) оптическая связь в пределах прямой видимости через границу раздела море-атмосфера (например [3]); 3) подводная оптическая связь вне прямой видимости на отраженном от границы раздела водная среда-атмосфера излучении (например, [1,2]); 4) подводная оптическая связь вне прямой видимости на рассеянном в водной среде излучении (например, [4]). Определенный интерес представляет схема связи вне прямой видимости на рассеянном излучении из-за следующих особенностей: связь многоадресная, она позволяет перестраивать схему канала при наличии препятствия.

В рамках теоретических исследований каналов подводной NLOS связи, для определения импульсных реакций каналов используется алгоритм метода Монте-Карло с модифицированными двойными локальными оценками в точках столкновения, предложенный нами в работе [5]. В настоящей работе предлагаемым алгоритмом оценивается минимальное отношение мощности источника к предельной чувствительности приемной системы, при которой возможно осуществление оптической связи, а также предельная скорость передачи информации при длительности импульса в 30 нс.

## Постановка задачи

Задача рассматривается в следующей постановке (рисунок 1). На некоторой глубине  $h$  (достаточно удаленной от границы раздела атмосфера-море, чтобы влияние волнения моря на результат было пренебрежимо мало) располагается лазерный импульсный источник излучения с углом расходимости  $\nu_0$ , оптическая ось источника располагается горизонтально и ориентирована в направлении, задаваемом углом  $\theta_0$ . Мощность источника от времени меняется как  $P_0(t)$ . На базовом расстоянии от источника  $Y_N$  на той же глубине  $h$  располагается приемник с углом поля зрения  $\nu_d$ , ориентированный горизонтально в направлении, задаваемом углом  $\theta_d$ . Требуется оценить минимальное отношение мощности источника к предельной чувствительности приемной системы, при которой возможно осуществление оптической связи, и предельную частоту передачи импульсов для заданных оптико-геометрических условий и характеристик приемо-передающей аппаратуры.

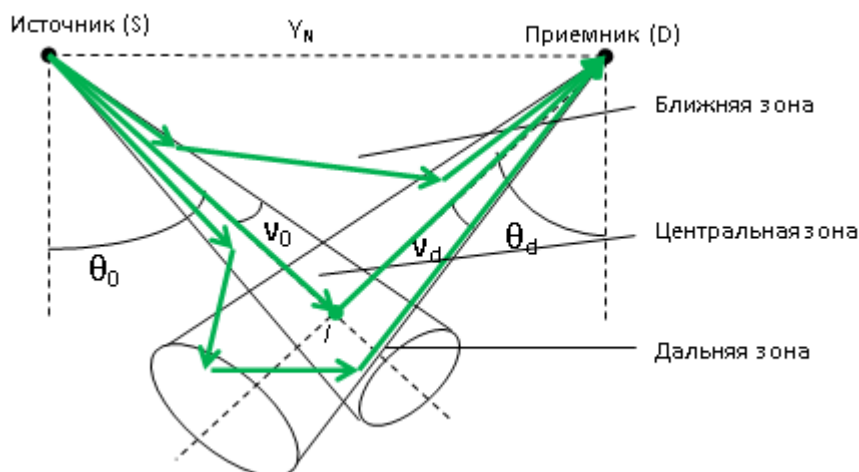


Рисунок 1 – Схема формирования канала подводной оптической связи (вид сверху)

Для ситуаций, когда мощность лазерного излучения такова, что нелинейные эффекты пренебрежимо малы, мощность принимаемого излучения может быть определена по формуле:

$$P(t) = S \int_0^{\infty} P_0(t') \delta(t - t') dt' = S \cdot p(t), \quad (1)$$

где  $h$  – импульсная реакция канала связи,  $S$  – площадь апертуры приемной системы,  $p(t)$  – мощность принимаемого излучения на единицу площади приемной апертуры.

Таким образом, для определения реакции водной среды на произвольный входной импульс достаточно знать реакцию среды на входной  $\delta(t)$ -импульс – импульсную реакцию. Импульсная реакция моделировалась на конечном числе временных интервалов. Для каждого



частного случая определялось время, соответствующее верхней границе ближней временной зоны  $[0, t_1]$ , центральной временной зоне  $[t_1, t_2]$ . Границы дальней временной зоны задавались равными  $[t_2, t_{\max}]$ , где  $t_{\max} = 5t_2$ , что как показали расчеты, достаточно для решения рассматриваемой задачи. Ближняя временная зона разбивалась на  $N_1$  одинаковых временных интервалов, центральная - на  $N_2$  интервала, а дальняя на  $N_3$  интервала (рисунок 1). Оптическая модель водной среды задавалась на основе работ [6-8]. Входными параметрами оптической модели среды являлись длина волны  $\lambda$  и глубина видимости  $z_w$ .

### Результаты статистического моделирования

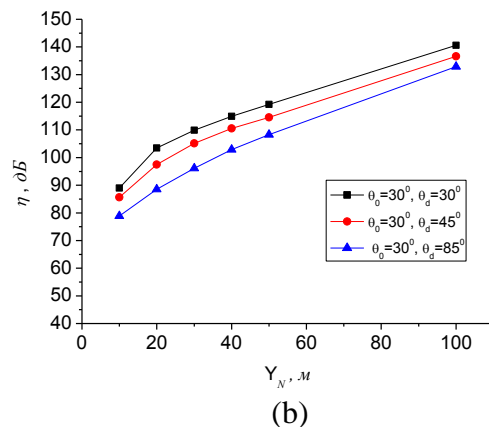
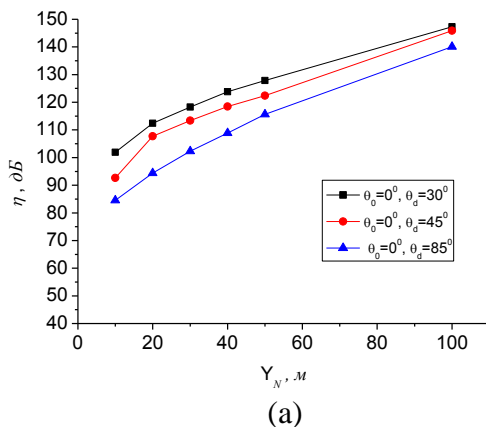
Расчеты импульсной реакции канала подводной оптической связи на рассеянном излучении выполнялось для следующих оптико-геометрических условий:  $\lambda = 0.5$  мкм;  $z_w = 30$  м;  $Y_N = 10, 20, 30, 40, 50, 100$  м;  $\theta_0 = 0, 30, 45, 85^\circ$ ;  $\theta_d = 30, 45, 85^\circ$ ;  $\nu_0 = 0.0034^0$ ;  $\nu_d = 2^0$ ;  $N_1 = 5$ ;  $N_2 = 5$ ;  $N_3 = 15$ .

Зная характеристики приема-передающей аппаратуры и импульсную реакцию подводного канала, можно оценить качество канала связи по формуле из работы [9] вида:

$$\eta = 10 \lg(P_0/P) = 10 \lg(P_0/pS), \quad (2)$$

где  $P_0$  – мощность источника,  $p$  – мощность принимаемого излучения на единицу площади апертуры,  $S$  – площадь апертуры.

Для определенности предположим, что форма лазерного импульса источника прямоугольная, его длительность  $\Delta t = 30$  нс, средняя мощность в импульсе  $P_0 = 1$  Вт. Площадь апертуры приемника  $S$  примем равной  $0.01$  м<sup>2</sup>. Примеры результатов расчетов приведены на рисунке 2.



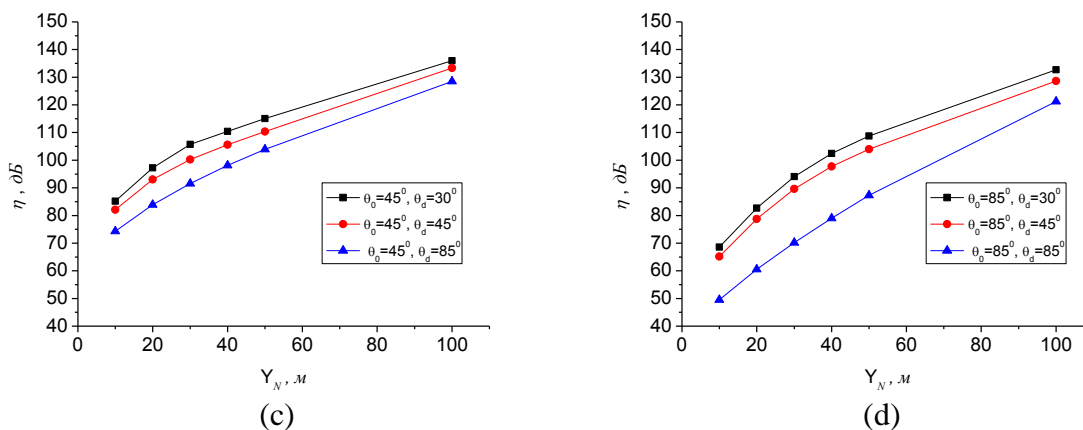


Рисунок 2 - Зависимость  $\eta$  от  $Y_N$  для заданных значений  $\theta_0$  и  $\theta_d$ .  
 (a) -  $\theta_0=0^\circ$ , (b) -  $\theta_0=30^\circ$ , (c) -  $\theta_0=45^\circ$ , (d) -  $\theta_0=85^\circ$

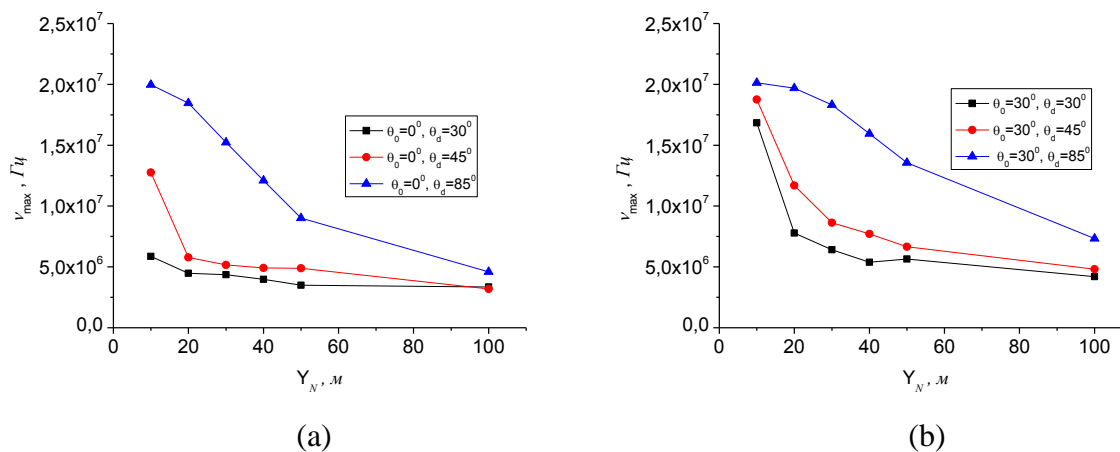
Другим фактором, характеризующим качество канала связи, является предельная импульсная характеристика  $\nu_{max}$ . Следуя работе [9], в качестве предельной частоты между импульсами, которую пропускает канал связи, возьмем величину  $\nu_{max}$ , определяемую как:

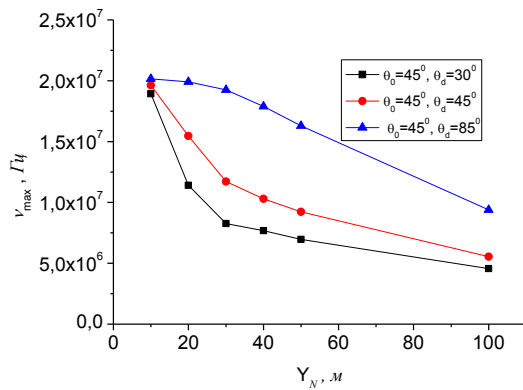
$$\frac{F[P(t)](\nu_{max})}{F[P(t)](0)} = 0.5, \quad (3)$$

$$F[P(t)](\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(t)e^{2\pi i\nu t} dt, \quad (4)$$

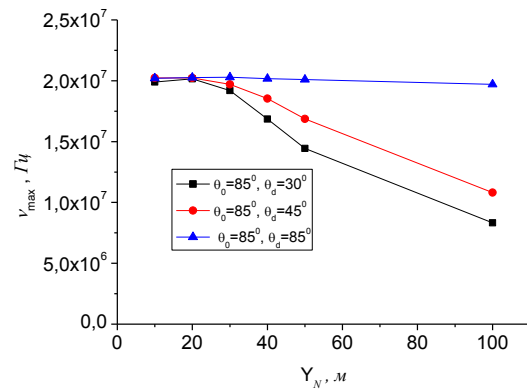
где  $P(t)$  – распределение мощности принимаемого излучения;  $F$  – преобразование Фурье.

Для оптико-геометрических условий и характеристик прямо-передающей аппаратуры, описанных выше, были вычислены предельные частоты  $\nu_{max}$ . Результаты расчетов приведены на рисунке 3.





(c)



(d)

Рисунок 3 - Зависимость  $\nu_{max}$  от  $Y_N$  для заданных значений  $\theta_0$  и  $\theta_d$ .  
 (a) -  $\theta_0=0^0$ , (b) -  $\theta_0=30^0$ , (c) -  $\theta_0=45^0$ , (d) -  $\theta_0=85^0$

Анализ результатов показывает, что для осуществления связи на длине волны  $\lambda=0.5$  мкм и глубине видимости  $z_w=30$  м на базовых расстояниях 10-100 м и широком наборе направлений ориентаций оптических осей источника и приемной системы необходимо, чтобы предельная мощность излучения, регистрируемая приемником, отличалась от мощности источника на  $\eta=150$  дБ и более. В этом случае максимальное количество передаваемых импульсов  $\nu_{max}$  будет лежать в пределах от  $3 \cdot 10^6$  Гц до  $2 \cdot 10^7$  Гц при длительности отдельных импульсов генерируемых источником  $\Delta t=30$  нс.

1. Kaushal H., Kaddoum G. Underwater Optical Wireless Communication // IEEE ACCESS. 2016. Vol.4. P. 1518-1547.
2. Arnon S., Kedar D. Non-line-of-sight underwater optical wireless communication network // JOSA A. 2009. Vol.26, No.3. P. 530-539.
3. Majumdar A.K., Siegenthaler J., Land P. Analysis of Optical Communications through the Random Air-Water interface: feasibility for Under-Water Communications // Proceedings of SPIE: 2012. Vol. 8517, No. 85170T. P. 1-13.
4. Jagadeesh V. K., Choudhary A., Bui F.M., Muthuchidambaranathan P. Characterization of Channel Impulse Responses for NLOS Underwater Wireless Optical Communications // 2014 Fourth International Conference on Advances in Computing and Communications (ICACC). 2014. P. 77-79.
5. 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.
6. Оптика океана и атмосферы / под ред. К.С. Шифрина. М: Наука, 1981. 231 с.
7. Оптика океана. Т.1 Физическая оптика океана / под ред. А.С. Моница. М: Наука, 1983. 372 с.
8. Оптика океана. Т.2 Прикладная оптика океана / под ред. А.С. Моница. М: Наука, 1983. 236 с.
9. Haipeng D., Chen G., Arun K., Sadler B.M., Xu Z. Modeling of non-line-of-sight ultraviolet scattering channels for communication // IEEE journal on selected areas in communications. 2009. V. 27, № 9. P. 1535-1544.

# КРИТЕРИЙ ПЕРЕХОДА ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА СЛОЖНОЙ ФОРМЫ В РЕЖИМ СИЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Рычков Д.С., Маракасов Д.А.

ИОА СО РАН, Томск, Россия

e-mail: [dsr@iao.ru](mailto:dsr@iao.ru), [mda@iao.ru](mailto:mda@iao.ru)

Ключевые слова: лазерный пучок, распространение, оптическая турбулентность.

Обсуждаются критерии перехода лазерных пучков в режим сильной оптической турбулентности по дисперсии флуктуаций интенсивности и форме профиля средней интенсивности пучка в атмосфере. Сделаны оценки длины трассы при фиксированных значениях структурной характеристики флуктуаций показателя преломления среды, при которой происходит переход в режим сильных флуктуаций интенсивности и потеря связи с начальным распределением интенсивности лазерного пучка в плоскости источника.

При распространении лазерных пучков в атмосфере структура флуктуаций интенсивности зависит от уровня турбулентных пульсаций показателя преломления (используется параметр  $C_n^2$ , – структурная характеристика флуктуаций показателя преломления), длины трассы и параметров пучка. Дисперсия флуктуаций интенсивности  $\sigma_I^2$  лазерного пучка является одной из основных характеристик, используемых для оценок возможностей атмосферных оптических систем [1-3]. В области слабых флуктуаций интенсивности строго определён параметр [1,2]

$$\beta_0^2 = 1.23 C_n^2 k^{7/6} x^{11/6}, \quad (1)$$

$k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны источника,  $x$  – длина трассы, представляющий собой относительную дисперсию флуктуаций интенсивности,

$$\beta^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2},$$

который широко используется при обработке экспериментальных данных [1-3]. При анализе сильных флуктуаций,  $\beta_0^2 \gg 1$ , особо выделяется режим плоской волны,  $\Omega \gg \beta_0^{12/5}$ ,  $\Omega = ka^2/x$ ,  $a$  – число Френеля и радиус выходной апертуры. Для относительной дисперсии флуктуаций интенсивности плоской волны справедливо выражение

$$\sigma_{I,pw}^2 \approx 1 + 0.86\beta_0^{-4/5} + O(\beta_0^{-8/5}). \quad (2)$$

Из (2), при заданном значении  $C_n^2$  можно оценить критическую длину трассы, при которой происходит переход в режим сильной оптической турбулентности, при которой относительная дисперсия  $\sigma_{I,pw}^2$  стремится к единице. Для этого введём параметр

$$\chi_{\sigma^2} = 0.86\beta_0^{-4/5} \leq \varepsilon, \quad \varepsilon \ll 1, \quad (3)$$

из которого следует оценка критической длины трассы (с точностью  $\varepsilon$ ),

$$x_{cr,\sigma^2} \geq 0.73\varepsilon^{-15/11}(C_n^2 k^{7/6})^{-6/11}. \quad (4)$$

В случае, когда начальное распределение пучка имеет сложную форму, большую роль играет профиль его средней интенсивности на трассе, поэтому одной величины дисперсии может быть недостаточно для статистического анализа сильных флуктуаций интенсивности лазерного пучка. Расчёт других параметров, например радиуса пространственной корреляции флуктуаций интенсивности, в случае сложного начального распределения поля, становится излишне трудоёмким и требует использования различных приближений.

Оставаясь на уровне второго статистического момента поля, можно попытаться оценить критическую длину трассы  $x_{cr}$  (или величину  $C_n^2$  при фиксированной длине трассы) в режиме сильной оптической турбулентности, при которой влияние начального распределения на профиль средней интенсивности лазерного пучка становится несущественным. При этом может оказаться, что по сравнению с оценкой критической длины  $x_{cr,\sigma^2}$  из (2), (3), зависимость от величины  $x_{cr}(\varepsilon)$  имеет другую степенную зависимость. Средняя интенсивность лазерного пучка на трассе в атмосфере определяется через функцию взаимной когерентности поля,

$$\langle I(x, \mathbf{p}) \rangle = \Gamma_2(x, \mathbf{p}, \mathbf{p}_d = 0) \quad (5)$$

для которой известно строгое решение параболического уравнения [1-3]. Пользуясь результатами работы [4], решение параболического уравнения можно записать в виде соотношения Фурье-спектров функцию взаимной когерентности поля (ФВК) в свободном пространстве и в турбулентной среде:

$$\tilde{\Gamma}_2(x; \mathbf{k}, \mathbf{p}_d) = \tilde{\Gamma}_2^0(x; \mathbf{k}, \mathbf{p}_d) e^{-H(\mathbf{p}_d, \mathbf{p}_d + \lambda x \mathbf{k})}, \quad (6)$$

где  $\tilde{\Gamma}_2(x; \mathbf{k}, \mathbf{p}_d)$  определены как

$$\tilde{\Gamma}_2(x; \mathbf{k}, \mathbf{p}_d) = \int d\mathbf{p} \Gamma_2(x; \mathbf{p}, \mathbf{p}_d) e^{2\pi i \mathbf{k} \mathbf{p}}. \quad (7)$$

Таким образом, вычисление ФВК сводится к преобразованию Фурье от произведения спектра ФВК лазерного пучка в свободном пространстве  $\tilde{\Gamma}_2^0(x; \mathbf{k}, \mathbf{p}_d)$  и функции  $H(\mathbf{p}_d, \mathbf{p}_d + \lambda x \mathbf{k})$  [4],

$$H(\mathbf{p}_d, \mathbf{p}'_d) = 2\pi k^2 x \int_0^1 d\xi \int d\mathbf{k} [1 - \exp\{i\mathbf{k}(\xi \mathbf{p}_d + (1 - \xi)\mathbf{p}'_d)\}] \Phi_n(\xi x, \mathbf{k}), \quad (8)$$

описывающей воздействие флуктуаций показателя преломления среды на световое поле,

$$\Gamma_2(x, \mathbf{p}, \mathbf{p}_d) = \int d\mathbf{k} \tilde{\Gamma}_2^0(x, \mathbf{k}, \mathbf{p}_d) \exp(-2\pi i \mathbf{k} \mathbf{p} - H(\mathbf{p}_d, \mathbf{p}_d + \lambda x \mathbf{k})). \quad (9)$$

Будем рассматривать спектр флуктуаций показателя преломления в виде Колмогоровского [1],

$$\Phi_n(x, \mathbf{k}) = 0.033 C_n^2 \mathbf{k}^{-11/3}. \quad (10)$$

Для того, чтобы определить, сохраняется ли влияние начального распределения интенсивности на профиль средней интенсивности  $\langle I(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle$  лазерного пучка на атмосферной трассе при условиях, когда  $\beta_0^2 \gg 1$ , введём величину

$$\chi_s = P_0^{-1} \int d\boldsymbol{\rho} \langle I(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle - \langle I_{id}(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle. \quad (11)$$

где  $\langle I(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle$  – средняя интенсивность пучка, для которого проводится оценка,

$$\langle I(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle = \int d\mathbf{k} \tilde{I}_0(x, \mathbf{k}) \exp\{-2\pi i \mathbf{k} \boldsymbol{\rho} - H(0, \lambda \mathbf{k})\}, \quad (12)$$

и  $\langle I_{id}(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle$  – средняя интенсивность «идеального» лазерного пучка, для которого при значениях  $\beta_0^2 \gg 1$  справедливо равенство

$$\langle I_{id}(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle = P_0 \int d\mathbf{k} \exp\{-2\pi i \mathbf{k} \boldsymbol{\rho} - H(0, \lambda \mathbf{k})\}, \quad (13)$$

означающее, что спектр интенсивности пучка в свободном пространстве намного шире, чем  $\exp\{-H(0, \lambda \mathbf{k})\}$ , иными словами, когда начальное распределение интенсивности пучка не имеет значения для определения профиля его средней интенсивности на атмосферной трассе. При этом, в выражении (11) полагая, что мощности каждого пучка совпадают,

$$\int d\boldsymbol{\rho} \langle I(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle = \int d\boldsymbol{\rho} \langle I_{id}(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle = \tilde{I}_0(x, 0) = P_0, \quad (14)$$

получаем таким образом критерий перехода лазерного пучка сложной формы в режим сильной оптической турбулентности по профилю его средней интенсивности.

Не ограничиваясь учётом выходной апертуры, считаем, что поле лазерного пучка в плоскости источника задано в виде Лагерр-Гауссовых мод (ЛГ-пучок) [5],

$$U(x, \boldsymbol{\rho}) = A b^{\mu+1}(x) (\boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{e}_0)^\mu e^{-\rho^2 b(x)/2}, \quad (15)$$

где  $A$  – амплитудная константа,  $\mu = |m|$ ,  $m$  – топологический заряд ЛГ-пучка,  $b(x) = (b^{-1}(0) + ix/k)^{-1}$  – дифракционный параметр пучка,  $b(0) = a_0^{-2} + ik/F$ ,  $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_y + i\mathbf{e}_z$  – комплексный вектор в поперечной плоскости. Рассмотрение именно такого типа лазерных пучков обусловлено простотой интегрирования (15), и, в частности, возможностью получения явного выражения для спектра ФВК поля в свободном пространстве:

$$\tilde{I}_0(x, \mathbf{k}) = \pi \mu! |A a(0) b^{\mu+1}(0)|^2 M\left(\mu + 1, 1; -\frac{\pi^2 \mathbf{k}^2}{\text{Re} b(x)}\right). \quad (16)$$

При этом мощность лазерного ЛГ-пучка определяется как

$$P_0 = \tilde{I}_0(x, 0) = \pi \mu! |A a(0) b^{\mu+1}(0)|^2. \quad (17)$$

Пример оценки, при постоянном значении  $C_n^2 = const$ , критической длины трассы  $x_{cr}$  при которой происходит переход лазерного пучка в режим сильной оптической турбулентности с использованием критерия (11) проведём для гауссова пучка,

$$\tilde{I}_0(x, \mathbf{k}) = \pi |Aa(0)b(0)|^2 \exp\left\{-\frac{\pi^2 \mathbf{k}^2}{\text{Re}b(x)}\right\} \quad (18)$$

рассчитывая использовать оценки из (11) для сравнения с оценкой (3), (4). Для исследования зависимости критической длины трассы от модуля топологического заряда  $\mu$  при фиксированных значениях структурной характеристики  $C_n^2$  воспользуемся ранее разработанным программным комплексом численного расчёта моментов лазерных пучков [5].

Для спектра флуктуаций показателя преломления (10) функция  $H(0, \lambda \mathbf{k})$  принимает вид  $H(0, \lambda \mathbf{k}) = 0.55 C_n^2 k^2 x (\lambda \mathbf{k})^{5/3} = S_0 \mathbf{k}^{5/3}$ . Когда  $\beta_0^2 \gg 1$ , и ширина  $\exp\{-H(0, \lambda \mathbf{k})\}$  много меньше, чем ширина спектра пучка, можно использовать разложение последнего в ряд по  $\mathbf{k}$ ,

$$\langle I(x, \mathbf{p}) \rangle = \int d\mathbf{k} e^{-2\pi i \mathbf{k} \mathbf{p} - S_0 \mathbf{k}^{5/3}} \left[ \tilde{I}_0(x, 0) + \left( \nabla_{\mathbf{k}} \tilde{I}_0(x, \mathbf{k}) \right)_{\mathbf{k}=0} \cdot \mathbf{k} + \frac{1}{2} \left( \nabla_{\mathbf{k}} \nabla_{\mathbf{k}} \tilde{I}_0(x, \mathbf{k}) \right)_{\mathbf{k}=0} : \mathbf{k} \mathbf{k} + \dots \right], \quad (19)$$

при этом  $\left( \nabla_{\mathbf{k}} \tilde{I}_0(x, \mathbf{k}) \right)_{\mathbf{k}=0} \cdot \mathbf{k} = 0$ , и искомая величина  $\chi_s$  выражается следующим образом:

$$\chi_s \approx \int d\mathbf{p} \left| \int d\mathbf{k} \frac{\pi^2 \mathbf{k}^2}{\text{Re}b(x)} \exp\{-2\pi i \mathbf{k} \mathbf{p} - H(0, \lambda \mathbf{k})\} \right| \approx 0.49 \beta_0^{-12/5} \frac{1 + \gamma^2 \Omega^2}{\Omega} \quad (20)$$

Откуда следует, что, критическая длина трассы  $x_{cr}$  имеет другую степенную зависимость от параметров трассы и пучка, чем в (4)

$$x_{cr} \geq 0.64 \varepsilon^{-5/11} C_n^{-12/11} k^{-7/11} (\Omega^{-1} (1 + \gamma^2 \Omega^2))^{5/11}. \quad (21)$$

Показано, что профиль средней интенсивности лазерных пучков сложной формы в режиме сильной оптической турбулентности может сохранять связь с начальным распределением поля в плоскости источника.

1. Зув В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 270 с.
2. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548с.
3. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
4. Маракасов Д.А., Рычков Д.С. Метод расчета функции взаимной когерентности оптической волны в турбулентной атмосфере // Оптика атм. и океана. 2010. т.23. № 9. С.761-767.
5. Фалиц А.В. Блуждание и флуктуации интенсивности фокусированного лаггерра-гауссова пучка в турбулентной атмосфере. // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 09. С. 763-771.

ПОРОГИ БЕЗРЕЗОНАТОРНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ С  
ОДИНОЧНЫМИ И АГЛОМЕРИРОВАННЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА

Землянов Ал.А.<sup>1,2</sup>, Рямбов Р.В.<sup>2</sup>, Трифонова А.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

E-mail: [zeml1616@mail.ru](mailto:zeml1616@mail.ru), [ryambovroman@mail.ru](mailto:ryambovroman@mail.ru), [boosind@yandex.ru](mailto:boosind@yandex.ru)

Ключевые слова: безрезонаторная генерация, наночастицы, активная среда, агломераты

Проведено сравнение порогов лазерной генерации в активной среде с одиночными и агломерированными наночастицами Ag. Показано, что в диапазоне концентрации 0,02 – 0,04 % объемной доли пороги генерации для одиночных и агломерированных наночастиц Ag практически одинаковы. При меньших концентрациях в растворах с одиночными наночастицами пороги ниже, чем у агломерированных, в противном случае – пороги выше.



# АППРОБАЦИЯ АЛГОРИТМА АТМОСФЕРНОЙ КОРРЕКЦИИ СПУТНИКОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЗЕМЛИ С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРИМЕРАХ СНИМКОВ MODIS

Зимовая А.В., Тарасенков М.В., Белов В.В., Энгель М.В.

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

e-mail: [AVK@iao.ru](mailto:AVK@iao.ru) , [TMV@iao.ru](mailto:TMV@iao.ru), [Belov@iao.ru](mailto:Belov@iao.ru) , [Angel@iao.ru](mailto:Angel@iao.ru)

Ключевые слова: обработка спутниковых изображений, поляризация света.

Рассматривается задача восстановления коэффициентов отражения земной поверхности по спутниковым данным с учетом поляризации излучения. Ранее было показано, что существуют оптико-геометрические условия, при которых при выполнении атмосферной коррекции существенен учет поляризации. Разработанный комплекс программ для атмосферной коррекции спутниковых изображений с учетом поляризации излучения применен к обработке снимков земной поверхности, полученных прибором MODIS.

## Введение

Спутниковые данные о поверхности Земли находят самые разнообразные направления применения. Для получения качественных данных о земной поверхности во многих ситуациях необходимо «очищать» спутниковые снимки от искажений, которые вносит атмосфера как мутная среда при формировании принимаемого изображения. Поэтому необходимо производить атмосферную коррекцию спутниковых данных. Один из способов коррекции атмосферных искажений основан на решении уравнения переноса излучения (УПИ).

Проблема создания алгоритмов атмосферной коррекции на основе решения УПИ исследуется довольно давно. К настоящему моменту существует ряд подходов к ее решению, например [1-3]. Эффективным способом моделирования компонент излучения, формирующих принимаемое изображение, является метод Монте-Карло [4]. Этот метод позволяет выполнять расчеты с контролируемой точностью и без ограничений на параметры исследуемой среды.

При атмосферной коррекции спутниковых данных в большинстве работ не учитывается поляризация излучения, возникающая при рассеянии излучения в атмосфере. Во многих ситуациях ее влияние действительно мало, например [5]. Однако в ряде работ (например [6-8]) показывается, что существуют оптико-геометрические условия, при которых влияние поляризации существенно.

Для расширения возможностей алгоритма коррекции на ситуации с высокой мутностью атмосферы в [9,10] нами предлагается алгоритм атмосферной коррекции, в котором строго учитывается влияние неоднородности земной поверхности на боковой подсвет и дополнительную освещенность земной поверхности отраженным излучением. Однако в этом

алгоритме не учтено влияние поляризации, что может быть источником погрешностей. В нашей работе [11] оценивалось влияние поляризации на результат атмосферной коррекции в приближении однородной поверхности. Согласно полученным результатам, для слабоотражающих поверхностей во многих ситуациях (в особенности для коротковолновой части видимого спектра) учет поляризации для успешной атмосферной коррекции необходим, а наибольшее влияние поляризация оказывает на формирование солнечной дымки (излучения Солнца, не взаимодействовавшего с земной поверхностью) [11].

Исходя из результатов [11], алгоритм [9,10] был модифицирован с учетом возможного влияния поляризации на результат коррекции. Далее рассматривается модернизированный алгоритм, учитывающий влияние поляризации излучения.

### **Постановка задачи и метод решения**

Задача рассматривается в следующей постановке. На верхнюю границу атмосферы в направлении  $\omega_{sun}$  падает параллельный поток солнечного излучения. На некоторой высоте от поверхности Земли  $h_d$  расположена спутниковая сканирующая оптико-электронная система, которая формирует изображение участка земной поверхности на длине волны  $\lambda$  в направлении  $\omega_d$ . Интенсивность принимаемого спутниковой системой излучения считается известной. Атмосфера разделена на сферические слои, в каждом из которых заданы коэффициенты аэрозольного и молекулярного рассеяния и ослабления  $\sigma_{s,a}$ ,  $\sigma_{s,m}$ ,  $\sigma_{t,a}$ ,  $\sigma_{t,m}$ , а также матрицы аэрозольного и молекулярного рассеяния  $R_{ij,a}$ ,  $R_{ij,m}$ . Поверхность Земли неоднородна и отражает излучение по закону Ламберта. Требуется, зная интенсивности принимаемого излучения и оптические параметры атмосферы, восстановить коэффициенты отражения земной поверхности на длине волны  $\lambda$ .

Профили оптических коэффициентов формируются следующим образом. Основой для получения аэрозольных оптических коэффициентов является станции сети AERONET [12]. По наземным измерениям AERONET аэрозольной оптической толщины (АОТ) и параметра Ангстрема в момент наблюдения восстанавливается АОТ на рассматриваемой длине волны  $\lambda$ . По этим же измерениям комплексного показателя преломления и функции распределения частиц по размерам из [12] восстанавливаются индикатрисы и матрицы рассеяния нижнего 5-километрового слоя, используя программу, основанную на алгоритме Борена-Хафмена [13]. Среди моделей LOWTRAN-7 [14] подбирается оптическая модель с наиболее близкой АОТ на рассматриваемой длине волны  $\lambda$ . Из этой модели берутся индикатрисы рассеяния для высот менее 5 км и профили коэффициентов аэрозольного ослабления и рассеяния. Для высот выше 5 км предполагается, что аэрозольная атмосфера не поляризует излучение.

Основой для получения коэффициентов молекулярного рассеяния являются спутниковые данные MODIS из продукта MOD07 (MYD07) [15] о вертикальных профилях температуры и давления и данные о коэффициентах молекулярного рассеяния воздуха при нормальных условиях из [16]. Матрица молекулярного рассеяния считается известной [4, С. 81]. Данные о профилях молекулярного поглощения берутся из моделей LOWTRAN-7.

В качестве исходных данных об измерениях интенсивности излучения, регистрируемой приемником, используются измерения MODIS из продукта MOD021KM (MYD021KM) [15].

Определенные таким образом оптические коэффициенты, матрицы рассеяния и измерения интенсивности излучения являются входными для разработанного нами алгоритма атмосферной коррекции. Его блок-схема приведена на рисунке 1.

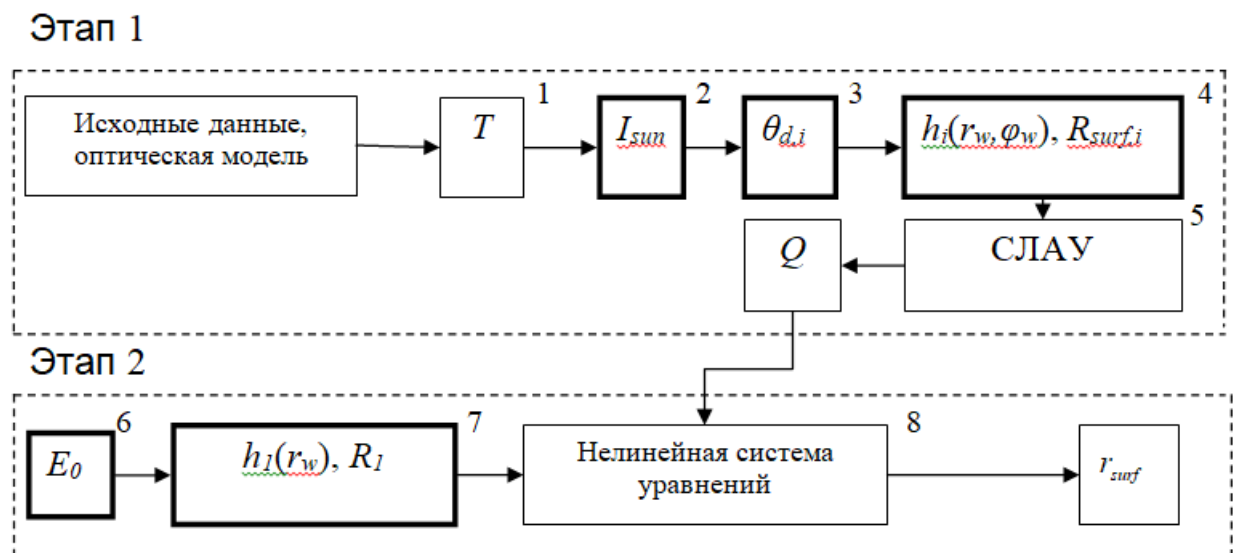


Рисунок 1 – Блок-схема комплекса программ

Пошаговая процедура атмосферной коррекции сводится к следующему.

1) Определяется коэффициент пропускания  $T$ .

2) Методом Монте-Карло выполняется расчет интенсивности солнечной дымки  $I_{sun}$  с учетом поляризации излучения для узловых направлений (35 направлений), методом наименьших квадратов (МНК) определяются константы аппроксимации  $C_{11}, \dots, C_{33}$  и по формулам из [9, 10] определяются приближенные значения  $I_{sun}$  для каждого пикселя изображения. Алгоритм расчета  $I_{sun}$  с учетом поляризации и его тестирование описаны в [8, 11].

3) Методом Монте-Карло вычисляются узловые значения интеграла функция размытия точки (ФРТ) для зенитных углов приемника  $0, 15, \dots, 60^\circ$ , с помощью МНК находятся константы аппроксимации  $A, N$  и по критерию из [9,10] находятся границы изопланарных зон  $\theta_{d,i}$ .

4) По формулам из [9,10] определяется радиус бокового подсвета  $R_{surf,i}$ . Для каждой из изопланарных зон  $i$  методом Монте-Карло вычисляется своя ФРТ канала формирования бокового подсвета  $h_i(r_w, \varphi_w)$  в пределах своего  $R_{surf,i}$  ( $(r_w, \varphi_w)$  – поверхностные полярные координаты).

5) Рассчитываются коэффициенты системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) из [9,10] для определения светимости земной поверхности  $Q$ . Эта система решается методом Зейделя.

6) Методом Монте-Карло вычисляется освещенность земной поверхности без учета переотражений  $E_0$ .

7) Вычисляется радиус области формирования дополнительной освещенности отраженным излучением  $R_I$  по формулам из [9,10]. Методом Монте-Карло рассчитывается ФРТ канала формирования дополнительной освещенности переотражением  $h_I(r_w)$  в пределах радиуса  $R_I$ .

8) Рассчитываются коэффициенты, входящие в нелинейную систему [9,10]. Решением этой системы является распределение коэффициента отражения  $r_{surf}$  по наблюдаемому участку. Система решается методом касательных гиперплоскостей Ньютона с итерационным решением вспомогательных СЛАУ методом Зейделя.

### **Апробация модернизированного алгоритма восстановления коэффициентов отражения**

Для апробации модернизированного алгоритма были рассмотрены два участка: на Юге Томской области и в Московской области.

Первый тестовый участок располагался на Юге Томской области и имел координаты  $55.95^0 - 56.85^0$  с.ш. и  $84.05^0 - 84.95^0$  в.д. (рисунок 2). Обрабатывались 7 серий снимков прибора MODIS с 17.06.2012 по 23.06.2012 г. для пяти каналов: 1 (0.645 мкм), 3 (0.469 мкм), 4 (0.555 мкм), 5 (1.24 мкм) и 8 (0.412 мкм), пространственное разрешение - 1000 м. АОТ определялась по данным станции Аeronet Томск-22 ( $56.417^0$  с.ш.,  $84.074^0$  в.д.) [12]. Модель атмосферы задавалась по алгоритму описанному выше.

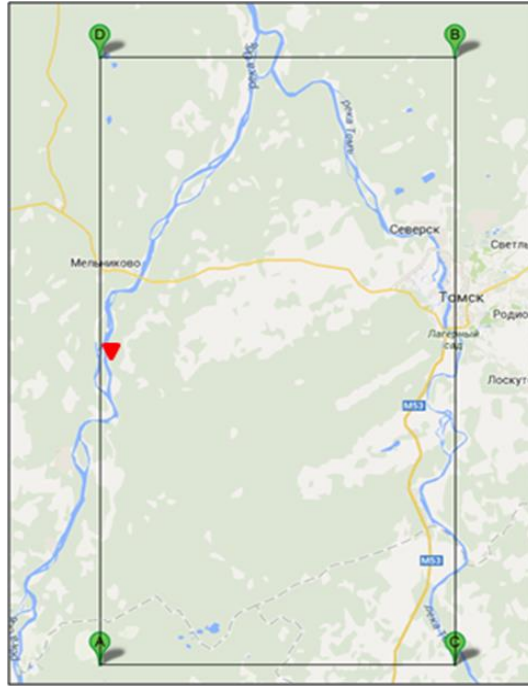


Рисунок 2 – Рассматриваемый участок Юга Томской области

На тестовом участке были выбраны 4 точки с координатами: 1)  $56.5^{\circ}$  с.ш.,  $84.3^{\circ}$  в.д., 2)  $56.5^{\circ}$  с.ш.,  $84.6^{\circ}$  в.д., 3)  $56.2^{\circ}$  с.ш.,  $84.3^{\circ}$  в.д., 4)  $56.2^{\circ}$  с.ш.,  $84.6^{\circ}$  в.д. Коэффициенты отражения для этих точек, полученные предлагаемым алгоритмом с учетом и без учета поляризации, алгоритмом без коррекции и алгоритмом MOD09, сравнивались с наземными измерениями из [17] для молодой хвои зрелой сосны в летний период года, принимаемые как эталонные. Для каждого канала, 7 рассматриваемых дней и 4 точек определялось среднее отличие от эталонного значения. Результат приведен на рисунке 3.

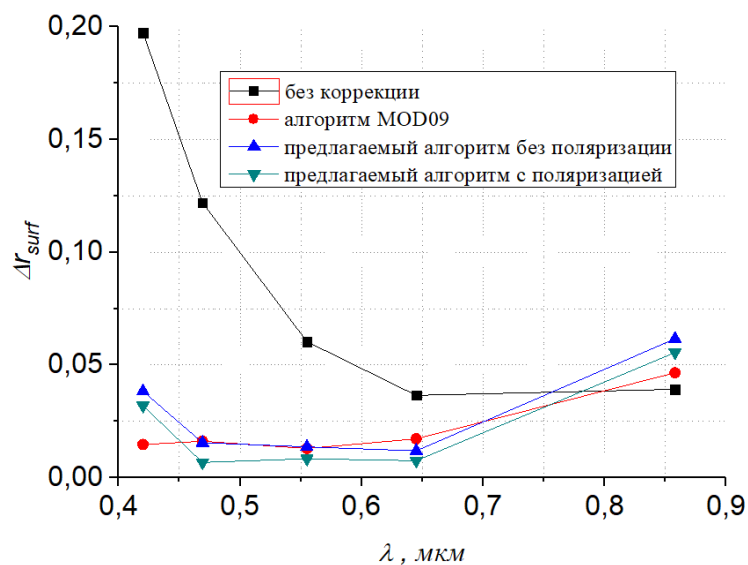


Рисунок 3 - Сравнение средних по 4 точкам и 7 снимкам отличий результатов восстановления коэффициента отражения от эталонных значений

Из рисунка видно, что учет поляризации излучения и использование измерений AERONET позволяет значительно снизить погрешность предлагаемого алгоритма для рассматриваемого тестового участка. Сравнение погрешностей с алгоритмом MOD09 показывает, что предлагаемый алгоритм с учетом поляризации для рассматриваемых тестовых снимков имеет заметно меньшие погрешности для длин волн 0,645, 0,469 и 0,555 мкм и почти одинаковую погрешность для 0,860 мкм по сравнению с алгоритмом MOD09 NASA. Однако на длине волны 0,420 мкм погрешность алгоритма MOD09 ниже, что, видимо, связано с более качественной моделью атмосферы на этой длине волны, использованной в алгоритме MOD09.

Второй тестовый участок располагался в Северо-Восточной части города Москвы с координатами:  $55.72^0$ - $55.95^0$  с.ш. и  $37.56^0$ - $38.10^0$  в.д.(рисунок 4). Рассматривались снимки в диапазоне дат с 06.05.2017 по 07.05.2017 г.

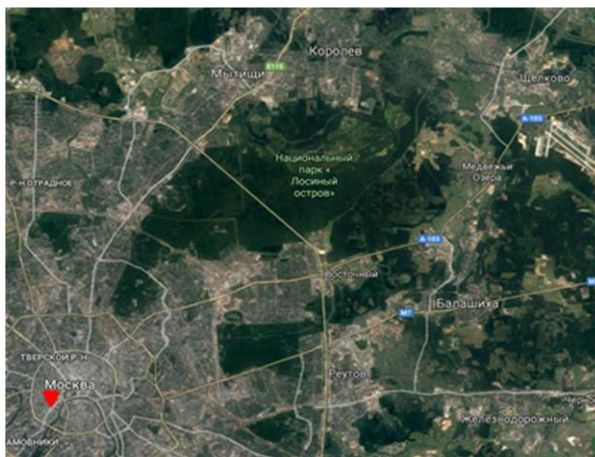


Рисунок 4 – Рассматриваемый участок вблизи города Москвы

Коррекция выполнялась для тех же пяти каналов прибора MODIS, что и для Томской области, молекулярное и аэрозольное поглощение и рассеяние выбирались по описанному выше алгоритму. Станция AERONET Moscow располагается в точке с координатами  $55.70^0$  с.ш.,  $37.522^0$  в.д. На тестовом участке была выбрана точка в Национальном парке «Лосиный остров» с координатами  $58.85^0$  с.ш.,  $37.83^0$  в.д. Сравнение средних для этой точки и 4 снимков отличий результатов восстановления коэффициента отражения от эталонных значений представлено на рисунке 5.

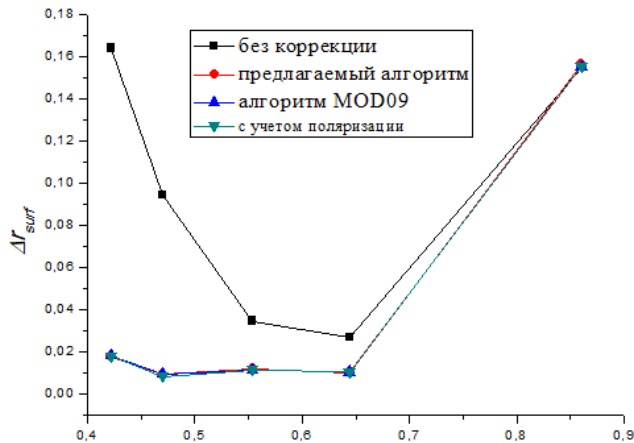


Рисунок 5 - Сравнение средних по 1 точке и 4 снимкам отличий результатов восстановления коэффициента отражения от эталонных значений

Из рисунка 5 видно, что отличие результатов восстановления коэффициентов отражения поверхности Земли от эталонных значений, полученных разными алгоритмами, практически не отличаются друг от друга для данного случая. При анализе полученных результата было выявлено, что практически полное совпадение кривых обусловлено низкой мутностью атмосферы, что не противоречит проведенному в [11] анализу.

Таким образом, проведенная апробация модернизированного алгоритма атмосферной коррекции показывает, что учет поляризации при вычислении интенсивности солнечной дымки позволяет в ситуациях с более высокой мутностью атмосферы значительно снизить погрешность восстановления коэффициента отражения земной поверхности.

1. Bréon, F.-M., Vermote E. Correction of MODIS surface reflectance time series for BRDF effects // Remote Sensing of Environment. 2012. V. 125. P. 1-9.

2. Lyapustin Al., Wang Y. Parameterized code SHARM-3D for radiative transfer over inhomogeneous surfaces // Applied Optics. 2005. V. 44. № 35. P. 7602-7610.

3. Лысенко С.А. Атмосферная коррекция многоспектральных спутниковых снимков на основе аппроксимационной модели переноса солнечного излучения // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 09. С. 775–788.

4. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Еленов Б.С. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение. 1976. 284 с.

5. Назаралиев М.А. Статистическое моделирование радиационных процессов в атмосфере. М.: Наука, 1990. 227 с.

6. Сушкевич Т.А. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОН. Лаборатория знаний, 2005. 661 с.

7. Пригарин С.М. Основы статистического моделирования переноса поляризованного оптического излучения. Новосибирск, НГУ. 2010. 108 с
8. Зимовая А.В., Тарасенков М.В., Белов В.В. Учет поляризации при пассивном зондировании из космоса отражательных свойств земной поверхности // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 12. С. 1085–1089.
9. 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. Vol. 28. № 1. P. 89-94.
10. 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].
11. Зимовая А.В., Тарасенков М.В., Белов В.В. Влияние поляризации излучения на восстановление коэффициента отражения земной поверхности по спутниковым данным в видимом диапазоне длин волн // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 11. С. 927–932.
12. Aerosol Robotic Network (AERONET), <http://aeronet.gsfc.nasa.gov>
13. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 664 с.
14. Kneizys F.X., Shettle E.P., Anderson G.P., Abreu L.W., Chetwynd J.H., Selby J.E.A. Clough S.A., Gallery W.O. User guide to LOWTRAN-7. ARGL-TR-86-0177.ERP 2010 / Hansom AFB. MA 01731. 137 p.
15. ([https://lpdaac.usgs.gov/data\\_access](https://lpdaac.usgs.gov/data_access))
16. Bucholtz A. Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere // Applied optics. 1995. V. 34. № 15. P. 2765-2773.
17. Кринов Е.Л. Спектральная отражательная способность природных образований. Ленинград. Издательство Академии Наук СССР, 1947. 271 с.



## ВОССТАНОВЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО ДАННЫМ ДЗЗ РЕСУРС-П И МЕТЕОР-М

Тарасенков М.В., Белов В.В., Энгель М.В., Гриднев Ю.В., Зимовая А.В.

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: [Belov@iao.ru](mailto:Belov@iao.ru), [TMV@iao.ru](mailto:TMV@iao.ru), [Angel@iao.ru](mailto:Angel@iao.ru), [Yuri@iao.ru](mailto:Yuri@iao.ru), [AVK@iao.ru](mailto:AVK@iao.ru)

Ключевые слова: коэффициенты отражения, российские приборы ДЗЗ.

В работе обсуждаются результаты тестирования комплекса программ восстановления из данных российских ДЗЗ (Ресурс-П и Метеор-М) коэффициентов отражения земной поверхности на основе их сравнения с наземными измерениями и с эталонными значениями для однородных лесных участков.

Спутниковая информация о коэффициентах отражения земной поверхности для суши имеет многочисленные направления применения: начиная с таких локальных задач, как задача анализа состояния сельскохозяйственных культур, лесных территорий, территорий, покрытых снегом и заканчивая глобальными задачами, такими как задачи климата. Для получения достоверной информации о коэффициентах отражения земной поверхности во многих ситуациях необходима атмосферная коррекция. В целом можно выделить следующие типы методов решения задачи атмосферной коррекции: 1) статистические методы, основанные на анализе самого снимка (например, [1]); 2) методы с использованием тестовых участков с априори известными отражающими свойствами (например, [2] и др.); 3) алгоритмы, основанные на решении уравнения переноса излучения или RTM-алгоритмы (например [3-11]). Каждое из этих направлений имеет свои достоинства и недостатки.

Основным достоинством RTM-алгоритмов (о которых пойдет речь далее) является то, что они основаны на математической модели процесса формирования изображения земной поверхности оптическими системами и не требуют априорной информации об отражательных свойствах земной поверхности. Вместе с тем RTM-алгоритмы требуют существенных затрат машинного времени и априорную информацию об оптических параметрах атмосферы. Следовательно, возникает задача получения результата с погрешностью, не превышающей необходимую, за приемлемое машинное время. С развитием вычислительной техники и подходов к решению уравнения переноса излучения изменялись и алгоритмы коррекции. На ранних этапах в таких работах как [3] задача рассматривалась в приближениях однородной поверхности и однократного рассеяния. Данное приближение непригодно для коротковолновой части видимого спектра даже в условиях низкой мутности атмосферы. Позднее алгоритм коррекции строился с учетом многократно рассеянного излучения в приближении однородной поверхности и ламбертовости отражения от земной поверхности [4].

В работе [5] выполнялся строгий учет бокового подсвета, но предполагалось, что освещенность земной поверхности отраженным излучением отсутствует, а поверхность ламбертовская. В работе [6] атмосферная коррекция выполнялась для модели неламбертовской поверхности, в предположении, что дополнительная освещенность формируется однородной поверхностью. В работе [7] атмосферную коррекцию предлагается выполнять в три этапа. На первом этапе выполняется атмосферная коррекция в приближении однородной поверхности. На втором при допущении, что дополнительная освещенность земной поверхности формируется однородной поверхностью, приближенно оценивается влияние бокового подсвета. На третьем этапе в предположении, что неламбертовское отражение следует учитывать только в нерассеянной части отраженного от земной поверхности излучения, оценивается влияние неламбертовского отражения. Параметры неламбертовости находятся по сериям измерений за несколько предыдущих дней.

В [8] вместо этого используется модель неламбертовости [12], а параметры распределения определяются как функции индекса NDVI. В работе [9] строго учитывается боковой подсвет, неламбертовость отражения, но дополнительная освещенность земной поверхности отраженным излучением учитывается в приближении однородной поверхности. В качестве модели неламбертовости также используется модель [12]. В работе [10] восстановление коэффициентов отражения выполняется в 3 этапа: 1) однородная атмосферная коррекция, 2) учет рельефа поверхности, 3) устранение влияния бокового подсвета. В рамках [10] делается предположение, что боковой подсвет и дополнительная освещенность земной поверхности формируются однородной поверхностью.

В наших работах (например, [11]) разрабатывается алгоритм, позволяющий снизить погрешности алгоритма атмосферной коррекции для каналов коротковолновой части видимого диапазона, в ситуациях высокой мутности атмосферы, высокой неоднородности поверхности и значительного отражения оптического излучения земной поверхностью. Показано, что для таких задач необходимо строго учитывать влияние неоднородности земной поверхности при формировании бокового подсвета и дополнительной освещенности земной поверхности отраженным излучением. В рамках алгоритма предложено ряд приемов существенно сокращающих машинное время.

В настоящий момент для зарубежных спутниковых систем разработаны стандартные продукты получения коэффициентов отражения земной поверхности из данных ДЗЗ. Они основаны на использовании данных MODIS, MISR, POLDER, CLARA, Meteosat, SEVIRI и др [13]. Подобных продуктов для обработки данных зондирования современными российскими

спутниками РЕСУРС-П, КАНОПУС-В и МЕТЕОР-М на начало 2018 года не существовало. Рассмотрим результаты выполненной нами работы в этом направлении.

В качестве исходных данных использовались откалиброванные интенсивности, координаты наблюдаемых пикселей, а также информация о взаимном расположении Солнца, приемника и наблюдаемого участка. Данные располагались в файлах, пример которых приведен в таблице 1. Исходные данные были получены от АО «Российские космические системы» (РКС). Для приборов Сангур и ГСА рассматривались снимки за 5 дней: 18.06.2017, 28.06.2017, 04.07.2017, 17.07.2017 и 02.08.2017 г. Снимки содержали 3 тестовых участка, приведенные на рисунке 1. Прибор Сангур содержит 4 канала, а ГСА – 115 каналов. Для прибора МСУ-100 рассматривалось 10 серий снимков, содержащих три тестовых участка, покрытых хвойными лесами: Иркутская область  $52.52^{\circ}$ с.ш.,  $105.06^{\circ}$ в.д., даты измерений 07.05.2017, 12.06.2017, 22.06.2017 г. (рисунок 2а), г. Москва  $55.85^{\circ}$ с.ш.,  $37.83^{\circ}$ в.д., даты измерений 03.05.2017, 14.05.2017, 25.07.2016, 30.07.2016 г. (рисунок 2б), Томская область  $56.5^{\circ}$ с.ш.,  $84.3^{\circ}$ в.д., даты измерений 02.08.2017, 13.06.2017, 27.08.2017 г. (рисунок 2в). Прибор МСУ-100 содержит 3 канала.

Таблица 1. Имена файлов, содержащих спутниковые данные, для которых выполнялись тестовые расчеты

Прибор	Дата	Область	Имена файлов
Сангур	18.06.2017	Ставропольский край	0041_0102_22281_1_02394_07_G_S_21.tiff 0041_0102_22281_1_02394_07_G_S_21.xml 0041_0102_22281_1_02394_07_G_S_22.tiff 0041_0102_22281_1_02394_07_G_S_22.xml 0041_0102_22281_1_02394_07_G_S_23.tiff 0041_0102_22281_1_02394_07_G_S_23.xml 0041_0102_22281_1_02394_07_G_S_33.tiff 0041_0102_22281_1_02394_07_G_S_33.xml
ГСА	18.06.2017	Ставропольский край	0041_0102_22281_1_02394_07_L2A.tiff 0041_0102_22281_1_02394_07_L2A.xml
МСУ-100	07.05.2017	Иркутская область	07may17_202_b123SolZen_u48_60m_2gr.tif 202_014674_0_0_06.rsm

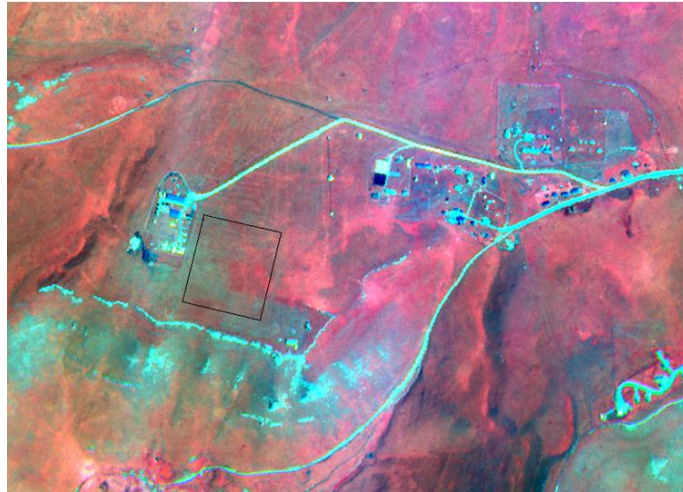
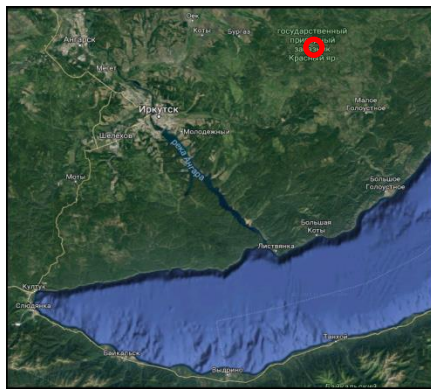
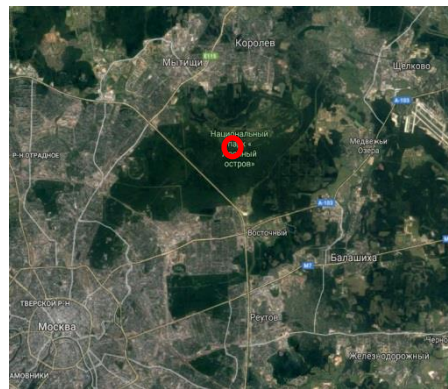


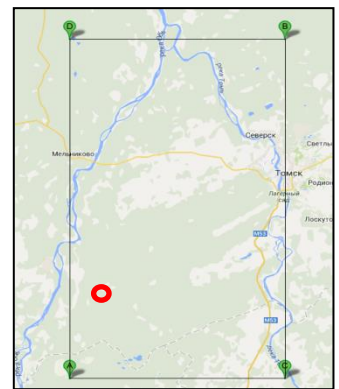
Рисунок 1 – Расположение тестовых участков для снимков приборов Сангур и ГСА спутника Ресурс-П



(а)



(б)



(в)

Рисунок 2 – Расположения тестовых участков для снимков прибора МСУ-100 спутника Метеор-М. (а) – Иркутская область, (б) – Московская область, (в) – Томская область

Для доступа к спутниковой информации использовался разработанный нами комплекс программ для среды LINUX. При разработке программного комплекса использовалось семейство компиляторов GCC и библиотека GDAL. Помимо этого для работы RTM-алгоритма атмосферной коррекции требуется априорная информация о состоянии атмосферы. Для тестовых участков для приборов ГСА и Сангур для формирования оптической модели атмосферы в момент съемки использовались результаты выполненных сотрудниками РКС наземных измерений приземного давления, общего содержания озона, общего содержания водяного пара, а также спутниковые измерения MODIS вертикального профиля температуры и аэрозольной оптической толщины (AOT). Для тестовых участков для прибора МСУ-100 за неимением наземных измерений при создании оптических моделей использовались измерения MODIS об AOT, общем содержании озона и водяного пара, а также вертикальный профиль

температуры. Основу для формирования оптических моделей также составляла модель аэрозоля лета средних широт LOWTRAN-7 и база спектроскопической информации HITRAN [14].

Коррекция выполнялась в предположении об однородной ламбертовской поверхности по формуле:

$$r_{surf}(i, m, n) = \frac{1}{\gamma_1(i, m) + \frac{1}{\frac{I_{sum}(i, m, n) - I_{atm}(i, m)}{E_0(i, m) I_{surf}(i, m)}}}, \quad (1)$$

где  $r_{surf}(i, m, n)$  – коэффициент отражения с учетом атмосферных искажений в  $i$ -м канале в  $m$ -й день для  $n$ -го тестового участка;  $\gamma_1(i, m)$ ,  $I_{atm}(i, m)$ ,  $E_0(i, m)$ ,  $I_{surf}(i, m)$  – сферическое альbedo, интенсивность излучения, не взаимодействовавшее с земной поверхностью, освещенность Земли Солнцем без учета отраженного излучения и интенсивность отраженного земной поверхностью излучения при единичной светимости поверхности для  $i$ -го канала в  $m$ -й день соответственно;  $I_{sum}(i, m, n)$  – калиброванная интенсивность излучения в  $i$ -м канале прибора в  $m$ -й день для  $n$ -го тестового участка, Вт/(м<sup>2</sup>мкм ср).

Получившиеся после атмосферной коррекции коэффициенты отражения земной поверхности помещались комплексом программ в файл формата GEOTIFF. Для тестовых участков полученные из спутниковых данных коэффициенты отражения сравнивались в случае приборов Сангур и ГСА с наземными измерениями, а в случае прибора МСУ-100 с табличными данными, взятыми из работы [15] для молодой хвои зрелой сосны. Данные Сангур потребовали перекалибровки в связи с тем, что на разных витках данные имеют различное время накопления сигнала. Полученные погрешности восстановления коэффициентов отражения для тестовых участков приведены в таблицах 2-4.

Таблица 2. Максимальная погрешность восстановленных коэффициентов отражения после перекалибровки для трех тестовых участков для каналов прибора Сангур. Тестовым участком №1 обозначен “белый” участок, №2 – “черный” участок, а №3 – участок, покрытый травой

$\lambda$ , мкм	№ участка		
	1	2	3
0,51	0,01061	0,01554	0,01542
0,58	0,06543	0,00439	0,01473
0,655	0,04757	0,00266	0,00997
0,775	0,05751	0,02019	0,11138

Таблица 3. Погрешность определения коэффициентов отражения созданным комплексом программ для прибора ГСА для 4 дней для тестового участка, покрытого травой

$\lambda$ , мкм	18.06.2017	28.06.2017	04.07.2017	17.07.2017
4,32E-01	0,0839	0,09641	0,08982	0,12324
4,36E-01	0,07714	0,08803	0,08387	0,11523
4,40E-01	0,06466	0,07106	0,07408	0,10072
4,44E-01	0,05738	0,06192	0,06824	0,09398
4,48E-01	0,04796	0,05075	0,06029	0,08353
4,53E-01	0,0374	0,03894	0,05215	0,07286
4,58E-01	0,02999	0,02936	0,04522	0,06502
4,63E-01	0,02113	0,01885	0,0375	0,05432
4,67E-01	0,01883	0,01621	0,03523	0,05067
4,70E-01	0,01308	0,0089	0,03103	0,04693
4,74E-01	0,01155	0,00564	0,02829	0,04435
4,77E-01	0,00472	0,00124	0,02412	0,03794
4,81E-01	0,00126	0,00676	0,020997	0,03413
4,85E-01	0,00929	0,01905	0,01227	0,024886
4,89E-01	0,00541	0,01334	0,01498	0,02906
4,93E-01	0,0038	0,01173	0,01583	0,02863
4,97E-01	0,00653	0,01481	0,01361	0,025398
5,02E-01	0,01164	0,02219	0,01004	0,02073
5,06E-01	0,01323	0,02496	0,00845	0,01898
5,11E-01	0,01615	0,02792	0,00661	0,01565
5,15E-01	0,01679	0,02795	0,00687	0,01537
5,17E-01	0,02249	0,03578	0,00241	0,01159
5,20E-01	0,01287	0,02608	0,00906	0,01866
5,23E-01	0,01396	0,0273	0,00881	0,01722
5,26E-01	0,01507	0,03023	0,00691	0,01631
5,28E-01	0,01477	0,03064	0,0074	0,01664
5,31E-01	0,01354	0,02873	0,00829	0,01823
5,34E-01	0,01417	0,03043	0,00727	0,01656
5,37E-01	0,01297	0,02974	0,00789	0,01854
5,40E-01	0,01627	0,03482	0,00548	0,01564
5,43E-01	0,01453	0,03292	0,00754	0,01926
5,47E-01	0,01471	0,03454	0,00702	0,01814
5,50E-01	0,01607	0,0347	0,00682	0,01744
5,53E-01	0,01555	0,03481	0,00691	0,01811
5,57E-01	0,01908	0,03858	0,00442	0,01557
5,61E-01	0,02191	0,04188	0,00279	0,01382
5,64E-01	0,02289	0,0434	0,00254	0,01393
5,68E-01	0,02563	0,04633	0,00037	0,01052
5,72E-01	0,02287	0,0431	0,00092	0,01055
5,76E-01	0,02654	0,04599	0,00164	0,01027
5,80E-01	0,02879	0,04851	0,00249	0,00862
5,84E-01	0,02733	0,04657	0,0036	0,00752
5,88E-01	0,03498	0,05818	0,01035	0,00087
5,93E-01	0,03588	0,05936	0,01036	7E-05
5,97E-01	0,03783	0,06025	0,00942	0,00064
6,02E-01	0,03741	0,05805	0,00847	0,00105
6,07E-01	0,03509	0,05514	0,00653	0,00269
6,12E-01	0,03409	0,05436	0,00627	0,00406
6,17E-01	0,03622	0,05551	0,00808	0,00264

6,22E-01	0,0375	0,05584	0,00774	0,00188
6,27E-01	0,04397	0,06442	0,0134	0,00307
6,33E-01	0,03284	0,05253	0,0059	0,00519
6,38E-01	0,02696	0,04582	0,00164	0,01014
6,44E-01	0,02895	0,04681	0,00375	0,00798
6,49E-01	0,03235	0,05168	0,00737	0,00398
6,55E-01	0,03604	0,05534	0,00906	0,00143
6,60E-01	0,04048	0,05973	0,01094	0,0007
6,65E-01	0,03798	0,0551	0,00901	0,001
6,70E-01	0,03605	0,05283	0,00829	0,00197
6,75E-01	0,03495	0,05149	0,0067	0,00253
6,81E-01	0,03549	0,05176	0,00725	0,00313
6,86E-01	0,56201	0,71462	0,271	0,32749
6,92E-01	0,15811	0,21748	0,07572	0,07903
6,98E-01	0,02368	0,05249	0,00237	0,01358
7,04E-01	0,01579	0,04596	0,00918	0,02103
7,09E-01	0,01296	0,0434	0,01039	0,02387
7,13E-01	0,0056	0,04058	0,01138	0,02426
7,17E-01	0,03569	0,17701	0,06358	0,09271
7,22E-01	0,03108	0,19902	0,07807	0,11864
7,26E-01	0,02598	0,19584	0,07941	0,12347
7,31E-01	4E-05	0,1118	0,03283	0,04726
7,35E-01	0,0167	0,03998	0,00735	0,01728
7,40E-01	0,02027	0,02598	0,01387	0,02886
7,45E-01	0,02478	0,02134	0,01841	0,03131
7,50E-01	0,02313	0,02119	0,01963	0,0274
7,55E-01	0,03612	0,0116	0,03052	0,03881
7,60E-01	48,18565	59,31422	47,74886	38,47657
7,66E-01	35,53742	44,66743	37,28327	31,90852
7,72E-01	0,02111	0,02627	0,0148	0,02271
7,77E-01	0,01319	0,03782	0,01019	0,01504
7,83E-01	0,00916	0,0436	0,00572	0,0099
7,90E-01	0,00642	0,05235	0,00087	0,00117
7,96E-01	0,00791	0,0494	0,00281	0,00197
8,03E-01	0,00686	0,0537	0,00306	0,00162
8,10E-01	0,00209	0,08468	0,02346	0,03058
8,17E-01	0,07003	0,38214	0,22927	0,34153
8,23E-01	0,07907	0,42067	0,24879	0,37526
8,26E-01	0,03177	0,21409	0,11436	0,16489
8,30E-01	0,05141	0,28328	0,16469	0,23456
8,34E-01	0,01096	0,126	0,05471	0,07257
8,38E-01	0,00069	0,06389	0,01166	0,0082
8,42E-01	0,0042	0,05697	0,00931	8E-05
8,47E-01	0,00647	0,05984	0,00765	0,00758
8,51E-01	0,0245	0,08289	0,02917	0,02533
8,55E-01	0,0234	0,0806	0,02251	0,02058
8,60E-01	0,00145	0,05074	0,0013	0,00378
8,64E-01	0,01923	0,07226	0,02195	0,01468
8,69E-01	0,00725	0,05638	0,00907	0,00455
8,74E-01	0,01002	0,05948	0,01095	0,01075
8,79E-01	0,0155	0,0706	0,01805	0,01807
8,84E-01	0,02089	0,07878	0,02416	0,01803
8,89E-01	0,02111	0,07753	0,02463	0,02164

8,94E-01	0,07019	0,25307	0,1357	0,19256
8,99E-01	0,299	1,37878	0,83002	1,34275
9,04E-01	0,13117	0,54931	0,33101	0,49831
9,10E-01	0,19451	0,8515	0,51566	0,79931
9,15E-01	0,15011	0,6759	0,41309	0,62219
9,21E-01	0,06167	0,26369	0,1491	0,20276
9,27E-01	0,1599	0,71599	0,45434	0,66375
9,33E-01	18,94846	890,7851	495,6509	413,9138
9,39E-01	15,45385	846,274	407,6432	390,1749
9,45E-01	8,15035	494,9289	202,8338	288,3761
9,51E-01	3,5868	149,9888	55,15204	136,9095
9,58E-01	0,96374	12,63295	6,18398	13,41897
9,64E-01	0,28451	1,62427	0,95357	1,54516

Таблица 4. Средние погрешности восстановления коэффициентов отражения земной поверхности  $\overline{\Delta r_{surf}}$  относительно эталонных значений [15] для трех тестовых участков для данных прибора МСУ-100

Тестовый участок	Длина волны, мкм	$\overline{\Delta r_{surf}}$
Иркутская область	0,555	0,034
Иркутская область	0,655	0,012
Иркутская область	0,83	0,055
г. Москва	0,555	0,005
г. Москва	0,655	0,018
г. Москва	0,83	0,072
Томская область	0,555	0,020
Томская область	0,655	0,024
Томская область	0,83	0,100

Анализ результатов показывает, что полученные коэффициенты отражения для приборов Сангур и МСУ-100 правдоподобны для всех рассмотренных каналов и пригодны для решения задач, где полученная погрешность данных допустима. Что касается данных прибора ГСА, то для каналов в диапазоне  $\lambda=0.432-0.497$  мкм могут наблюдаться отрицательные значения, а в каналах, расположенных в интенсивных линиях поглощения атмосферных газов могут наблюдаться значительные погрешности. Отрицательные значения, по всей видимости, связаны с проблемами в исходных данных, а значительные погрешности в линиях поглощения связаны с тем, что алгоритм выполнялся в монохроматическом приближении для средних по каналу оптических коэффициентах с учетом аппаратных функций каналов прибора. В остальных каналах прибора ГСА результаты получились с небольшими погрешностями, и они пригодны для решения широкого круга задач.



1. *Протасов К.Т., Бусыгин Л.А., Белов В.В.* Метод преобразования гистограмм яркостей и вейвлет-коррекция атмосферных искажений спутниковых изображений // *Оптика атмосферы и океана*. 2010. Т. 23. № 02. С. 136-142.
2. *Hadjimitsis D.G., Clayton C.R.I., Retalis A.* The use of selected pseudo-invariant targets for the application of atmospheric correction in multi-temporal studies using satellite remotely sensed imagery // *Int. J. of Applied Earth Observation and Geoinformation*. 2009. V. 11. No. 3. P. 192-200.
3. *Otterman J., Fraser R.S.* Adjacency effects on imaging by surface reflection and atmospheric scattering: cross radiance to zenith // *Applied optics*. 1979. V. 18. No. 16. P. 2852-2860.
4. *Vermote E.F., El Saleous N.Z., Justice C.O.* Atmospheric correction of MODIS data in the visible to middle infrared: first results // *Remote Sensing of Environment*. 2002. V. 83. № 1–2. P. 97-111.
5. *Putsay M.* A simple atmospheric correction method for the short wave satellite images // *International Journal of Remote Sensing*. 1992. V.13. No. 8. P.1549-1558.
6. *Tanre D., Herman M., Deschamps P.Y., de Leffe A.* Atmospheric modeling for space measurements of ground reflectances, including bidirectional properties // *Applied Optics*. 1979. V. 18. No. 21. P. 3587-3594.
7. *Vermote E.F., El Saleous N., Justice C.O., Kaufman Y.J., Privette J.L., Remer L., Roger J.C., Tanre D.* Atmospheric correction of visible to middle-infrared EOS-MODIS data over land surfaces: Background, operational algorithm and validation // *Journal of geophysical research*. 1997. V. 102. № D14. P. 17,131-17,141.
8. *Bréon F.-M., Vermote E.* Correction of MODIS surface reflectance time series for BRDF effects // *Remote Sensing of Environment*. 2012. V. 125. P. 1-9.
9. *Lyapustin Al., Wang Y.* Parameterized code SHARM-3D for radiative transfer over inhomogeneous surfaces // *Applied Optics*. 2005. V. 44. № 35. P. 7602-7610.
10. *Лысенко С.А.* Атмосферная коррекция многоспектральных спутниковых снимков на основе аппроксимационной модели переноса солнечного излучения // *Оптика атмосферы и океана*. 2017. Т. 30. № 09. С. 775–788.
11. *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].
12. *Roujean J.-L., Tanré D., Bréon F.-M., Deuzé J.-L.* Retrieval of land surface parameters from airborne POLDER bidirectional reflectance distribution function during HAPEX-Sahel // *Journal of Geophysical Research*. 1997. V. 102. № D10. P. 11,201-11,218.
13. *Qu Y., Liang S., Liu Q. et al.* Mapping Surface Broadband Albedo from Satellite Observation: A Review of Literatures on Algorithms and Products // *Remote Sensing*. 2015. Vol. 7. P. 990-1020.
14. (hitran.iao.ru).
15. Кринов Е.Л. Спектральная отражательная способность природных образований. - М: изд-во АН СССР, 1947. -123 с.

# 4D ПОЛЯ БИО-ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕРХНЕГО 70 М СЛОЯ ЧЁРНОГО МОРЯ: ДАННЫЕ БИО-АРГО БУЕВ И ОПТИЧЕСКИХ СКАНЕРОВ ЦВЕТА

Суслин<sup>1</sup> В.В., Слабакова<sup>2</sup> В.Х., Чурилова<sup>3</sup> Т.Я., Пряхина<sup>1</sup> С.Ф.

<sup>1</sup>ФГБУН Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия, [slava.suslin@mhi-ras.ru](mailto:slava.suslin@mhi-ras.ru), [pryakhina@mhi-ras.ru](mailto:pryakhina@mhi-ras.ru)

<sup>2</sup>Институт океанологии, БАН, Варна, Болгария, [v.slabakova@io-bas.bg](mailto:v.slabakova@io-bas.bg)

<sup>3</sup>ФГБУН Институт морских биологических исследований им. Ковалевского РАН, Севастополь, Россия, [tanya.churilova@gmail.com](mailto:tanya.churilova@gmail.com)

Ключевые слова: Чёрное море, данные био-арго буев, спутниковые продукты, первичные гидрооптические характеристики, 4D структура

Аннотация. Выполнен статистический анализ профилей от 0 до 70 м потенциальной температуры и основных био-оптических характеристик Чёрного моря: концентрации хлорофилла<sub>a</sub>, показателя обратного рассеяния света частицами взвеси на длине волны 700 нм, концентрации окрашенной компоненты растворённого органического вещества, полученных в результате многолетних измерений с трёх био-арго буев. Проведенный анализ позволил описать профили параметров, а также их динамику в течение года. Сравнение полученных профилей параметров с ранее используемыми в модельных расчётах профилей показало их более высокую точность. Последнее позволило в совокупности со спутниковыми измерениями более точно восстановить вертикальную структуру био-оптических характеристик верхнего слоя Чёрного моря с сентября 1997 года по декабрь 2018 года.

**Введение.** Ассимиляция данных прямых наблюдений и продуктов дистанционного зондирования с целью восстановления 4-х мерных полей гидрофизических и биохимических характеристик Чёрного моря интенсивно развивается в настоящее время. На сегодняшний момент имеются серьёзные предпосылки к тому, чтобы провести ревизию профилей основных биооптических параметров, таких как показатель обратного рассеяния света частицами взвеси  $b_{bp}(700)$ , концентрации хлорофилла  $aC_a$ , концентрации растворённого органического вещества  $CDOM$  и температуры воды  $Temp$ . Главная причина состоит в том, что, начиная с 2013 года, когда был в Чёрное море болгарскими учёными запущен первый био-арго буй, прошло уже более 4-х лет [1]. Другая причина – продолжительность непрерывных наблюдений со спутников в видимом диапазоне спектра составляет более 20 лет (SeaWiFS, MERIS, MODIS), по данным которых восстановлены характеристики верхнего слоя воды ( $b_{bp}(555)$ ,  $C_a$ ,  $a_{CDM}(490)$ ,  $SST$ ). Таким образом, цель работы – установить связи между верхним и нижележащими слоями для четырёх параметров ( $b_{bp}(700)$ ,  $C_a$ ,  $CDOM$  и  $Temp$ ) в Чёрном море в течение года, используя

данные био-арго буев [2], а в совокупности со спутниковыми данными [3, 4] восстановить их динамику во времени.

**Материалы.** Использованы измерения нескольких сотен профилей для каждого из четырёх параметров  $b_{bp}(700)$ ,  $C_a$ ,  $CDOM$  и  $Temp$  от поверхности до 70 м с трёх био-арго буев (шифры BASBIO001D, OGSBIO007C и GEMBIO001B). Были использованы следующие спутниковые продукты ( $C_a$ )<sup>~</sup>, показатель поглощения света неживым органическим веществом ( $a_1CDM(490)$ ), показатель рассеяния света частицами взвеси на длине волны 555 нм ( $b_{bp}(555)$ ) и стандартный продукт, температура морской поверхности ( $SST$ ). Методика их получения описана для ( $C_a$ )<sup>~</sup> и  $a_{CDM}(490)$  в работе [3],  $b_{bp}(555)$  – [4] и –[5]. Эти продукты представлены в виде осредненных двухнедельных карт соответствующих продуктов на сетке  $0.025^\circ \times 0.035^\circ$  по широте и долготе соответственно для акватории Чёрного моря за период с 1998 по 2018 гг.

#### **Методика.**

**Био-арго буи # первоначальная подготовка профилей.** Каждый профиль  $\vec{x}$  от 0 до 70 м был разбит по глубине на 14 слоёв с равномерным шагом по 5 м. Среднее значение соответствующего параметра присваивалось всему 5 м слою,  $i=1 \dots 14$ . Далее такой профиль мы будем называть  $s$ -профиль. Если в каком-нибудь из 14 слоёв данные отсутствовали, то весь профиль отбраковывался и не использовался в дальнейшем.

**Формирование специальных выборок по времени.** Отдельно для каждого из четырёх параметров все их профили с начала работы каждого буя по 31 мая 2018 года были разбиты на отдельные выборки, охватывающие  $\pm 10$  суток для следующего набора реперных текущих суток в году: 1, 11, ..., 361. Например, для 131 дня массив состоял из профилей, выполненных в интервале от 121 до 141 текущего дня года включительно для всех трёх буев за весь их период наблюдения. Для каждого параметра таких выборок было 37. Далее отдельную такую выборку обозначим  $t$ -выборка. Для каждой из этих  $t$ -выборок ( $t = 1 \dots 37$ ) рассчитывалась ковариационная матрица  $\|M\|_t = \|\vec{\varepsilon}_1 \dots \vec{\varepsilon}_k\|_t$ , где  $\vec{\varepsilon}_i$  вариация  $\vec{\varepsilon}_i = \vec{c}_i - \langle \vec{c} \rangle_t$ ,  $\langle \vec{c} \rangle_t$  – средний профиль для  $t$ -выборки,  $i = 1 \dots k$  – порядковый номер профиля,  $k$  – суммарное количество профилей в  $t$ -выборке. Следующим шагом для каждой из 37 матриц вида  $\|M\|_t \cdot \|M\|_t^T$  находились собственные векторы  $\|\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots, \vec{v}_{14}\|_t$  и собственные значения  $\|\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_{14}\|_t$  для каждой  $t$ -выборки.

**Описание вариантов восстановления профиля параметра на основе статистического анализа измерений био-арго бுவ.** Описаны несколько вариантов восстановления профиля  $\vec{m}$  каждого параметра, опираясь на статистические свойства  $t$ -выборок.

Вариант 1 – текущая (старая) модель, которая используется как опорная для сравнения с вариантами 2–7, описана для каждого из 4-х параметров.

Вариант 2 – модель «среднего профиля», в которой восстановленный профиль  $\vec{m}$  для соответствующей  $t$ -выборки равен среднему профилю  $\langle \vec{c} \rangle_t$  для этой же  $t$ -выборки, т. е.  $\vec{m} = \langle \vec{c} \rangle_t$ .

Вариант 3 – модель коррекции среднего вектора  $\langle \vec{c} \rangle_t$  на значение в верхнем слое  $c$ -профиля  $\vec{m} = l \cdot \langle \vec{c} \rangle_t$ , где  $l = \frac{c[1]}{\langle c \rangle_t[1]}$ , 1 – индекс, обозначающий первый слой.

Вариант 4 – модель с использованием среднего профиля и первого собственного вектора  $\vec{v}_{1,t}$  (тривиальный случай)  $\vec{m} = \langle \vec{c} \rangle_t + \alpha \cdot \vec{v}_{1,t}$ , где коэффициент  $\alpha$  при первом собственном векторе определяется из значения  $c$ -профиля в верхнем слое согласно уравнению  $\alpha = \frac{m[1] - \langle c \rangle_t[1]}{v_{1,t}[1]}$  для соответствующей  $t$ -выборки.

Вариант 5 – модель с использованием двух первых собственных векторов (тривиальный случай)  $\vec{m} = \langle \vec{c} \rangle_t + \alpha \cdot \vec{v}_{1,t} + \beta \cdot \vec{v}_{2,t}$ , где  $\alpha$  и  $\beta$  являются решением системы двух линейных уравнений с двумя граничными условиями для верхнего и нижнего слоёв: (1) текущее значение параметра в верхнем 5 м слое  $m[1]$  равно

$$m[1] = \langle c \rangle_t[1] + \alpha \cdot v_{1,t}[1] + \beta \cdot v_{2,t}[1],$$

(2) среднее значение параметра в нижнем слое для соответствующего временного  $t$ -интервала  $\langle c \rangle_t[14]$  совпадает со значением искомого профиля в этом слое  $m[14] = \langle c \rangle_t[14]$ .

Вариант 6 – тоже, что вариант 4, где  $\alpha$  ищется последовательным перебором коэффициента  $\alpha$  из диапазона значений  $\alpha \in [\alpha_{min}, \alpha_{max}]$ , полученных при решении методом наименьших квадратов (МНК) по всем  $t$ -выборкам, при достижении минимума выражения при дополнительных условиях на искомый профиль в  $\vec{m}$  зависимости от параметра:

$$\begin{aligned} & - b_{\text{вп}}(700) \forall i = 1..13 m[i] > \langle c \rangle_t[14], m[14] > 0 \ \& \ \square [14] \leq \langle c_{1t} \rangle [14] ; \\ & - C_{\alpha} \forall i = 1..13 m[i] > \langle c \rangle_t[14], m[14] > 0 \ \& \ \square [14] \leq \langle c_{1t} \rangle [14] ; \\ & - C_{DOM} \forall i = 1..14 m[i] > 0, m'_z > 0 ; \\ & - Temp \forall i = 1..14 m[i] > 4^{\circ}C, m[i] < 35^{\circ}C, m'_z < 0.02^{\circ}C/m, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $m'_z$  – производная искомого профиля по глубине  $z$ .

Вариант 7 – тоже, что вариант 5, где  $\alpha$  и  $\beta$  находится последовательным перебором этих коэффициентов из диапазона значений  $\alpha \in [\alpha_{min}, \alpha_{max}]$  и  $\beta \in [\beta_{min}, \beta_{max}]$ , полученных при решении МНК по всем  $t$ -выборкам, как минимум суммы функционалов  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ , где  $\Phi_1 = \sqrt{\sum_{i=1}^{14} (c_i t - \alpha \cdot v_1(1, t) - \beta \cdot v_1(2, t))^2}$  и  $\Phi_2 = \sqrt{\sum_{i=1}^{14} (v_1(1, t) + \beta \cdot v_1(2, t))^2}$  при тех же дополнительных условиях, что и вариант 6. Диапазон изменчивости коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$  для вариантов 6 и 7 получен обобщением МНК-решений по каждой  $t$ -выборке отдельно.

Так как соседние  $t$ -выборки пересекаются между собой, то для того, чтобы восстановленный профиль  $\vec{m}_{t_1}$  соответствовал конкретному дню года  $t_1$ , выполнялась процедура линейной интерполяции для двух ближайших решений по времени  $t \rightarrow \vec{m}_t$  и  $t + t_0 \rightarrow \vec{m}_{t+t_0}$ , охватывающих конкретный профиль  $t < t_1 < t + t_0$

$$\vec{m}_{t_1} = \frac{t_1 - t}{t_0} \cdot \vec{m}_{t+t_0} + \frac{t + t_0 - t_1}{t_0} \cdot \vec{m}_t \quad (2)$$

**Критерии качества восстановления профиля.** Для анализа результатов восстановления профиля по перечисленным выше 7 вариантам рассмотрен критерий оценки ошибки, в котором в качестве истины использованс-профиль соответствующего параметра. Средняя относительная ошибка в каждом из 14 слоёв вычислялась как средняя относительная ошибка, учитывающая особенности профиля между соответствующими слоями  $c$ - и  $m$ -профилей

$$\zeta_t = \left\langle \sum_{i=1}^{14} \frac{|m[i] - c[i]|}{c[i]} \cdot w[i] \right\rangle_t, \text{ где } w[i] = \frac{c[i]}{I_c} \quad (3)$$

По «лучшей» модели, критерием которой считался минимум  $\xi_t / \zeta_t$ , предполагалось восстанавливать трёхмерную структуру полей с учётом спутниковых данных.

**Результаты и их анализ.** В таблице 1 представлены осредненные значения ошибки  $\zeta_t$  () по всем 37  $t$ -выборкам для всех вариантов. Уже для варианта 2 ошибка в 2 – 3 раза меньше по сравнению с вариантом 1.

Таблица 1. Средняя относительная ошибка для интеграла профиля с весом

Модель	Параметр			
	$b_{вп}(700)$	$C_a$	$CDOM$	$Temp$
Вариант 1	0.912±0.041	0.604±0.012	0.311±0.009	0.149±0.004
Вариант 2	0.382±0.009	0.386±0.009	0.096±0.002	0.082±0.002
Вариант 3	0.264±0.007	0.460±0.012	0.137±0.007	0.069±0.002
Вариант 4	0.347±0.024	1.156±0.091	0.703±0.066	0.090±0.005

Вариант 6	0.277±0.010	0.424±0.012	0.114±0.003	0.061±0.002
Вариант 5	0.377±0.028	0.600±0.022	0.175±0.010	0.069±0.002
Вариант 7	0.267±0.008	0.439±0.012	0.093±0.002	0.068±0.002
N*	634	634	454	634

N\* – количество профилей

**Процедура восстановления профилей био-оптических параметров и температуры по спутниковым данным.** Объединённые двухнедельные спутниковые данные (*sat\\_eovalue*) использованы как входные при восстановлении вертикальной структуры  $b_{bp}(700)$ ,  $C_a$ ,  $CDOM$  и  $Temp$ . В основе процедуры восстановления профилей био-оптических характеристик и температуры выбран вариант 7 с соответствующей интерполяцией по времени (2), так как с точки зрения  $\zeta$ -ошибки (3) он наиболее корректно восстанавливает профиль соответствующего параметра. Далее использован этот вариант, но с небольшими дополнениями. Известно, что спутниковый продукт восстанавливается с ошибкой, поэтому ориентировались на следующий набор относительных ошибок  $\varepsilon$ , исходя из работ [3, 6] для  $C_a$  и [7] – для  $b_{bp}(700)$  и [8] – для  $Temp$ . Результаты согласования между соответствующим параметром буя (*float\\_eovalue*) и спутниковым продуктом (*sat\\_eovalue*) представлены в таблице 2.

Таблица 2. Коэффициент между соответствующим параметром буя (*float\\_eovalue*) и спутниковым продуктом (*sat\\_eovalue*)  $k$  и относительная ошибка измерения  $\varepsilon$  для соответствующего спутникового продукта

Спутниковый продукт	$b_{bp}(555)$ , $M^{-1}$	$C_a$ , $MG \cdot M^{-3}$	$a_{CDM}(490)$ , $M^{-1}$	$SST$ , $^{\circ}C$
$k$	1	1	41	1
$\varepsilon$	30%	30%	10%	10%

Предполагалось, что левая часть уравнения для нижнего слоя меняется в диапазоне  $\pm\sigma_i[14]$ , где  $\sigma_i[14]$  – СКО в нижнем слое, полученного по данным измерений буем.

Формально процедура восстановления профилей состояла в нахождении таких  $\alpha_0$  и  $\beta_0$ , которые минимизировали функционал

$$\min_{\alpha, \beta} [|\pm\sigma_t[14] - (\alpha \cdot v_{1,t}[14] + \beta \cdot v_{2,t}[14])| + |k \cdot sat\_geovalue \cdot (1 \pm \varepsilon) - ((c)_t[1] + \alpha \cdot v_{1,t}[1] + \beta \cdot v_{2,t}[1])|] \quad (4)$$

при дополнительных условиях (1) и  $\min \left| \frac{m[1] + m[2]}{2} - k \cdot sat\_geovalue \right|$  для  $b_{bp}(700)$ ,  $CDOM$ ,  $C_a$  и  $\min |m[1] - k \cdot sat\_geovalue|$  для  $Temp$ . Последние два условия означают 10 м глубину формирования спутникового сигнала в видимом диапазоне спектра для био-оптических

параметров, что характерно для Чёрного моря, и 5 м верхний слой для *Temp*, как минимально возможный в нашем случае для разрешения по вертикали.

Предполагалось, что решение  $\alpha_0$  и  $\beta_0$  находится в известном ограниченном диапазоне изменчивости  $\alpha$  и  $\beta$ ;  $k$  и  $\varepsilon$  зависят от параметра (табл. 2), но не зависят от  $t$ -выборки;  $\sigma_i[14]$ ,  $\vec{v}_{1,t}$  и  $\vec{v}_{2,t}$  зависят от  $t$ -выборки. Данные о  $\sigma_i[14]$ ,  $\vec{v}_{1,t}$  и  $\vec{v}_{2,t}$ , средний вектор и первые два собственных вектора для соответствующего параметра и соответствующей  $t$ -выборки известны.

Тогда коэффициенты  $\alpha_0$  и  $\beta_0$ , удовлетворяющие описанным условиям, и будут решением (4), а  $\vec{m} = (\vec{c})_t + \alpha_0 \cdot \vec{v}_{1,t} + \beta_0 \cdot \vec{v}_{2,t}$  – искомый профиль параметра с размерностью, измеряемой бум. Для перехода к спутниковому продукту необходимо разделить каждую компоненту профиля на соответствующий коэффициент  $k$  из таблицы 2 и выполнить интерполяцию по времени, следуя выражению (2).

**Выводы.** Существенно улучшена точность (табл. 1) профилей основных оптически активных веществ  $b_{BP}(555)$ ,  $C_a$  и  $a_{CDM}(490)$  в глубоководной части Чёрного моря для всех сезонов по сравнению с тем, что было раньше (вариант 1), что даёт возможность восстанавливать профили основных оптически активных компонент в Чёрном море, опираясь на спутниковые данные для верхнего слоя моря. С использованием варианта 7 получены карты (на сетке  $0.025^\circ \times 0.035^\circ$  по широте и долготе)  $b_{BP}(555)$ ,  $C_a$ ,  $a_{CDM}(490)$  и *Temp* с шагом две недели с сентября 1997 года по настоящее время с разрешением по глубине 5 м от 0 до 70 м.

**Благодарность.** Работа выполнена в рамках международного проекта FP 7 No. 284391 «Euro-ArgoImprovementsforthe GMES MarineService», государственных заданий тема № 0827-2018-0002 «Развитие методов оперативной океанологии на основе междисциплинарных исследований процессов формирования и эволюции морской среды и математического моделирования с привлечением данных дистанционных и контактных измерений» и тема № 0828-2014-0016 «Создание методов и технологий оперативного контроля экологического состояния биоты, оценки и прогноза качества морской среды», а также частично при поддержке РФФИ, грант № 17-05-00113 и грант № 18-45-920070. Авторы выражают признательность исследователям Пулайн П. и Балан С. за предоставление данных био-арго бум.

1. *Суслин В.В., Слабакова В.Х., Чурилова Т.Я.* Ослабление падающего света в Черном море по данным болгарского арго-био-буя: предварительные результаты // IX Всероссийская конференция с международным участием «Современные проблемы оптики естественных вод» (ONW'2017) Санкт-Петербург, Россия, 20-22 сентября 2017 г.С. 35–38.
2. *IOCCG. Bio-Optical Sensors on Argo Floats.* Claustre H. (ed.), Reports of the International Ocean-Colour Coordinating Group.2011. № 11. IOCCG, Dartmouth, Canada.
3. *Suslin V., Churilova T.* A regional algorithm for separating light absorption by chlorophyll-*a* and coloured detrital matter in the Black Sea, using 480–560 nm bands from ocean colour scanners // International Journal of Remote Sensing. 2016. Vol. 37.№ 18.P. 4380-4400.doi: 10.1080/01431161.2016.1211350.
4. *Suslin V., Pryahina S., Churilova T., Slabakova V.* The Black Sea IOPs based on SeaWiFS data // Proc. SPIE 10035, 22nd International Symposium Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 1003531 (November 29, 2016).doi: 10.1117/12.2248332.
5. *NASA Goddard Space Flight Center, Ocean Ecology Laboratory, Ocean Biology Processing Group.* Moderate-resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) Aqua Sea Surface Temperature Data; 2014. Reprocessing. NASA OB.DAAC, Greenbelt, MD, USA. doi: 10.5067/AQUA/MODIS/L3B/SST/2014.
6. *Suslin V.V., Churilova T.Ya., Lee M., Moncheva S., Finenko Z.Z.* Comparison of the Black Sea chlorophyll-*a* algorithms for SeaWiFS and MODIS instruments //Fundamentalnaya i Prikladnaya Gidrofizika. 2018. 11, 3.P. 64–72.doi: 10.7868/S2073667318030085.
7. *Burenkov V.I., Vazulya S.V., Kopelevich O.V., Sheberstov S.V.* Space-Time Variability of Suspended Matter in the Surface Layers of the White Sea Retrieved from Data of Satellite Ocean Color Scanner SeaWiFS //Oceanology. 2004. Vol. 44.№ 4. P. 507–515.
8. *Ратнер Ю.Б., Холод А.Л.* Сопоставление температуры поверхности Чёрного моря по результатам модельных расчетов и измерений дрейферами в 2006 и 2007 гг. // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2008. № 16. С. 145–155.



# УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СИЛЬНОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В СЛУЧАЙНЫХ ДВУМЕРНЫХ ДИСКРЕТНЫХ СРЕДАХ

Ветлужский А.Ю.

Институт физического материаловедения СО РАН, г. Улан-Удэ, Россия

e-mail: vay@ipms.bscnet.ru

Ключевые слова: локализация электромагнитных волн, дискретная среда, полная интенсивность, многократное рассеяние.

Рассмотрено падение электромагнитной волны на границу случайной двумерной дискретной среды. С использованием различных критериев определен частотный диапазон наблюдения локализации Андерсона – сильной локализации электромагнитных волн. Показано хорошее согласие различных подходов к выявлению локализованных волновых состояний. С использованием приближений теории эффективной среды дана оценка локализационной длины волны в среде.

Одним из интересных эффектов, возникающих при взаимодействии электромагнитных волн со случайно-неоднородными средами, является сильная локализация излучения, история изучения которой восходит к 1958 г., когда Андерсоном была выдвинута идея о полном подавлении диффузионного движения электронов в абсолютно случайном потенциале [1]. Эта концепция в середине 80-ых гг. прошлого века в работе [2] была перенесена в оптику. Несколько позже в работе [3] была сформулирована проблема локализации классических волн, обусловленной эффектами многократного рассеяния на неоднородностях в случайных дискретных средах. Одновременно в 70-80-ых гг. теоретические работы по интерпретации проводимости неупорядоченных сред на основе квантовой интерференции электронов в узлах петлевых траекторий [4] (так называемая слабая локализация электронов) инициировали поиски оптического аналога этого явления – обратного когерентного рассеяния света [5]. Факт существования последнего был экспериментально подтвержден в середине 80-ых [6].

Физическая содержательность явления усиления обратного рассеяния (обратного когерентного рассеяния) классических электромагнитных волн заключается в конструктивной интерференции волн, движущихся, например, в дискретной среде по встречным траекториям вследствие многократного рассеяния на элементах, ее образующих. В настоящее время общепринято, что сильная локализация излучения является крайним проявлением обратного когерентного рассеяния волн в случайной среде. Существует несколько критериев выявления локализованных волновых состояний. Например, критерий Иоффе-Регеля:  $kl_s \leq 1$ , где  $k$  – волновое число,  $l_s$  – длина свободного пробега волны в среде, в свою очередь определяемая в достаточно редкой среде как  $l_s = 1/\rho\sigma_t$ , где  $\rho$  – концентрация рассеивателей,  $\sigma_t$  – полный

поперечник рассеяния отдельного элемента [7]. Физически это означает, что рассеивающие свойства и плотность компоновки частиц в случайной дискретной среде таковы, что на заданной частоте рассеянная на какой-либо частице электромагнитная волна не может выполнить следующую осцилляцию перед повторным рассеянием на соседней частице, т.е. волновое распространение излучения прекращается. Другим критерием обнаружения локализации может служить экспоненциальное уменьшение коэффициента пропускания пространственно ограниченной среды при увеличении ее протяженности  $L$ :  $T \sim \exp(-L/l_{loc})$ , где  $l_{loc}$  – локализационная длина.

Целью настоящей работы являлся поиск условий проявления сильной локализации волн в модельной двумерной среде, а также сопоставление определяемых по разным методикам «границ подвижности», указывающих частотный диапазон возникновения локализации. Для этого рассматривалась задача о падении плоской  $E$ -поляризованной волны на систему круговых, бесконечно протяженных, параллельно ориентированных диэлектрических цилиндров. При этом 121 цилиндр с радиусами  $a = 0.02$  см и показателями преломления  $n = 3$  равномерно-случайно распределялся в ограниченной области пространства с плотностью  $\rho = 1$  см<sup>-2</sup> (среднее расстояние между рассеивателями  $d = 1$  см).

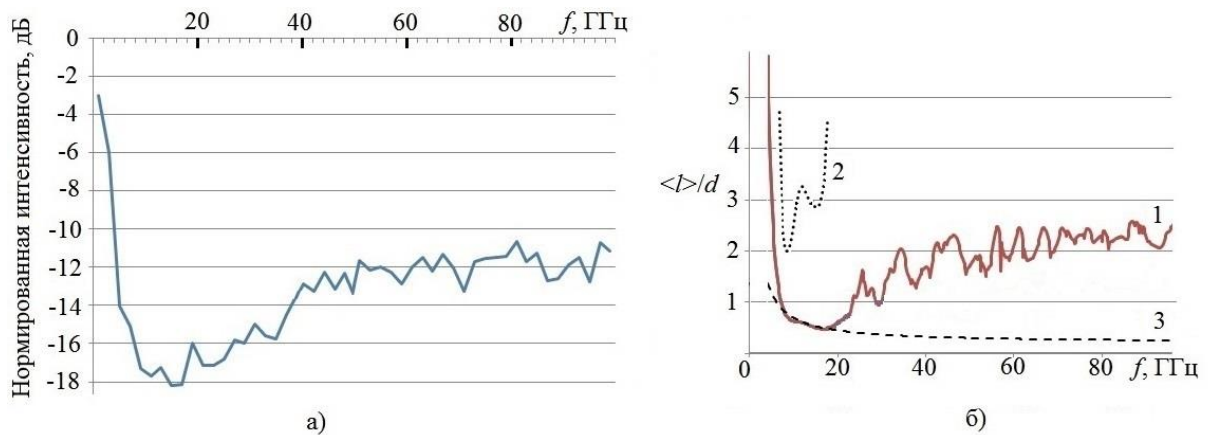


Рисунок 1 – (а) – частотная зависимость нормированной полной интенсивности поля, прошедшего через структуру; (б) – спектральное поведение длины свободного пробега волн в среде (1) и локализационной длины (2), отнесенных к  $d$ . (3) – линия, ограничивающая сверху область параметров задачи, отвечающих критерию Иоффе-Регеля.

На рис. 1 (а) представлен типичный пример спектрального поведения статистически определяемой полной интенсивности излучения  $I = \langle |E|^2 \rangle$ , нормированной интенсивностью излучения в свободном пространстве и рассчитанной в результате усреднения по ансамблю из

500 реализаций такой случайной структуры. Интенсивность определялась на выходе из системы рассеивателей, вычисления проводились методом самосогласованных уравнений [8].

В отсутствие поглощения ослабление поля связано только с эффектами рассеяния. Поведение интенсивности поля в области низких частот связано с тем, что при превышении длиной волны среднего интервала между рассеивателями структура начинает вести себя как сплошная среда, и влияние эффектов рассеяния минимизируется. В остальном рассчитанном диапазоне поведение представленной зависимости не столь очевидно. Процессы рассеяния могут приводить к ослаблению поля либо за счет рассеяния « в стороны » в пространственно ограниченной структуре, что исключалось методикой постановки вычислительного эксперимента, либо с проявлением некоторых физических эффектов, приводящих, например, к усилению обратного рассеяния, к числу которых и относится локализация излучения.

Степень проявления процессов рассеяния в дискретной среде с учетом их концентрации наглядно характеризуется вышеописанной величиной  $l_s$ . Полный поперечник рассеяния в двумерном случае выражается в виде:

$$\sigma_t = \frac{2\pi}{k} \int_0^{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} B_m B_p^* e^{i(m-p)\theta} e^{i(p-m)\pi/2} d\theta,$$

где коэффициент  $B_m$  имеет вид

$$B_m = \frac{nJ_m(ka)J'_m(nka) - J'_m(ka)J_m(nka)}{J_m(nka)H_m^{(1)'}(ka) - nH_m^{(1)}(ka)J'_m(nka)}.$$

Здесь  $J_m$  – функция Бесселя и  $H_m^{(1)}$  – функция Ханкеля первого рода, обе  $m$ -ого порядка. Рассчитанная в соответствии с данными выражениями длина свободного пробега волны представлена на рис. 1(б) кривой 1. Очевидно, что ее спектральное поведение хорошо коррелирует с поведением полной интенсивности поля, прошедшего через рассматриваемую систему. На том же рисунке пунктиром 3 ограничена сверху область параметров задачи, удовлетворяющих критерию Иоффе-Регеля. Видно, что критерий удовлетворяется в узком частотном диапазоне 8 – 19 ГГц, указывая на связь максимальных значений ослабления интенсивности излучения с волновой локализацией.

Оценка частотного диапазона, в котором может наблюдаться сильная локализация излучения может быть дана на основе непосредственного определения локализационной длины, например, исходя из приближений теории эффективной среды. В рамках этой теории дискретная случайная среда представляется в виде сплошной, обладающей даже в отсутствие тепловых потерь комплексным показателем преломления, мнимая часть которого описывает уменьшение когерентной составляющей интенсивности поля в процессе распространения. С

использованием данных понятий локализационная длина в двумерной задаче может быть представлена в виде [7]:

$$l_{loc} = l_s \exp\left[\frac{\pi}{2} k'_{эфф} l_s\right], \quad (1)$$

где действительная часть волнового числа  $k'_{эфф}$  связана с функцией рассеяния вперед одиночного цилиндра. Результаты расчета, представленные на рис. 1 (б) кривой 2, полностью подтверждают выше сделанные выводы о частотах, на которых наблюдается локализация.

Еще одним аргументом в пользу того, что в ходе моделирования мы имеем дело именно с локализацией Андерсона, является представленная на рис. 2 зависимость усредненного коэффициента прохождения волн через случайную структуру от ее длины, рассчитанная на частоте 15 ГГц. Помимо самого факта экспоненциального убывания указанного коэффициента, свидетельствующего о сильной локализации излучения, определяемое непосредственно из графика значение локализационной длины  $l_{loc}$  находится в хорошем согласии с результатами ее расчета из (1).

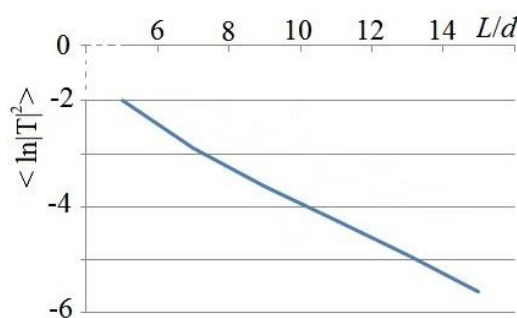


Рисунок 2 – Зависимость усредненного коэффициента пропускания от протяженности структуры.

1. Anderson P.W. Absence of Diffusion in Certain Random Lattices // Phys. Rev. 1958. Vol. 109. P. 1492-1505.
2. John S. Electromagnetic Absorption in a Disordered Medium near a Photon Mobility Edge // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 2169-2172.
3. Anderson P.W. The question of classical localization: a theory of white paint? // Phil. Mag. B. 1985. Vol. 52. P. 505-509.
4. Ларкин А.И., Хмельницкий Д.Е. Андерсоновская локализация и аномальное магнетосопротивление при низких температурах // УФН. 1982. Т.136. 536-538.
5. Barabanenkov Yu., Kravtsov Yu., Ozrin V., Saichev A. Enhanced backscattering in optics / In *Progress in Optics*. Amsterdam, The Netherlands: North-Holland. 1991. Vol.29.
6. Van Albada M.P., Lagendijk A. Observation of Weak Localization of Light in a Random Medium // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 2692-2695.
7. Sheng P. Introduction to Wave Scattering, Localization, and Mesoscopic Phenomena. Berlin: Springer, 2006. 333p.
8. Ветлужский А.Ю. Локализация излучения в двумерных случайных средах конечной протяженности // ЖЭТФ. Т. 136. № 2. 2009. С. 356 -361.

# ОЦЕНКА ЗНАЧЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК ИСТОЧНИКОВ И ПРИЕМНИКОВ, НЕОБХОДИМЫХ ДЛЯ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ НА РАССЕЯННОМ ИЗЛУЧЕНИИ В АТМОСФЕРЕ

Тарасенков М.В., Познахарев Е.С., Белов В.В.

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия

e-mail: [belov@iao.ru](mailto:belov@iao.ru), [tmv@iao.ru](mailto:tmv@iao.ru), [724\\_pes1992@iao.ru](mailto:724_pes1992@iao.ru)

Ключевые слова: оптическая бистатическая связь, атмосферный канал.

Рассматривается атмосферный канал оптической связи вне прямой видимости. Оценивается предельная скорость передачи информации и минимальное отношение мощности источника к предельной чувствительности приемной системы, при которых связь возможна.

## Введение

Оптическая связь в атмосфере – это один из способов передачи информации по открытому атмосферному каналу. Можно выделить следующие схемы каналов атмосферной оптической связи:

- 1) связь в пределах прямой видимости источника приемником,
- 2) многоадресная связь вне пределов прямой видимости.

Связь в пределах прямой видимости имеет меньшие требования к мощности аппаратуры, меньшую вероятность ошибок и большую скорость передачи информации, чем системы связи вне прямой видимости. Однако возможны прерывания сигнала, вызванные наличием препятствия. Кроме того, на больших базовых расстояниях возникает проблема направления излучения источника в апертуру приемника.

Многоадресная связь вне прямой видимости может применяться при больших базовых расстояниях (от сотен метров до сотен километров). Аппаратурная реализация такой оптической связи имеет существенную специфику. Во-первых, для этой схемы связи характерны высокие требования к приемо-передающей системе – необходимы мощные источники и чувствительные приемники. Во-вторых, уровень принимаемого сигнала низкий, поэтому связь необходимо осуществлять в ночное время, либо на длинах волн, где мал солнечный фон (длины волн 0.2-0.32 мкм) и, как правило, с использованием узкополосных оптических фильтров. В-третьих, уровень сигнала, а также максимальная скорость передачи информации существенно зависят от погодных условий. В связи с актуальностью создания систем связи построенных по этой схеме в ИОА СО РАН ведутся многолетние теоретические и экспериментальные исследования возможностей ее реализации [1-3]. В экспериментах [3] показана возможность осуществления связи на базовые расстояния до 70 км в видимом

диапазоне длин волн. В работах [4-7] приведены результаты теоретических и аналогичных экспериментальных исследований, полученных для значительно меньших расстояний (не превышающих 4 км).

Рассмотрим результаты выполненных нами теоретических исследований, связанных с передаточными свойствами атмосферных каналов бистатической оптической связи.

### Постановка задачи и метод решения

Задача анализа канала сводится к расчету и анализу импульсной реакции (или переходной характеристики) канала связи  $h(t)$  – реакции как линейной системы на входящий  $\delta(t)$  – импульс.

Определение импульсной реакции атмосферного канала осуществляется в следующей постановке (рисунок 1). В начале координат на земной поверхности располагается точечный источник излучения с координатами  $(0,0,0)$ , с расходимостью луча  $\nu_0$  и ориентированный в направлении  $\omega_0$  в плоскости  $Syz$ , под зенитным углом  $\theta_0$ . На базовом расстоянии  $Y_N$  под углом  $\alpha$  от плоскости  $Syz$  на земной поверхности располагается приемная система. Оптическая ось приемной системы ориентирована в точку  $I$  на оси излучения источника, расположенную на высоте  $H$  от поверхности Земли. Зенитный угол оптической оси приемной системы  $\theta_d$ , угол ее поля зрения -  $\nu_d$ . Требуется определить импульсную реакцию канала для заданных условий его формирования.

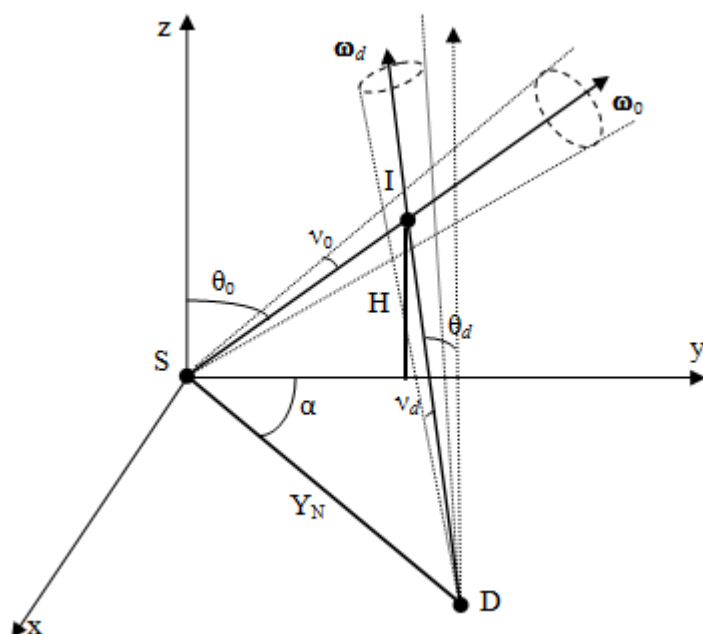


Рисунок 1 - Геометрическая схема атмосферной линии связи вне прямой видимости

Расчет импульсной реакции атмосферного канала связи выполнялся разработанной нами программой на основе метода Монте-Карло с модифицированными двойными локальными оценками в точках столкновения [8]. Тестирование алгоритма выполнялось в работе [9].

### Результаты расчетов

Выполненные многочисленные расчеты для ситуаций, когда  $\alpha > 0^\circ$  показывают, что при  $\alpha > 10^\circ$  наблюдается резкое уменьшение мощности принимаемого сигнала. Максимум импульсной реакции убывает в несколько раз даже при отклонении точки приемника от оси источника в  $\alpha = 10^\circ$  по сравнению с ситуацией, когда  $\alpha = 0^\circ$ . Поэтому данный тип связи будет эффективен только при небольших углах  $\alpha$ .

В связи с вышесказанным, рассмотрим следующие оптико-геометрические условия: длины волн  $\lambda = 0.3, 0.5, 0.9$  мкм; метеорологические дальности видимости  $S_M = 10, 50$  км. Оптические параметры безоблачной аэрозольно-газовой атмосферы задавались генератором оптических моделей на основе LOWTRAN-7 [10], для указанных  $S_M$ . Зенитные углы источника  $\theta_0 = 0, 85^\circ$ ; расходимость источника  $\nu_0 = 0.0034^\circ$ ; базовое расстояние  $Y_N = 0.5-50$  км; угол  $\alpha = 0^\circ$ ; зенитный угол оси приемника  $\theta_d = 85^\circ$ ; угол поля зрения  $\nu_d = 2^\circ$ . Примеры результатов расчетов значений максимумов импульсной реакции  $h_{max}$  приведены на рисунке 2.

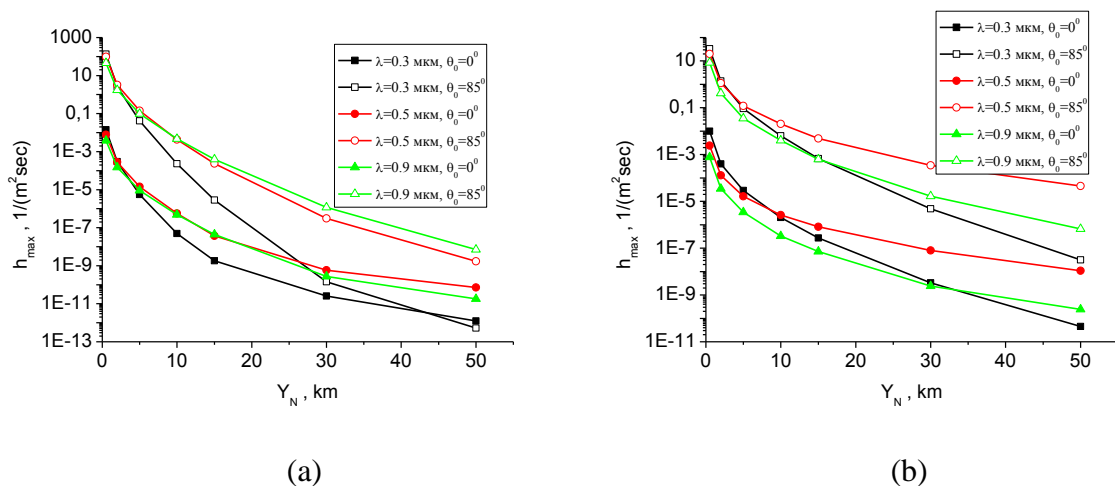


Рисунок 2 - Максимумы импульсной реакции  $h_{max}(Y_N)$  при (a) –  $S_M = 10$  км,  $\alpha = 0^\circ, \theta_d = 85^\circ$ ;  
(b) -  $S_M = 50$  км,  $\alpha = 0^\circ, \theta_d = 85^\circ$

Выполненный анализ зависимости  $h_{max}$  от оптико-геометрических условий формирования канала связи показывает, что при небольших базовых расстояниях  $Y_N$  (2-3 км) при прочих равных условиях  $h_{max}$  максимально при  $\lambda = 0.3$  мкм. Для больших  $Y_N$  и низкой мутности среды ( $S_M = 50$  км)  $h_{max}$  наибольшее при  $\lambda = 0.5$  мкм. При высокой мутности атмосферы ( $S_M = 10$  км)

поведение  $h_{\max}$  более сложное. При  $Y_N=2-10$  км  $h_{\max}$  наибольшее при  $\lambda=0.5$  мкм, но если  $Y_N>10$  км  $h_{\max}$  наибольшее при  $\lambda=0.9$  мкм (рисунок 2а).

Причина такой зависимости значений  $h_{\max}$  от варьируемых параметров состоит в том, что на длине волны  $\lambda=0.3$  мкм более интенсивно влияние процесса рассеяния излучения, но и наибольшее (по сравнению с другими длинами волн) влияние ослабления излучения (что вызвано в первую очередь поглощением излучения озоном), что приводит на больших базовых расстояниях к резкому уменьшению мощности принимаемого сигнала. Что касается длин волн 0.5 мкм и 0.9 мкм, то для первой длины волны по сравнению со второй при высокой мутности атмосферы выше влияние рассеяния и ослабления, но меньше влияние поглощения (в силу наличия при  $\lambda=0.9$  мкм поглощения излучения водяным паром). Это приводит к тому, что на больших базовых расстояниях, вследствие большего влияния ослабления излучения на длине волны 0.5 мкм при высокой мутности атмосферы, принимаемое излучение оказывается меньше, чем при  $\lambda=0.9$  мкм.

Анализ зависимости  $h_{\max}$  от  $S_M$  показывает, что при небольших значениях  $Y_N$  (от 0.5 до 10 км)  $h_{\max}$  выше при  $S_M=10$  км, но для больших  $Y_N$  наоборот. Это связано с тем, что с ростом влияния рассеяния излучения в атмосфере при малых базовых расстояниях сигнал растет, но также растет и влияние ослабления излучения. Как результат при больших значениях  $Y_N$  ослабление излучения сильнее уменьшает принимаемый сигнал, чем рассеянное излучение его увеличивает.

1. Борисов Б.Д., Белов В.В. Влияние погодных условий на параметры короткого лазерного импульса, отраженного атмосферой // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 24, № 04. С. 263-268.
2. Белов В.В., Тарасенков М.В., Абрамочкин В.Н., Иванов В.В., Федосов А.В., Троицкий В.О., Шиянов Д.В. Атмосферные бистатистические каналы связи с рассеянием. Часть 1. Методы исследования // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 04. С. 261-267.
3. 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.
4. Linchao Liao, Robert J. Drost, Zening Li, Tian Lang, Brian M. Sadler, Gang Chen. Long-distance non-line-of-sight ultraviolet communication channel analysis: experimentation and modelling // IET Optoelectronics. 2015. Vol. 9. № 5. P. 223 – 231.
5. Tian Lang, Crystal Han, Juan Marquez, Gang Chen. Overwater ultraviolet non-line-of-sight communication channel modeling and analysis // Proc. of SPIE. 2017. Vol. 10408. 1040805.
6. Heng Qin, Yong Zuo, Dong Zhang, Yinghui Li, and Jian Wu. Received response based heuristic LDPC code for short-range non-line-of-sight ultraviolet communication // Optics Express. 2017. Vol. 25. № 5. P. 5018-5030.



7. Peng Song, Xianli Zhou, Fei Song, Caixia Su, and Anxiang Wang. Performance analysis of UV multiple-scatter communication system with height difference // *Applied Optics*. 2017. Vol. 56, № 32. P. 8908-8916.

8. Тарасенков М.В., Белов В.В. Сравнение трудоемкости алгоритмов статистического моделирования импульсной реакции канала бистатической лазерной связи на рассеянном излучении и бистатического лазерного зондирования // *Вычислительные технологии*. 2017. Т. 22. № 3. С. 91-102.

9. Белов В.В., Тарасенков М.В. Три алгоритма статистического моделирования в задачах оптической связи на рассеянном излучении и бистатического зондирования // *Оптика атмосферы и океана*. 2016. Т. 29. № 5. С. 397–403.

10. Kneizys F.X., Shettle E.P., Anderson G.P., Abreu L.W., Chetwynd J.H., Selby J.E.A., Clough S.A., Gallery W.O. User Guide to LOWTRAN-7. ARGL-TR-86-0177. ERP 1010. Hansom AFB. MA 01731, 1988. 137p.

# ДАТЧИК ВОЛНОВОГО ФРОНТА ШЭКА-ГАРТМАНА ДЛЯ ОДНОВРЕМЕННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ, ПАРАМЕТРА ФРИДА И СКОРОСТИ ВЕТРА

Большасова Л.А.<sup>1,2</sup> Грицуга А. Н.<sup>1,2</sup> Лавринов В.В.<sup>1</sup>, Лукин В.П.<sup>1</sup>, Копылов Е.А.<sup>1</sup>, Селин А.А.<sup>1</sup>,  
Соин Е.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

<sup>2</sup>Томский государственный университет, Томск, Россия

e-mail: sla@iao.ru, gan@iao.ru, lvv@iao.ru, kea@iao.ru, lukin@iao.ru

Ключевые слова: датчик волнового фронта, адаптивная оптика.

Аннотация. Временное запаздывание адаптивной оптической системы работающей в атмосфере приводит к существенному ухудшению эффективности коррекции турбулентных искажений. Одним из методов решения данной проблемы является применения алгоритмов прогноза основанного на гипотезе «замороженности» путем анализа эволюции фазовых флуктуаций. Для этого необходимо обеспечить одновременное измерение не только фазовых искажений волнового фронта излучения, но и уровня турбулентности и скорости ветра. В работе представлены результаты разработки и испытания датчика волнового фронта Шэка-Гартмана обеспечивающего, кроме измерений фазовых флуктуаций, одновременное определение параметра Фрида и скорости ветра. Испытания датчика выполнены совместно акустическими измерениями скорости ветра и структурной постоянной показателя преломления, а также в системе адаптивной оптики в лабораторных условиях.

## Введение

Для эффективной адаптивной коррекции турбулентных искажений необходимо учитывать конечное пространственно–временное разрешение системы адаптивной оптики, то есть возможность формировать и реализовывать управление корректируемым волновым фронтом излучения с заданным быстродействием и в рамках конечного диапазона пространственных масштабов. Пространственное разрешение адаптивной системы определяется ее ключевыми элементами. Временное разрешение зависит, с одной стороны, от рабочей полосы частот электронных, механических и оптических элементов системы, а с другой – от алгоритма управления. В связи, с чем улучшить временное разрешение адаптивной системы можно за счет оптимизации алгоритма управления адаптивной коррекцией. В последние годы интенсивно развивается направление использования прогностических методов для адаптивных оптических систем [1-2]. Один из подходов прогноза состояния волнового фронта в следующий момент времени основывается на гипотезе замороженности путем анализа динамики изменения турбулентности или эволюции фазовых флуктуаций, путем измерения параметров турбулентности и поперечной составляющей скорости ветра, вычисленных из данных датчика волнового фронта (ДВФ) Шэка–Гартмана [3-4].

В представленной работе практически реализован такой датчик волнового фронта Шэка-Гартманна обеспечивающий, кроме классических измерений фазовых флуктуаций, одновременное определение параметра Фрида и скорости ветра.

### Конструкция и принцип работы ДВФ

Внешний вид разработанного датчика волнового фронта Шэка-Гартманна в системе адаптивной оптики представлен на рисунке 1. Конструкция ДВФ по каркасной системе Thorlabs позволяет легко сопрягать с другими элементами адаптивной оптической системы и гарантирует, что оптические элементы, размещенные внутри каркасной системы, имеют общую оптическую ось.

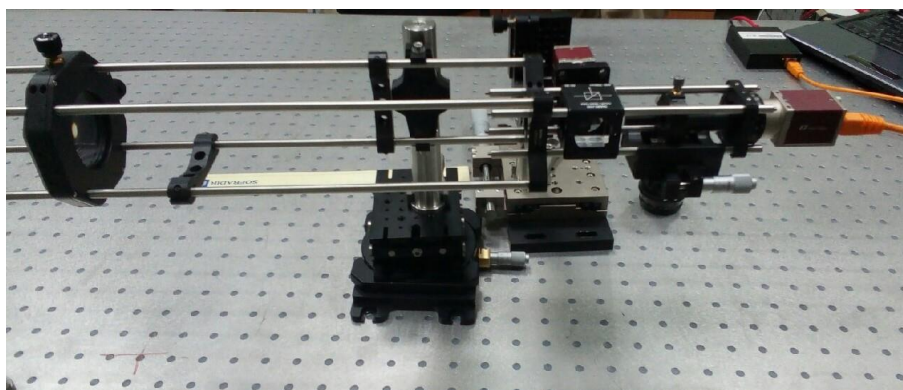


Рисунок 1 - Внешний вид разработанного датчика волнового фронта Шэка-Гартманна (справа) для измерения фазовых искажений волнового фронта, скорости ветра и параметра Фрида в адаптивной оптической системе коррекции флуктуаций лазерного излучения

Определение параметра Фрида ДВФ Ш-Г базируется на дифференциальном методе дрожания изображения лазерного пучка. Из гартманнограммы определяется разностная дисперсия дрожания на двух субапертурах датчика:

$$\sigma_{l,t}^2 = K_{l,t} \lambda^2 D^{-1/3} r_0^{-5/3} \quad (1)$$

где  $\sigma_{l,t}^2$  - дисперсия дрожания излучения в продольном и поперечном направлении,  $\lambda$  - длина волны излучения,  $D$  - размер субапертуры,  $r_0$  - параметр Фрида. Поскольку ДВФ измеряет  $G$  – наклоны, то перпендикулярная и продольная составляющие дрожания определяются следующим образом [5]:

$$K_l = 0.340(1 - 0.570b^{-1/3} - 0.040b^{-7/3}) \quad (2)$$

$$K_t = 0.340(1 - 0.855b^{-1/3} - 0.030b^{-7/3}) \quad (3)$$

где коэффициент  $b = d/D$ ,  $d$  - расстояние между субапертурами. Физические основы метода достаточно подробно изложены в работе [5-6].

Алгоритмы оценки скорости ветра по гартмонограмме интенсивно разрабатывались в последние годы, их обзор представлен в работе [7]. Здесь используется следующее представление:

$$V = \frac{d}{\Delta t \cos \theta A d_{mc}} \left( AD^{-1/3} - \frac{\sigma^2}{2f^2 LC_n^2} \right)^{-3} \quad (4)$$

где L- длина трассы, k- волновое число излучения, Cn2 - структурная постоянная показателя преломления атмосферы. Подробное описание алгоритма реализованного в данном измерителе можно найти в работе [8].

В таблице 1 суммируются характеристики сконструированного ДВФ. При этом возможна замена микролинзового растра, требуемые характеристики которого определяются пространственным спектром искажений волнового фронта. Диапазон измеряемых значений радиуса когерентности атмосферы также связан с размером микролинз растра, и определяется угловыми полем зрения датчика или максимальными регистрируемыми угловыми смещениями изображения датчика волнового фронта.

Таблица 1. Характеристики ДВФ

Оптическая часть	
Коллимирующая линза	
Диаметр, мм	12
Микролинзовый растр	
Диаметр, мм	12
Период, мкм	259, 518
Число микролинз	18*18
Фокусное расстояние, мкм	8500
Приемник излучения	
Модель	Мако G-030
Размер пикселя, мкм	7.4
Разрешение	480 x 480
Скорость кадров, к/сек	309

Испытание ДВФ было проведено с одновременными измерениями акустическим методом скорости ветра и структурной характеристики показателя преломления. А также в контуре адаптивной оптической системы для измерений фазовых флуктуаций лазерного излучения (рис.1).

## Заключение

В результате экспериментальных исследований была доказана работоспособность созданного датчика волнового фронта, обеспечивающего, кроме классических измерений фазовых флуктуаций, одновременное определение параметра Фрида и скорости ветра.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, грант № 17-79-20077.

1. *Cyril Petit, Jean-Marc Conan, Caroline Kulcsár, Henri-Francois Raynaud, and Thierry Fusco* First laboratory validation of vibration filtering with LQG control law for Adaptive Optics// *Opt. Express*. 2008. V.16, P. 87-97 *Osborn, J. ,*

2. *Guzman, D., De Cos Juez, F.J., Basden, A.G., Morris, T.J., Gendron, E., Butterley, T., Myers, R.M., Guesalaga, A., Sanchez Lasheras, F., Gomez Victoria, M., Sánchez Rodríguez, M.L., Grataadour, D. & Rousset, G.* Open loop tomography with artificial neural networks on CANARY: on-sky results. // *MNRAS*. 2014. V. 441 № 3: P. 2508-2514.

3. *Антошкин Л.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П.* Методы опережающего формирования фазовой поверхности на основе измерений датчика Шэка-Гартмана. // *Оптика атмосферы и океана*. 2011. Т. 24. № 11. С. 979-984

4. *Paolo Massioni, Luc Gilles, Brent Ellerbroek* Adaptive distributed Kalman filtering with wind estimation for astronomical adaptive optics // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2015. V. 32. P. 2353-2364

5. *Tokovinin A.* From Differential Image Motion to Seeing // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 2002. V. 114. P. 1156–1166

6. *Tokovinin A. Kornilov V.* Accurate seeing measurements with MASS and DIMM. // *MNRAS* - 2007. Vol.381. P. 1179-1189

7. *Roopashree Mysore Basavaraju, Vyas Akondi, Budihal Raghavendra Prasad* A review of atmospheric wind speed measurement techniques with Shack Hartmann wavefront imaging sensor in adaptive optics// *Journal of the Indian Institute of Science* 2013. V. 93 № 1 P. 67-84

8. *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.

# ПРИЧИНА ПОТЕРИ ЭФФЕКТИВНОСТИ АДАПТИВНОЙ ФАЗОВОЙ КОРРЕКЦИИ В УСЛОВИЯХ «СИЛЬНЫХ» ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Н.Н. Ботыгина, О.Н. Емалеев, В.В. Лавринов, В.П. Лукин, А.А. Селин

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

[bnn@iao.ru](mailto:bnn@iao.ru), [eon@iao.ru](mailto:eon@iao.ru), [lvv@iao.ru](mailto:lvv@iao.ru), [luкин@iao.ru](mailto:luкин@iao.ru), [selinanton28@gmail.com](mailto:selinanton28@gmail.com)

Ключевые слова: амплитудные и фазовые флуктуации, коррекция, датчик волнового фронта

По данным экспериментов, выполненных, как на горизонтальных, так и на вертикальных атмосферных трассах, было обнаружено, что, когда радиус когерентности в оптической волне становится меньше первой зоны Френеля, флуктуации интенсивности начинают влиять на данные фазовых измерений. Это приводит к тому, что основной измеритель системы АО – датчик Гартмана – при наличии глубокой амплитудной модуляции уже не обеспечивает правильность измерений распределения фазы. На основе изучения поведения модовых составляющих фазовых флуктуаций, восстановленных по данным измерений при различных режимах работы, было обнаружено, что, в первую очередь, подвергаются искажениям низшие моды разложения фазовых флуктуаций – наклоны, дефокусировка, и, как показывает, анализ эти моды сильно отличаются от классических, соответствующих режиму слабых флуктуаций.

На основе численных расчетов ранее было показано [1-3], что фазово-сопряженная коррекция теряют свою эффективность в условиях, когда начинают проявляться существенные флуктуации интенсивности. На рис. 1 приведено поведение параметра Штреля на протяженной трассе, при этом режимы работы системы приведены на врезке в рисунок путем указания уровня дисперсии флуктуаций интенсивности.

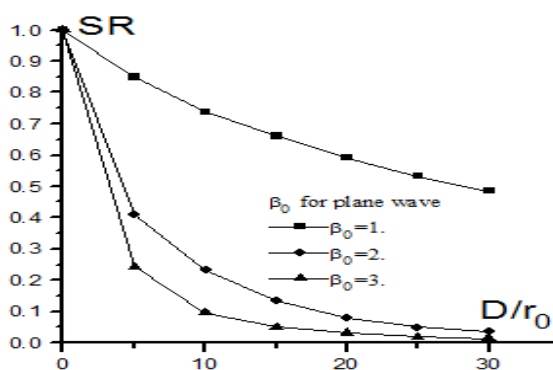


Рисунок 1 – Поведение параметра Штреля в зависимости от диаметра приемного телескопа, формирующего изображение (или размера пучка фокусирующего излучение) на протяженной трассе при различных режимах работы. Значение диаметра приемного телескопа нормировано на радиус когерентности.

Наши недавние расчеты [4] подтвердили ранее сделанные выводы и более того показали, что с ростом уровня флуктуаций теряет свою эффективность, как фазовая коррекция, так и метод, основанный на обращении волнового фронта.

Эксперименты с макетами систем АО проводились нами в течении нескольких лет на протяженных вертикальных и горизонтальных атмосферных трассах. Измерения, выполненные с помощью ДВФ в приземном слое атмосферы, показали, что помимо сезонного, отмечаемого в работе [5] группы атмосферной акустики ИОА СО РАН, и суточного ходов имеет место быстрая изменчивость интенсивности турбулентности, что приводит к изменчивости ее интегрального значения даже на протяженных [6, 7] трассах (рис.2).

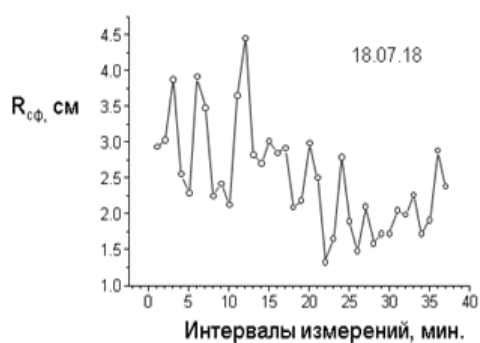


Рисунок 2 – Временная изменчивость радиуса когерентности на приземной атмосферной трассе длиной 2 км.

В подобных измерениях для неоднородных (наклонных, вертикальных) атмосферных трасс, выполненных с использованием Большого солнечного вакуумного телескопа (БСВТ), были получены многочисленные данные (рис.3) по величине радиуса когерентности. Эти измерения были выполнены [8, 9] с помощью датчика волнового фронта (ДВФ).

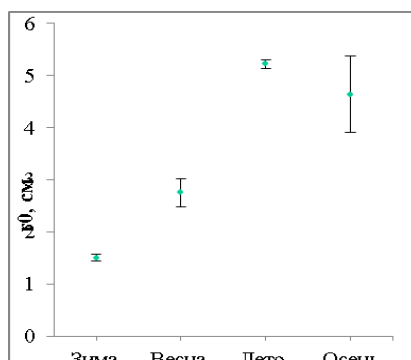


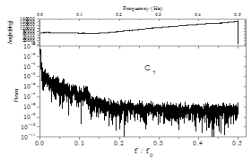
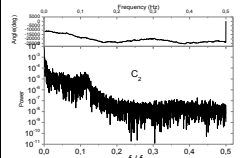
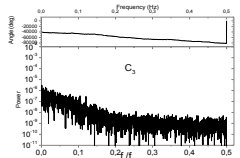
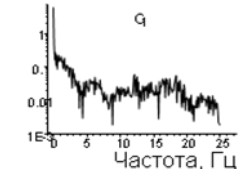

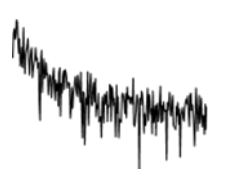
Рисунок 3 – Сезонное изменение радиуса Фрида, полученные с помощью ДВФ, установленного на БСВТ.

Как видно из рис.3, имеет место довольно резкий сезонный ход уровня интегральной турбулентности на наклонных астрономических трассах: для лета радиус когерентности составляет в среднем 4.6 см, а для зимы – 1.5 см.

Далее было проведено сравнение поведения измеренных модовых составляющих фазовых искажений при слабых и сильных флуктуациях интенсивности, которое показало, что

появление флуктуаций интенсивности приводит к паразитной модуляции спектров низших мод, что обуславливает потерю эффективности фазовой коррекции. По данным наших экспериментов, выполненных, как на горизонтальных, так и на вертикальных атмосферных трассах, было обнаружено, что, когда радиус когерентности в оптической волне становится меньше первой зоны Френеля, флуктуации интенсивности начинают влиять на данные фазовых измерений. Это приводит к тому, что основной измеритель системы АО – датчик Гартмана – при наличии глубокой амплитудной модуляции уже не обеспечивает правильность измерений распределения фазы. На основе изучения поведения модовых составляющих фазовых флуктуаций, восстановленных по данным измерений при различных режимах работы, было обнаружено, что, в первую очередь, подвергаются искажениям низшие моды разложения фазовых флуктуаций – наклоны, дефокусировка и астигматизм, и эти моды сильно отличаются от классических, соответствующих режиму слабых флуктуаций (Таблица 1).

Таблица 1. Сравнение модовых составляющих при слабых флуктуациях и в условиях сильных флуктуаций.

Среднее значение радиуса когерентности	Тип трассы, размер первой зоны Френеля	Спектральная плотность моды C1 – наклон по оси X	Спектральная плотность моды C2 – наклон по оси Y	Спектральная плотность моды C3 – дефокусировка
5.2 см	Вертикальная трасса, зона Френеля равна зимой 3.3 см, летом – 3.7 см			
2.5 см	Горизонтальная трасса, зона Френеля равна 4 см			

В датчике Гартмана информация о флуктуациях фазы определяется из положений центров тяжести системы фокальных пятен. В условиях слабых флуктуаций интенсивности эти величины измеряются с высокой точностью (доли пикселя). Глубокая амплитудная модуляция обуславливает сильные флуктуации освещенности отдельных пятен, вплоть до их полного замирания, что приводит к потере информативности сигнала.

Также был выполнен (рис.4) анализ [4] распределения освещенности фокальных картин датчика Гартмана при использовании различных пороговых значений освещенности, вплоть до значения в 1.5 от фонового. Данные эксперимента следующие: частота кадров – 50 к/с, время



экспозиции кадра – 2 мс, длительность реализации – 10 с. Длина волны излучения – 0,81 мкм, длина трассы – 2 км. Измерения проводились 18.07.2018 в 8:31.

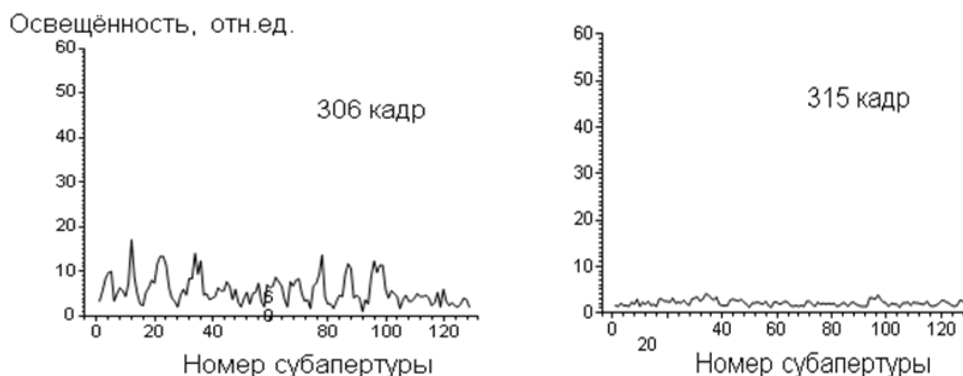


Рисунок 4 – Последовательность освещенности фокальных пятен в апертуре ДВФ при различных уровнях пороговых значений.

### Заключение

Безусловно, работа системы АО в области сильных флуктуаций в настоящее время остается нерешенной проблемой. В место с тем, нами был выработан и предложен в качестве одного из методов борьбы с влиянием мерцаний – метод отбора по использованию для восстановления фазы данных только с «хороших» субапертур, которые имеют достаточный уровень освещенности.

Также для борьбы с влиянием амплитудных флуктуаций возможно использование многокаскадной фазовой коррекции [10] с применением нефазовых датчиков для измерения флуктуаций общего наклона и дефокусировки волнового фронта

1. *Lukin V.P., Fortes B.V.* Estimation of turbulent degradation and required spatial resolution of adaptive systems // Remote Sensing. Proc.SPIE. 1998. V.3494. pp.191-202.
2. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* Адаптивная коррекция сфокусированного пучка в условиях сильных флуктуаций интенсивности // Оптика атмосферы и океана. 2000. Т.13. No.5. с.515-520.
3. *Lukin V.P., Fortes B.V.* Phase-correction of turbulent distortions of an optical wave propagating under strong intensity fluctuations // Applied Optics. 2002. V.41. No.27. pp.5616-5624.
4. *Коняев П.А., Лукин В.П., Канев Ф.Ю., Веретехин И.Д.* Ограничения алгоритма фазового сопряжения, возникающие при компенсации атмосферных искажений и особенности применения обращения волнового фронта // Тезисы докладов рабочей группы «Аэрозоли Сибири». 2018. С.119. Томск. Россия.
5. *Одинцов С.Л., Гладких В.А., Камардин А.П., Мамышев В.П., Невзорова И.В.* Оценки влияния турбулентности и регулярной рефракции на характеристики лазерного пучка в пограничном слое атмосферы. Часть 1. Радиус когерентности и турбулентное уширение лазерного пучка. // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т.31. №9. С.698–705.
6. *Kopylov E.A., Lavrinov V.V., Lukin V.P., Selin A.A.* Methods of image correction formed on horizontal long paths // Proc. SPIE. 2018. V.10677. 10677-65. doi: 10.1117/12.2309327.

7. *Lukin V.P., Lavrinov V.V., Kopylov E.A., Selin A.A.* Adaptive image correction for long-path propagation // IEEE Proc. ICLO 2018. 8435596. DOI: 10.1109/LO.2018.8435596
8. *Botygina N.N., Emaleev O.N., Konyaev P.A., Kopylov E.A., Lukin V.P.* The development of the elements for creating adaptive optics system for solar telescope // J. Appl. Remote Sensing. 2018. 12(4). 042403. doi.org/10.1117/1.JRS.12.042403.
9. *Botygina N.N., Emaleev O.N., Konyaev P.A., Kopylov E.A., Lukin V.P.* Development of elements for an adaptive optics system for solar telescope // Proc. SPIE. 2018. V.10703. 107032P.
10. *Лукин В.П.* Адаптивная коррекция изображения для некогерентного источника-объекта // Квантовая электроника. 2019. Т.49. №2. С.192-198.

ПОРОГИ БЕЗРЕЗОНАТОРНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В РАСТВОРАХ Р6Ж С  
МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ АГЛОМЕРИРОВАННЫМИ  
НАНОЧАСТИЦАМИ

Землянов Ал.А.<sup>1,2</sup>, Рямбов Р.В.<sup>2</sup>, Трифонова А.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

E-mail: [zeml1616@mail.ru](mailto:zeml1616@mail.ru), [ryambovroman@mail.ru](mailto:ryambovroman@mail.ru), [boosind@yandex.ru](mailto:boosind@yandex.ru)

Ключевые слова: безрезонаторная генерация, металлические и диэлектрические наночастицы, агломераты, краситель Р6Ж

Проведено сравнение порогов лазерной генерации в активной среде с агломерированными наночастицами металлической и диэлектрической природы. Замечено, что в диапазоне концентраций частиц  $2 \cdot 10^{-2}\%$  —  $3 \cdot 10^{-1}\%$  объемной доли пороги генерации у растворов с металлическими наночастицами на порядок меньше чем у растворов с диэлектрическими наночастицами. Также показан диапазон оптимальной концентрации для растворов с металлическими наночастицами для эффективной генерации.

# ВЛИЯНИЕ ЗАКРУТКИ ПОТОКА НА СТАБИЛИЗАЦИЮ ПЛАМЕНИ ПРИ НИЗКИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Матвиенко О.В.<sup>1,2</sup>, Асеева А.Е.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный университет, Россия

<sup>2</sup>Томский государственный архитектурно-строительный университет, Россия

<sup>3</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Томск, Россия

[matvolegv@mail.ru](mailto:matvolegv@mail.ru), [alena.aseeva.93@mail.ru](mailto:alena.aseeva.93@mail.ru)

Ключевые слова: горение, закрученные потоки, стабилизация пламени, турбулентность, математическое моделирование.

В работе проводится анализ условий стабилизации пламени в канале при умеренной закрутке потока и малых числах Рейнольдса. Исследовано влияние закрутки на структуру пламени и локализацию зоны горения, определены условия срыва пламени в потоках с умеренной закруткой потока.

Задача обеспечения устойчивого сжигания газов в компактной зоне горения при наличии тепловых потерь на стенках требует не только уменьшения длины предпламенной зоны, но и создания условий, обеспечивающих саму возможность существования пламени. В этой связи достаточно привлекательным выглядит использование в теплообменных и горелочных устройствах потоков с закруткой [1].

Ниже рассматриваются условия устойчивости стационарного фронта пламени в потоке с умеренной закруткой течения. Под умеренной закруткой понимается такая закрутка потока, которая приводит к появлению значительных градиентов скорости, так что отношение минимальной скорости в сечении к максимальному  $u_{\min}/u_{\max} \ll 1$ , однако рециркуляционные зоны еще не образуются.

Для описания поля течения в цилиндрическом канале используются двумерные осесимметричные уравнения Рейнольдса, записанные относительно осредненных по времени составляющих скорости:  $u$ ,  $v$ ,  $w$  и давления  $p$  [2]:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u v r}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu_{\text{eff}} \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} - 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} \right) \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \mu_{\text{eff}} r \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v^2 r}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \mu_{\text{eff}} r \left( 2 \frac{\partial v}{\partial r} - 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial v r}{\partial r} \right) \right) \right] - 2 \frac{\mu_{\text{eff}} v}{r^2} + \frac{\rho w^2}{r}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho u w}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v w r}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu_{\text{eff}} \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \mu_{\text{тп}} r^3 \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{w}{r} \right) \right] - \frac{\rho v w}{r}. \quad (4)$$

Исследования характеристик турбулентности осуществлялось с использованием модели Ментера SST (Shear Stress Transport) [3]. Для определения характеристик параметров турбулентности используются уравнения:

$$\frac{\partial \rho u k}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v k r}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) r \frac{\partial k}{\partial r} \right] + F_2 \tilde{G} - C_\mu \rho \omega k - F_3, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u \omega}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v \omega r}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) r \frac{\partial \omega}{\partial r} \right] + \\ + \left( \frac{C_\beta}{C_\mu} - \frac{\sigma_\omega}{\sqrt{C_\mu}} \chi^2 \right) \frac{\rho}{\mu_t} F_2 \tilde{G} - C_\beta \rho \omega^2 + (1 - F_1) C_{k\omega} - F_4. \end{aligned} \quad (6)$$

В качестве топлива рассматривалась стехиометрическая смесь метана с воздухом. Для описания процесса горения помимо уравнения энергии использовались уравнения сохранения массы компонентов  $O_2$ ,  $CH_4$ ,  $CO_2$ ,  $N_2$  с учетом протекания в потоке необратимой экзотермической химической реакции:  $CH_4 + 2O_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O + Q$ . Для описания процесса горения использовались уравнения теплопроводности и диффузии реагентов с учетом протекания в потоке химической реакции, а также уравнение состояния:

$$c_p \left( \frac{\partial \rho u T}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r T}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \lambda_{\text{eff}} r \frac{\partial T}{\partial r} \right] + Q < \Phi >, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho u M_{fl}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r M_{fl}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho D_{\text{eff}} \frac{\partial M_{fl}}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \rho D_{\text{eff}} r \frac{\partial M_{fl}}{\partial r} \right] - 0.5 \frac{W_{fl}}{W_{ox}} < \Phi >, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho u M_{ox}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r M_{ox}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho D_{\text{eff}} \frac{\partial M_{ox}}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \rho D_{\text{eff}} r \frac{\partial M_{ox}}{\partial r} \right] - < \Phi >, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho u M_{pr}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r M_{pr}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho D_{\text{eff}} \frac{\partial M_{pr}}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \rho D_{\text{eff}} r \frac{\partial M_{pr}}{\partial r} \right] + 0.5 \frac{W_{pr}}{W_{ox}} < \Phi >, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho u M_{in}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v r M_{in}}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho D_{\text{eff}} \frac{\partial M_{in}}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \rho D_{\text{eff}} r \frac{\partial M_{in}}{\partial r} \right], \quad (11)$$

$$\rho = \frac{p}{RT} \left( \frac{M_{fl}}{W_{fl}} + \frac{M_{ox}}{W_{ox}} + \frac{M_{pr}}{W_{pr}} + \frac{M_{in}}{W_{in}} \right)^{-1}, \quad (12)$$

где  $< \Phi >$  – осредненная скорость химической реакции.

Горение в турбулентных диффузионных пламенах определяется как химической кинетикой, так и процессами турбулентного смешения. В качестве критерия, характеризующего режим горения можно использовать турбулентное число Дамкелера [4]:

$$Da = K\rho \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \frac{k}{\varepsilon}. \quad (13)$$

Если  $Da \leq 1$ , химическое реагирование определяется аррениусовской кинетикой, в противоположном случае – процессами турбулентного смешения [5]. Таким образом, скорость химической реакции  $\Phi$  можно представить в виде:

$$\Phi = \begin{cases} k_0 \rho^2 M_{ox} M_{fl} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), & Da \leq 1 \\ B \rho^2 \min[M_{ox}, 2M_{fl}] \frac{\varepsilon}{k}, & 1 < Da. \end{cases} \quad (14)$$

Результаты расчетов показывают, что с увеличением интенсивности закрутки происходит продвижение фронта пламени против потока и стабилизация его на меньшем расстоянии от входа. Для малых значений  $u_{ent}$  градиенты скорости в потоке невелики и не вызывают заметное искривление пламени. Фронт пламени остается плоским практически для любой интенсивности закрутки. Небольшое искривление наблюдается лишь при  $\varphi = 50^\circ$ . При более высоких значениях среднерасходной скорости ( $u_{ent} = 3$  м/с) в случае слабой первоначальной закрутки потока фронт пламени плоский, что связано с относительной однородностью профиля осевой скорости  $u$ . В потоках с умеренной интенсивностью закрутки скорость течения в ядре потока становится сравнимой со скоростью распространения пламени  $S_n$  (формируется, так называемая "удерживающая зона"), в то время как на периферии скорость течения намного превышает скорость распространения пламени  $S_n$ . В результате этого происходит искривление фронта пламени. В этом случае говорить о длине предпламенной зоны применительно ко всему сечению становится невозможным. Однако, поскольку в практических приложениях важной характеристикой является минимальное расстояние от входа в канал до границы пламени, далее при анализе именно эта характеристика будет использована в качестве длины предпламенной зоны  $X_*$ . В случае сильной закрутки потока, когда режим горения определяется поджигающим воздействием горячих продуктов сгорания в рециркуляционной зоне, радиальный перенос тепла становится столь значительным, что фронт пламени вновь становится плоским.

Заметим, что эффект искривления пламени становится заметным при относительно невысоких значениях  $u_{ent}$ . Действительно, в высокоскоростных потоках горение в режиме удерживающей зоны с искривленным фронтом пламени становится неустойчивым, вследствие высоких градиентов скорости. В этом случае устойчивыми являются только два режима – индукционный с большими длинами предпламенной зоны и теплопроводностный, когда горение стабилизируется высокотемпературной рециркуляционной зоной.

Влияние закрутки на стабилизацию горения и положение фронта пламени иллюстрирует рис.1, на котором представлены зависимости  $X_*(\varphi)$  для различных  $u_{ent}$ .

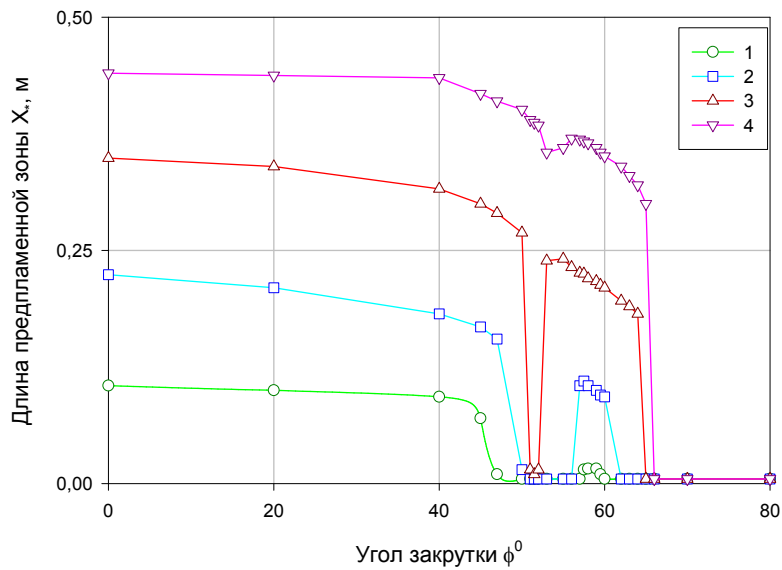


Рисунок 1– Изменение длины предпламенной зоны  $X_*$  с закруткой.

$$T_{ent} = 390 \text{ К: } 1 - u_{ent} = 1 \text{ м/с, } 2 - u_{ent} = 2 \text{ м/с, } 3 - u_{ent} = 3 \text{ м/с, } 4 - u_{ent} = 4 \text{ м/с.}$$

Как видно из рисунка, горение в потоке в зависимости от интенсивности закрутки может осуществляться в различных режимах. Проведем анализ для  $u_{ent} = 3 \text{ м/с}$ . В случае отсутствия закрутки потока, а также для малых  $\varphi < 40^\circ$  горение осуществляется в индукционном режиме, при этом  $X_*$  слабо изменяется с закруткой. Формирование удерживающей зоны в окрестности оси при  $50^\circ < \varphi < 52^\circ$  приводит к искривлению пламени и резкому смещению  $X_*$  к входному сечению. Заметим, что этот режим реализуется в узком диапазоне изменения  $\varphi$ . При  $\varphi > 52^\circ$  искривление пламени превышает максимально допустимую величину, обеспечивающую стабилизацию горения, происходит срыв пламени и горение вновь происходит в режиме отрыва. С формированием зоны возвратных течений при  $\varphi > 53^\circ$  длина предпламенной зоны вновь уменьшается. И при достаточно сильной закрутке ( $\varphi > 60^\circ$ ) рециркуляция становится столь значительной, что горючая смесь в зоне возвратных успевает не только разогреться до температуры горения, но и воспламенить поступающий в канал не прореагировавший газ. Пламя вновь резко смещается ко входу в канал и стабилизируется в окрестности передней кромки рециркуляционной зоны, где скорость течения становится равной по абсолютной величине нормальной скорости распространения пламени. С увеличением  $u_{ent}$ , как уже отмечалось, происходит вырождение режима горения в "удерживающей зоне" (кривые 1 – 4 на рис. 1) и при  $u_{ent} > 5 \text{ м/с}$  зависимость  $X_*(\varphi)$  приобретает монотонный характер.

1. *Гупта А., Лилли Д., Сайред Н.* Закрученные потоки. М.: Мир, 1987.
2. *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1974.
3. *Menter F. R., Rumsey C.L.* Assessment of Two-Equation Turbulence Models for Transonic Flows. // AIAA Paper. 1994. N94-2343.
4. *Warnatz J., Maas U., Dibble R.W.* Combustion. Springer, 1999.
5. *Архипов В.А., Матвиенко О.В., Трофимов В.Ф.* Горение распыленного жидкого топлива в закрученном потоке // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41. № 2. С. 26-37.



## МЕРЫ ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ

Галилейский В. П.<sup>1</sup>, Елизаров А. И.<sup>1,2</sup>, Кокарев Д. В.<sup>1</sup>, Морозов А. М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы СО РАН, 634055, Россия, г. Томск, площадь Академика Зуева, 1

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский Государственный университет

*E-mail: gvp@iao.ru, alex@iao.ru, kd\_v\_02@iao.ru, moroz@iao.ru*

Ключевые слова: обработка изображений, качество изображения, функция резкости, контраст.

В статье рассматриваются различные методы оценки качества изображения. Проведен сравнительный анализ функций резкости как меры качества изображения, при отсутствии эталона для сравнения.

Во многих задачах связанных с обработкой и анализом изображений возникает проблема оценки качества изображения. На конечное качество изображения оказывают влияние как условия регистрации изображения (в основном обусловлено освещением), так и параметры регистрирующей системы (сюда относится и тракт передачи информации). Хотя искажения, вносимые оптической частью системы, могут привести к значительному ухудшению качества изображения, они не рассматриваются в рамках оценки качества изображения. Оптические искажения, относятся, в первую очередь, к задачам оптики, а не к задачам обработки сигналов. Несмотря на большое количество разработанных методов оценки качества изображения, задача является достаточно сложной и не имеющей универсального решения, и во многом зависит от решаемых задач и методов обработки изображений.

В рамках решения задачи оценки качества изображения рассматривается два подхода – субъективный и объективный. Субъективные оценки основаны на том, как люди воспринимают качество изображения (экспертная оценка). Объективная (количественная) оценка качества изображения реализуется с помощью различных математических методов и алгоритмов, разработанных, в том числе, с учетом особенностей восприятия изображений человеком. Как субъективные, так и объективные оценки могут быть абсолютными либо сравнительными.

Существующие и разрабатываемые меры оценки качества могут быть получены как путем сравнения с эталоном, так и в виде безэталонной меры. Методы, разработанные для оценки различия одномерных сигналов, нашли свое применение и при вычислении меры качества изображений. В таком случае, одно из изображений принимается в качестве эталона, а все последующие изображения сравниваются с ним. В качестве меры близости а, следовательно, мерой качества, может выступать, например, среднеквадратичное отклонение либо коэффициент корреляции [1]. В настоящее время, при оценке качества цифровых изображений, большинство метрик базируется на вычислении индекса структурного сходства *SSIM* (от англ.

Structural SIMilarity index), который является развитием методов вычисления пикового отношения сигнала к шуму (PSNR) и среднеквадратичной ошибки (MSE) [2, 3].

При сравнении изображений  $I_0$  и  $I_1$ , одинакового размера  $M \times N$ , одно из которых является искаженным (нефокусированным, зашумленным и т.п.) вариантом другого (эталонного), для расчета индекса структурного сходства  $SSIM$  предварительно вычисляются локальные оценки  $ssim$  в окнах  $x$  и  $y$  размерами  $m \times n$  точек по формуле:

$$ssim(x, y) = \frac{(2\mu_x\mu_y + c_1)(2\sigma_{xy} + c_2)}{(\mu_x^2 + \mu_y^2 + c_1)(\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + c_2)},$$

где  $\mu_x, \mu_y$  – средние значения в окне  $x$  и  $y$  соответственно;  $\sigma_x^2, \sigma_y^2$  – дисперсия значений в окне  $x$  и  $y$ ;  $\sigma_{xy}$  – ковариация в окнах  $x$  и  $y$ ; константы  $c_1 = (k_1L)^2$  и  $c_2 = (k_2L)^2$ ,  $L = 255$ , – динамический диапазон допустимых значений яркости;  $k_1 = 0.01$ ,  $k_2 = 0.03$  – экспериментально определенные константы.

Мера  $SSIM$  для двух изображений, вычисляется как среднее арифметическое:

$$SSIM(I_0, I_1) = \frac{1}{K} \sum_{x,y} ssim(x, y),$$

где  $K$  – количество окон. Локальные оценки  $ssim(x, y)$ , можно вычислять в окрестности каждого пиксела или с некоторым шагом.

Основным преимуществом данной метрики является учет структурных различий в паре изображений и наличие сильной корреляции в яркости соседних пикселей. Индекс сходства  $SSIM$  основан на трех оценках базовых критериях качества: локальная яркость ( $L$ ), локальный контраст ( $C$ ) и структура ( $s$ , имеющая смысл коэффициента корреляции Пирсона):

$$L(x, y) = \frac{2\mu_x\mu_y + c_1}{\mu_x^2 + \mu_y^2 + c_1}, \quad C(x, y) = \frac{2\sigma_{xy} + c_2}{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + c_2}, \quad s(x, y) = \frac{\sigma_{xy} + \frac{c_2}{2}}{\sigma_x\sigma_y + \frac{c_2}{2}}$$

Не смотря на простоту и эффективность такого подхода, на практике не всегда возможно его применение, в виду отсутствия эталонного изображения. При нахождении меры оценки качества изображения в таком случае применяют безэталонную меру (no-reference methods) [4].

Среди множества критериев качества изображения, влияющих на субъективное восприятие, особо выделяют яркость, контрастность и резкость. Как правило, понятия контраста изображения и его резкости неразрывно связаны. Резкость можно рассматривать как характеристику фокусировки объектива на объект, так и как характеристику оборудования. Резкость изображения – один из важнейших показателей его качества, во многом определяющий пригодность изображения к дальнейшей обработке. Резкость изображения

можно описать как степень размытости границы между двумя соседними участками изображения с разной оптической плотностью (яркостью). Причинами размытия изображения могут стать и неправильная фокусировка (т.н. расфокусировка, out-focus) и непосредственно движение объекта съемки относительно камеры (смаз, blur-motion). Анализ литературы показал, что существующие алгоритмы оценки резкости могут быть использованы как безэталонные меры оценки качества изображения. Такие алгоритмы широко используются в современной фототехнике, а именно в системе автофокусировке, которая в свою очередь делится на активную и пассивную. Системы активной фокусировки основаны на методах нахождения расстояния до объекта съемки независимо от оптической системы, для последующей её корректировки. В случае пассивной фокусировки производится анализ зарегистрированного изображения, и по его результатам выполняется корректировка оптической системы.

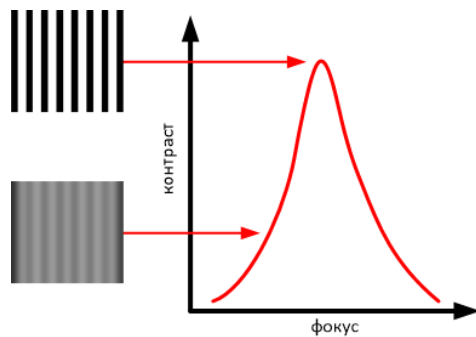


Рисунок 1 – Зависимость контраста изображения от степени фокусировки

Принцип фокусировки (как ручной, так и автоматической), основанный на анализе контраста изображения может использоваться в любых фото и видео камерах, как цифровых, так и аналоговых. Далее рассмотрим некоторые меры, используемые в алгоритмах автофокусировки, называемые далее функциями автофокуса, и оценим возможность их применения для оценки качества изображений.

Определение таких функций основано на знаниях о различиях в информации, содержащейся в сфокусированных и несфокусированных изображениях. Основное предположение, используемое в большинстве таких функций, заключается в том, что расфокусированное изображение является результатом свертки изображения с определенной функцией рассеяния точки [5], которая обычно приводит к снижению высоких частот. Кроме этого, как правило, сфокусированные изображения содержат больше информации и деталей (краев), чем несфокусированные изображения [6].

Наиболее простой, в алгоритмическом плане, но не всегда эффективной оценкой является **контраст**, т.е. характеристика изображения по различию в цвете и яркости его самых светлых и самых темных участков. Максимальное значение контраста называется динамическим диапазоном изображения. В общем случае, контраст рассчитывается как суммарное значение результатов сравнения соседних пикселей:

$$C_{ij} = \frac{L_i - L_j}{L_i + L_j}, \quad (1)$$

где  $L_i, L_j$  – яркость элементов изображения, в соседних строках или столбцах.

Экспериментальные результаты, полученные с использованием формулы (1) не всегда дают положительный результат. В большинстве случаев наиболее качественное изображение, рассчитанное по данной оценке, не совпадало с экспертной оценкой.

В качестве меры контраста изображения может выступать дисперсия, или нормализованная дисперсия:

$$F_{\text{var}} = \frac{1}{MN} \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} [I(i, j) - \bar{I}]^2, \quad F_{\text{norm\_var}} = \frac{1}{MN\bar{I}} \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} [I(i, j) - \bar{I}]^2, \quad (2)$$

где  $I(i, j)$  – интенсивность пикселя,  $\bar{I}$  – среднее значение интенсивности изображения.

Анализ экстремумов интенсивностей изображения является еще одним косвенным методом оценки степени фокусировки на изображении. В некоторых случаях интенсивность пикселя сравнивается с некоторым порогом:

$$F_{\text{power}} = \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} I(i, j)^2 \quad \text{или} \quad F_{\text{th\_cont}} = \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} I(i, j), \quad \text{когда} \quad I(i, j) \geq Th \quad (3)$$

Методы, базирующиеся на **анализе гистограммы** изображения, основаны на том предположении что, сфокусированные изображения имеют большее количество уровней серого, чем не сфокусированные, и в этом случае говорят о таких функциях как ранг или энтропия:

$$F_{\text{range}} = \max \{k | H_k > 0\} - \min \{k | H_k > 0\}, \quad F_{\text{entropy}} = - \sum_k p_k \log_2 p_k \quad (4)$$

где  $H_k$  – число пикселей с интенсивностью  $k$ ,  $p_k$  – относительная частота.

В работе [7] для оценки резкости изображения предлагается использовать анализ соотношения низких и высоких частот **спектра Фурье** изображения либо вычислять меру эксцесса спектра. Основная проблема такого подхода заключается в том что, однозначно определить границы между частотами сложно.

В работе [8] предложены меры качества изображения с очень хорошими характеристиками при наличии шума и эффективными в вычислительном отношении. Первая  $F_{\text{voll\_4}}$  – основана на вычислении автокорреляции, а вторая  $F_{\text{voll\_5}}$ , на вычислении СКО:

$$F_{\text{voll\_4}} = \sum_{i=0}^{M-2} \sum_{j=0}^{N-1} I(i, j) I(i+1, j) - \sum_{i=0}^{M-3} \sum_{j=0}^{N-1} I(i, j) I(i+2, j) \quad (5)$$

$$F_{\text{voll\_5}} = \sum_{i=0}^{M-2} \sum_{j=0}^{N-1} I(i, j) I(i+1, j) - MN\bar{I}^2$$

Применение **дифференциальных операторов**, при вычислении меры фокусировки, основано на том что, несфокусированные изображения обычно имеют небольшие различия

между темными и яркими объектами. Одной из таких мер может являться абсолютное значение градиента с пороговым ограничением:

$$F_{Th\_grad} = \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} |I(i, j+1) - I(i, j)| \text{ если } |I(i, j+1) - I(i, j)| \geq Th \quad (6)$$

Для учета влияния больших значений градиента на конечную оценку, можно использовать квадрат градиента:

$$F_{Th\_grad} = \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} |I(i, j+1) - I(i, j)|^2 \quad (7)$$

Аналогично вычисляется т.н. функция Бреннера, но учитывается разница между интенсивностями смещенных на два пикселя по горизонтали либо по вертикали:

$$F_{Brenner} = \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} |I(i, j+2) - I(i, j)|^2 \quad (8)$$

В работе [6] предложена «тененград функция»  $F_{tenegrad}$ , с применением дифференциального оператора Собеля  $S_x, S_y$ :

$$F_{tenegrad} = \sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} [I(i, j) \oplus S_x]^2 + [I(i, j) \oplus S_y]^2, \quad S_x = \begin{matrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{matrix}, \quad S_y = \begin{matrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{matrix} \quad (9)$$

В базовом алгоритме, как и в предыдущих мерах, предлагалось учитывать только значения градиента превышающих некий порог. Тем не менее, серия экспериментов показала что, такое ограничение не оказывает существенного влияния на конечный результат.

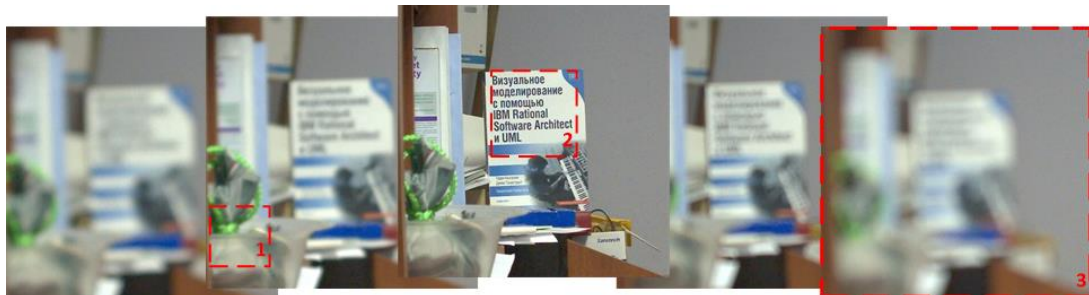


Рисунок 2 – Пример анализируемых изображений, с указанием областей анализа

Экспериментальные исследования, некоторых рассмотренных мер, проводились на серии изображений одной и той же сцены, полученных с разным фокусным расстоянием (рис. 2), как для оценки качества всего изображения, так и для анализа отдельных участков. Все оценки были проведены для полутоновых изображений.

Для каждого изображения выполнялся расчет меры качества изображения, описываемые выражениями (2) и (5 - 9), все результаты представлены в виде графиков на рис. 3.

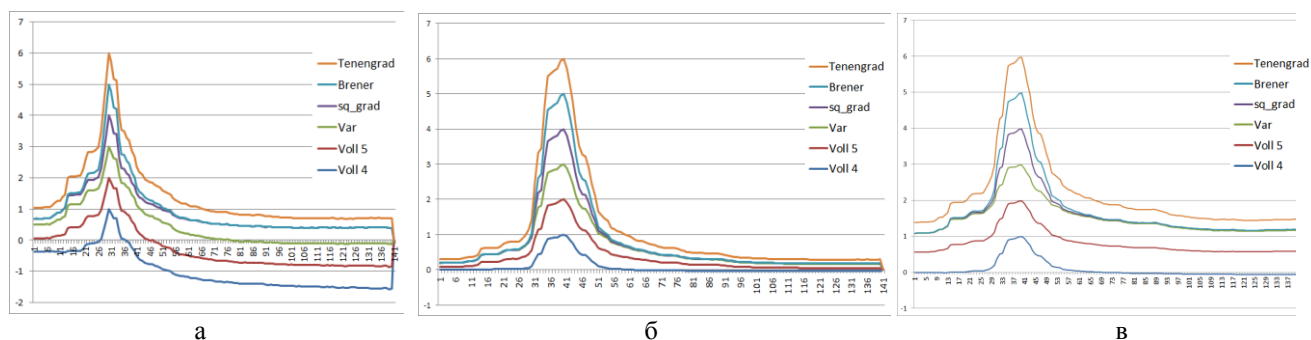


Рисунок 3 – Результаты вычислений меры качества в виде графиков с накоплением результата: а – результат для фрагмента изображения находящегося в ближнем фокусе; б - в дальнем фокусе; в – анализ всего изображения

Для тестируемых изображений, как для отдельных участков, так и для всего изображения в целом, все функции дают одинаковый результат. Максимальные значения рассчитанных мер, соответствующие изображениям с наилучшей резкостью, совпадают с экспертной визуальной оценкой. Несмотря на то что, рассмотренные меры базируются в основном на оценке резкости и контраста изображения, любую из них можно использовать для условной оценки качества изображения, полученного в одинаковых условиях. В силу простоты реализации и высокой скорости работы алгоритмов (скорость обработки серии изображений размером  $800 \times 600$  составила  $\sim 40$  кадров/с.) они могут использоваться в системах обработки анализа изображений в режиме реального времени.

1. Старовойтов В. В. Локальные геометрические методы цифровой обработки и анализа изображений. – Минск: Ин-т техн. кибернетики НАН Беларуси, 1997.
2. Wang Z., Bovik A. C., Sheikh H. R., Simoncelli E. P. Image quality assessment: From error visibility to structural similarity // *IEEE Transactions on Image Processing*, 2004. vol. 13. №. 4. P. 600–612.
3. Avciabas I., Sankur B., Sayood K. Statistical evaluating of image quality measures // *Journal of Electronic Imaging*. 2002. vol.11. № 2. p. 206-223.
4. Shahid M., Rossholm A., Lövström B., Zepernick H. No-reference image and video quality assessment: a classification and review of recent approaches // *EURASIP Journal on Image and Video Processing*. 2014. vol. 40. doi:10.1186/1687-5281-2014-40.
5. Groen F., Young I.T., Lighthart, G. A comparison of different focus functions for use in autofocus algorithms // *Cytometry*. 1985.vol. 12. p. 81–91.
6. Yeo T., Ong S., Jayasooriah R. Autofocusing for tissue microscopy // *Image Vision Comput.* 1993. vol. 11. p. 629–639.
7. Daugman J. Statistical Richness of Visual Phase Information: Update on Recognizing Persons by Iris Patterns // *International Journal of Computer Vision*. 2001. vol. 45. p. 25–38.
8. Vollath D. Automatic focusing bycorrelative methods // *J. Microscopy*. 1987. vol. 147. p. 279–288.

## ОСЦИЛЛЯЦИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ В КАНАЛЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Апексимов Д.В.<sup>1</sup>, Баландин С.Ф.<sup>1</sup>, Донченко В.А.<sup>2</sup>, Землянов Ал.А.<sup>1,2</sup>, Мышкин В.Ф.<sup>3</sup>, Хан В.А.<sup>1,3</sup>, Абрамова Е.С.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, г. Томск, Россия,

<sup>2</sup>Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова

Томского государственного университета, г. Томск, Россия,

<sup>3</sup>Томский политехнический университет, Томск, Россия,

<sup>4</sup>Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики,

Новосибирск, Россия

[apeximov@iao.ru](mailto:apeximov@iao.ru), [bal@iao.ru](mailto:bal@iao.ru); [don@spti.tsu.ru](mailto:don@spti.tsu.ru); [zem1616@mail.ru](mailto:zem1616@mail.ru); [gos100@tpu.ru](mailto:gos100@tpu.ru);  
[nt.center@mail.ru](mailto:nt.center@mail.ru), [evgenka252@mail.ru](mailto:evgenka252@mail.ru),

Ключевые слова: канал лазерного пучка, осцилляции электропроводности

Экспериментально обнаружены осцилляции электропроводности в канале лазерного пучка, связанные с колебаниями электронов в плазме. Показано, что по экспериментально определенной частоте их колебаний можно оценить концентрацию заряженных частиц.

Исследование электрической проводимости лазерного пучка в условиях оптического пробоя проводилось на установке, представленной на рис. 1.

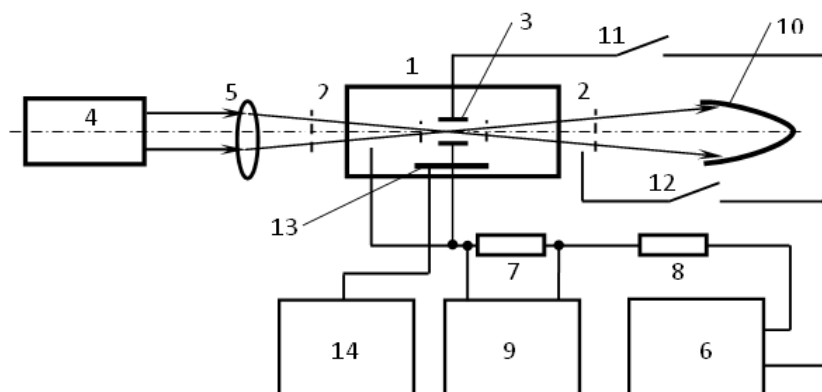


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки. 1 - камера, 2 - конические зонды, 3- прямоугольные зонды, 4 - лазерный источник, 5 - фокусирующая линза, 6 - источник питания, 7 – нагрузочное сопротивление  $R_1$ , 8 - балластное сопротивление  $R_2$ , 9 - осциллограф, 10 - ловушка излучения, 11, 12 - выключатели электродов, 13 - подложка для пыли, 14 - виброгенератор.

Проводимость среды измерялась внутри тефлоновой камеры 1, в которой укреплялись конические зонды 2 для ввода и вывода излучения вдоль трассы продольного лазерного луча и

прямоугольные медные зонды 3 для создания электрического поля поперечного направления. Излучение лазера 4 фокусировалось линзой 5 ( $f=0,5$  м) через конический медный электрод 2 в центр камеры 1 и выводилось через второй трубчатый электрод 2. К зондам 2, 3 подключался источник постоянного напряжения 6 через нагрузочное 7 и балластное 8 сопротивление, причём величина сопротивления намного превышала внутреннее сопротивление источника ЭДС 6. На запоминающем осциллографе 9 регистрировался сигнал с балластного сопротивления 7. После прохождения камеры излучение лазера попадало в оптическую ловушку 10. Включение и выключение напряжения на электродах производилось выключателями 11, 12. Для создания запылённости воздуха с целью увеличения вероятности пробоя в центральной зоне камеры 1 устанавливалась подложка 13 с источником аэрозольных частиц и виброгенератором 14. Распылялись частицы  $Al_2O_3$  (среднеквадратичный размер  $d \sim 5-10$  мкм и концентрацией  $N \sim 10^9$  м<sup>-3</sup>). Источником лазерного излучения служил импульсный лазер на углекислом газе ( $\lambda=10,6$  мкм, энергия импульса 5 Дж, длительность основного пика генерации  $t_u = 10^{-7}$  с. Для плазмы, создаваемой  $CO_2$  лазером, при высоком напряжении между электродами проявляется осциллирующий характер поведения электрической проводимости с частотой  $f \sim 5 \cdot 10^4$  Гц. На рис.2 показан временной сигнал с сопротивления  $R_1$ , характеризующий опосредованно изменение электропроводности в канале.

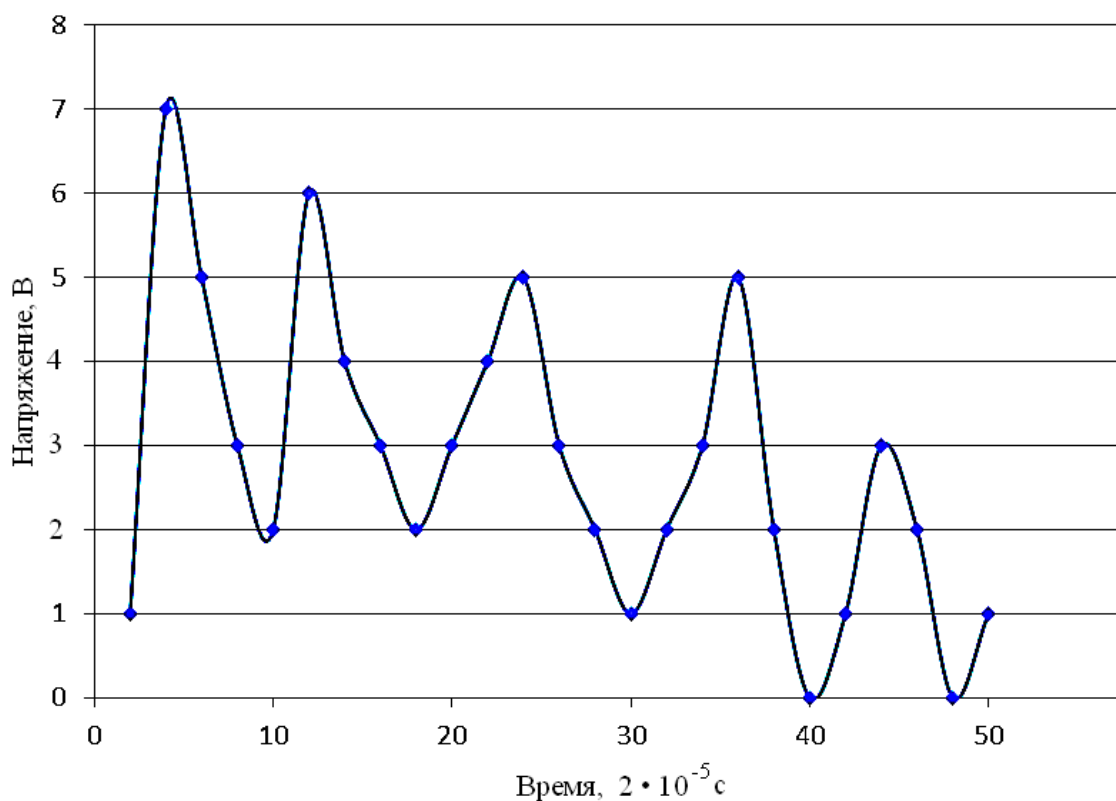


Рисунок 2 – Зависимость сигнала на нагрузочном сопротивлении  $R_1$  от времени



Колебания проводимости связаны с колебательным движением электронов плазмы лазерного пробоя во внешнем электрическом поле. Свободные электроны и положительные ионы характеризуются тепловой скоростью, средняя величина которой сохраняется. При движении электронов во внешнем электрическом поле возрастает сила притяжения электронов с более медленными положительными ионами из-за разделения зарядов. Когда сила взаимодействия облака электронов с внешним электрическим полем сравняется с силой их притяжения с облаком положительных ионов, то электроны останавливаются и начинается обратный процесс движения электронов к ионам. На этой стадии электроны вначале начинают набирать скорость. По мере продвижения к положительным зарядам, под действием внешнего электрического поля, скорость движения электронов замедляется до нуля. Затем процесс повторяется и колебания продолжаются до тех пор, пока рекомбинационные процессы не приведут к распаду плазмы.

Определим частоту колебаний электронов, плотность которых в невозмущенном равновесном состоянии  $n_0$  для одномерного случая. Такой же будет и плотность положительных ионов, так как в невозмущенном состоянии плазма нейтральна. Выведем электроны каким-то образом из состояния равновесия. Если плотность электронов в какой-то области возросла, они начнут отталкиваться и стремиться вернуться в прежнее положение равновесия. Двигаясь к своим первоначальным положениям, они наберут кинетическую энергию и в результате начнутся их колебания. В качестве возвращающей силы в этом случае будет электрическое притяжение.

Предположим, что электроны, первоначально находившиеся в точке  $x$ , к моменту времени  $t$  сместились из положения равновесия на расстояние  $s(x,t)$ . Это смещение приводит к изменению плотности, которое можно подсчитать. Из представленного рисунка 3 видно, что электроны, вначале находившиеся между плоскостями  $a$  и  $b$ , сдвинулись и теперь находятся между плоскостями  $a'$  и  $b'$ .

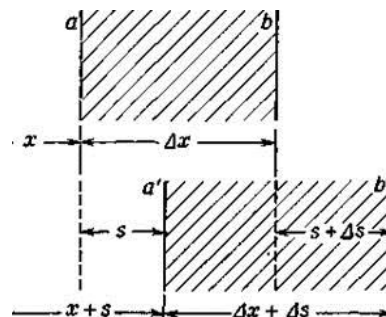


Рисунок 3 – Движение волны в плазме

Количество электронов между  $a$  и  $b$  пропорционально  $n_0 \Delta x$ . Поскольку теперь они находятся в промежутке шириной  $\Delta x + \Delta s$ , то плотность будет

$$n = \frac{n_0 x}{\Delta x + \Delta s} = \frac{n_0}{1 + \Delta s / \Delta x} \quad (1)$$

Если изменение плотности мало, то, заменяя с помощью биномиального разложения  $(1 + \varepsilon)^{-1}$  на  $(1 - \varepsilon)$ , (1) можно записать как [1, 2]

$$n = n_0 \left( 1 - \frac{\Delta s}{\Delta x} \right) \quad (2)$$

Что касается ионов, то будем считать, что они существенного смещения не испытывают и, следовательно, плотность их остается прежней  $n_0$ .

Средняя плотность заряда в любой точке будет  $\rho = -(n - n_0)q_e$  или с учетом (2)

$$\rho = n_0 q_e \frac{ds}{dx}, \quad (3)$$

где  $-q_e$  — заряд электрона.

Связь плотности заряда с напряженностью электрического поля следует из уравнений Максвелла

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{n_0 q_e}{\varepsilon_0} \frac{\partial s}{\partial x} \quad (4)$$

Интегрируя (4), получаем

$$E_x = \frac{n_0 q_e}{\varepsilon_0} s + K \quad (5)$$

При  $s=0$  напряженность электрического поля  $E_x=0$  и постоянная интегрирования равна нулю.

Запишем силу, действующую на смещенный электрон как

$$F_x = -\frac{n_0 q_e^2}{\varepsilon_0} s \quad (6)$$

Видно, что возвращающая сила, в результате которой возникают гармонические колебания электронов, пропорциональна смещению электрона  $s$ .

Уравнение движения смещенного электрона имеет вид

$$m_e \frac{d^2 s}{dt^2} = - \frac{n_0 q_e^2}{\epsilon_0} s \quad (7)$$

Во времени  $s$  меняется как  $\text{Cos}\omega t$  или  $e^{i\omega} p^t$ .

Частота колебаний  $\omega_p$  определяется из (7) [3]:

$$\omega_p^2 = \frac{n_0 q_e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (8)$$

Таким образом, обнаруженные в исследованиях осцилляции электропроводности в канале лазерного пучка, связанные с колебаниями электронов в плазме, позволяют по экспериментально определенной частоте оценить концентрацию заряженных

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
2. В.Е. Голант, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
3. Велюхов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические процессы в газоразрядной плазме. М.: Наука. 1987.159с.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ФУНКЦИИ ЧАСТОТНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Тинин М. В., Книжин С. И., Безлер И. В.

Иркутский государственный университет

mtinin@api.isu.ru, sergeiknizhin@physdep.isu.ru, bezlerbl@mail.ru

Ключевые слова: случайные неоднородности, функция частотной когерентности

Аннотация. Приводятся результаты численного моделирования, полученные с помощью двухчастотной функции когерентности в приближении двойного взвешенного Фурье-преобразования. Моделирование выполнено для различных моделей неоднородных сред, как с частотной дисперсией (ионосферы), так и без этой дисперсии (нижняя атмосфера).

## Введение

В реальных условиях радиосигналы являются последовательностью импульсов или волновых пакетов, часто распространяющихся через неоднородную среду (например сигналы ГНСС в ионосфере), в связи с этим возникает необходимость в модели физического описания таких волновых пакетов. Эта задача может быть решена в приближении ДВФП. Данное приближение позволяет найти статистические характеристики волн, прошедших через реальные неоднородные среды [1-4]. В настоящей работе рассмотрено влияние фона в виде функции Чепмена на статистические характеристики волны в условиях её распространения через случайное поле неоднородностей. Особое внимание уделено частотной функции взаимной корреляции в приближении ДВФП, характеризующей расплывание волнового пакета.

ДВФП приближение в многомасштабной случайно неоднородной среде.

Как известно, при распространении волн в среде с неоднородностями, масштабы которых превышают длину волны, определение поля волны  $U(\mathbf{r}) = U(\mathbf{p}, z)$  в малоугловом приближении сводится к решению параболического уравнения. Решая это уравнение методом ДВФП [5], можно получить следующее интегральное представление:

$$U(\mathbf{p}, z) = U_0(\mathbf{p}, z) \left[ k(z - z_0) / \pi \right]^2 \exp \{ i 2 k \mathbf{p} \mathbf{p}_0 / (z - z_0) \} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 s d^2 p \exp \left\{ -2 i k \left[ \mathbf{p} \mathbf{s} (z - z_0) + \mathbf{s} \mathbf{p}_0 - \mathbf{p} \mathbf{p} \right] + i \tilde{\varphi}(\mathbf{s}, \mathbf{p}) \right\}, \quad (1)$$

где  $\tilde{\varphi}(\mathbf{s}, \mathbf{p}) = 0.5 k \int_{z_0}^z \tilde{\varepsilon}[\bar{\mathbf{p}}(\mathbf{p}, \mathbf{s}, z'), z'] dz'$  флуктуация фазы парциальной волны, первое приближение решения соответствующего уравнения эйконала с  $\bar{\mathbf{p}}(\mathbf{p}, \mathbf{s}, z') = \mathbf{p}(z' - z) + \mathbf{s}(z' - z_0)$ .

$$U_0(\mathbf{p}, z) = -A_0 (4\pi(z-z_0))^{-1} \exp\{i0.5k((\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)^2 / (z-z_0) + \int_{z_0}^z \varepsilon_\phi(0, z') dz')\} \quad (3)$$

- поле падающей гармонической волны с амплитудой  $A_0$ , с частотой  $\omega$ ;  $\mathbf{r}_0 = \{x_0, y_0, z_0\} = \{\mathbf{p}_0, z_0\}$  - точка излучения,  $k = \omega/c$  - волновое число,  $c$  - скорость света. Относительную диэлектрическую проницаемость среды  $\varepsilon(\mathbf{r})$  мы здесь представляем как  $\varepsilon(\mathbf{r}) = 1 + \varepsilon_\phi(\mathbf{r}) + \tilde{\varepsilon}(\mathbf{r})$ , где  $1 + \varepsilon_\phi(\mathbf{r}) = \langle \varepsilon(\mathbf{r}) \rangle$  - диэлектрическая проницаемость фоновой среды,  $\tilde{\varepsilon}(\mathbf{r})$  - квазиоднородное случайное поле с нулевым средним и функцией корреляции  $\Psi_N(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, z_1, z_2) = \Psi_N(\Delta\mathbf{p}, \xi, \mathbf{p}_\eta, \eta) = \langle \tilde{N}(\mathbf{p}_1, z_1) \tilde{N}(\mathbf{p}_2, z_2) \rangle$ ,  $\Delta\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_\eta = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)/2$ ,  $\xi = z_1 - z_2, \eta = (z_1 + z_2)/2$ . Учитывая, что масштабы фоновой среды значительно превышают вариации поперечные вариации траектории в (3) положено  $\varepsilon_\phi(\bar{\mathbf{p}}(\mathbf{p}, \mathbf{s}, z), z') \approx \varepsilon_\phi(0, z')$ .

Для функции взаимной когерентности с помощью (1) можно получить

$$\begin{aligned} \Gamma(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_{01}, \mathbf{p}_{02}, z, k_1, k_2) &= \langle U(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_{01}, z, k_1) U^*(\mathbf{p}_2, \mathbf{p}_{02}, z, k_2) \rangle = \\ &= U_0(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_{01}, z, k_1) U_0^*(\mathbf{p}_2, \mathbf{p}_{02}, z, k_2) \hat{\Gamma}(\mathbf{p}_-, \mathbf{p}_{0-}, z, X, k_0), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}(\mathbf{p}_-, \mathbf{p}_{0-}, z, X, k_0) &= \left( \hat{k}_0 (z - z_0) / (2\pi) \right)^2 \exp\left( i\hat{k}_0 \mathbf{p}_- \mathbf{p}_{0-} / (z - z_0) \right) \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 p d^2 s \exp\left\{ -i\hat{k}_0 \left[ \mathbf{s} \mathbf{p} (z - z_0) + \mathbf{s} \mathbf{p}_{0-} - \mathbf{p} \mathbf{p}_- \right] - D(\mathbf{p}, \mathbf{s}) / 2 \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$D(\mathbf{p}, \mathbf{s}) = \left( 0.5 / \left[ k_0 (1 - X^2) \right] \right)^2 \int_{z_0}^z \left( k_p^4 \sigma_N^2(\eta) / \bar{N}^2 \right) \left[ (1 + X^2) \bar{\Psi}_N(0, \eta) - (1 - X^2) \bar{\Psi}_N(\bar{\mathbf{p}}(\mathbf{p}, \mathbf{s}, \eta), \eta) \right] d\eta. \quad (6)$$

Функция  $\sigma_N^2(\eta) \bar{\Psi}_N(\mathbf{p}, \eta)$  определяется соотношением

$$\sigma_N^2(\eta) \bar{\Psi}_N(\mathbf{p}, \eta) \approx \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_N(\mathbf{p}, \xi, \mathbf{p}_\eta(0, \eta), \eta) d\xi, \quad \text{где} \quad \sigma_N^2(\eta) = \Psi_N(0, 0, \mathbf{p}_\eta(0, \eta), \eta) \quad \text{дисперсия}$$

электронной плотности,  $\mathbf{p}_{0-} = \mathbf{p}_{01} - \mathbf{p}_{02}$ ,  $\hat{k}_0 = k_0 (X^{-1} - X)$ ,  $k_0 = (k_1 + k_2) / 2$ ,

$$X = (k_2 - k_1) / (2k_0) = (k_2 - k_1) / (k_2 + k_1).$$

При  $X = 0$  (5) - (6) дают пространственную функцию когерентности, которая согласуется с марковским приближением, и также может быть получена из фазового ГО приближения.

### Численные расчеты

Рассмотрим, как ведет себя модуль функции взаимной частотной когерентности (5) в условиях распространения радиоволны в поле неоднородностей с фоном.

В качестве модели для неоднородностей возьмем гауссову спектральную плотность.

$$\Phi(k) = \sigma_N^2(\eta) (L_0 / \pi)^{3/2} e^{-L_0 k^2} \quad (7)$$

Пусть дисперсия  $\sigma_N^2(\eta)$  пропорциональна концентрации фоновой среды  $\sigma_N^2(\eta) = \sigma_0^2 \bar{N}(\eta)$ .

Сферическую неоднородность фоновой концентрации плазмы учтем с помощью слоя Чепмена

$$\bar{N}(\eta) = f_c^2 \exp\{0,5(1 - \chi - \exp\{-\chi\})\} / 80,6, \quad (8)$$

$$\chi = \left( \sqrt{\eta^2 + R_e^2} + 2R_e \eta \sin(\alpha) - h_m - R_e \right) / H, \quad (9)$$

где  $f_c$  - плазменная частота,  $h_m$  - высота максимума электронной концентрации,  $H$  - характерный масштаб слоя,  $R_e = 6370 \text{ km}$ ,  $\alpha$  - угол, под которым виден источник из точки наблюдения.

Интегрирование в (6) выполнялось с учетом того, что неоднородный слой ограничен высотами  $h_1$  и  $h_2$  ( $h_1 < h_2$ ). При моделировании рассматривались две наиболее популярные модели связи зависимости дисперсии неоднородностей с фоновой неоднородностью. В первой модели использовались соотношения (7)-(9), а во второй полагалась дисперсия постоянной

$$\sigma_N^2(\eta) = \sigma_0^2 \bar{N}(\eta) = \sigma_0^2 f_c^2 / 80,6. \quad (10)$$

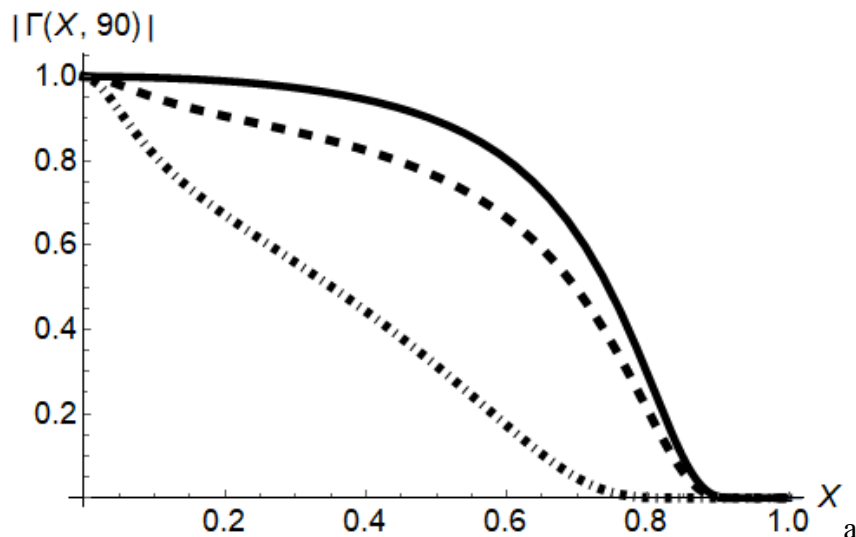


Рисунок 1 – Модуль функции взаимной корреляции  $|\Gamma(X, 90)|$  (6) при  $\alpha = \pi / 2$ ; Сплошная линия – приближение геометрической оптики для модели (7)-(9), штриховая линия – для модели (7)-(9), штрих - пунктирная линия для модели (10).

На рис. 1 изображен модуль  $|\Gamma(X,90)|$  функции взаимной частотной корреляции (5) при следующих параметрах:  $f_0 = 150\text{MHz}$ ,  $\sigma_0 = 0,05$ ,  $L_0 = 100\text{m}$ ,  $h_1 = 200\text{km}$ ,  $h_2 = 600\text{km}$ ,  $H = 200\text{km}$ ,  $h_m = (h_1 + h_2) / 2 = 450\text{km}$ ,  $z_0 = 0$ ,  $z_t = 20000\text{km}$ ,  $R_e = 6370\text{km}$ ,  $f_c = 5\text{MHz}$ ,  $a_F \approx 3\text{km}$ .

### Заключение

Моделирование показало, что модуль функции взаимной частотной когерентности, полученной в приближении ДВФП, имеет более узкую полосу чем в приближении геометрической оптики для случая, когда радиус корреляции поля неоднородностей меньше радиуса Френеля. В условиях, когда радиоволна распространяется в поле неоднородностей с фоном, заданным зависимостью (12), модуль функции взаимной частотной когерентности уже по полосе чем при задании фона слоем Чепмена.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (Задание № 3.903.2017/ПЧ).

1. *S.M. Rytov, Yu.A.Kravtsov, and V.I. Tatarskii*, Introduction to Statistical Radiophysics. Vol. 4, Wave Propagation Through Random Media, Springer-Verlag, New York, 1989.
2. *L. M. Erukhimov, and V. P. Uryadov*, "Frequency correlation of radio-wave fluctuations behind n random screens," Radiophysics and Quantum Electronics, 11, December 12, 1968, pp 1050–1058.
3. *C. L. Rino*, "On the application of phase screen models to the interpretation of ionospheric scintillation data," Radio Sci., 17(4), 1982, pp. 855–867, doi:10.1029/RS017i004p00855.
4. *A.V. Morozov*, "Two-frequency mutual coherence function of electromagnetic waves in random media: a path-integral variational solution," J. Opt. Soc. Am. A 19, 2002, pp. 2074-2084, doi:10.1364/JOSAA.19.002074.
5. *M. V. Tinin*, "Wave propagation in a multiscale random inhomogeneous medium," Proc. SPIE 10466, 23rd International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 1046616 (30 November 2017); doi: 10.1117/12.2285357.

# ПРИЛУЧЕВОЙ МЕТОД В МОДЕЛИРОВАНИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ НЕКОГЕРЕНТНЫХ ОБЪЕКТОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

В.В. Колосов<sup>1,2</sup>, М.Ф. Кузнецов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

<sup>2</sup>Томский научный центр СО РАН, г. Томск, Россия

<sup>3</sup>Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова, г. Абакан, Россия

[kvv@iao.ru](mailto:kvv@iao.ru), [kuznecov\\_mf@khsu.ru](mailto:kuznecov_mf@khsu.ru)

Ключевые слова: турбулентная атмосфера, моделирование изображений, прилучевой метод, уравнение переноса излучения.

Обсуждается применение прилучевого метода решения уравнения переноса излучения для численного моделирования формирования изображений некогерентных объектов в турбулентной атмосфере. Оценивается точность данного метода при различных условиях распространения излучения и его эффективность.

Атмосферная турбулентность существенно влияет на процессы распространения излучения и ухудшает условия регистрации изображений объектов. Как правило, для решения задач подобного типа используется либо параболическое волновое уравнение [1-3], либо уравнение для функции когерентности поля второго порядка [4,5,9] или фурье-сопряженное ему уравнение переноса излучения [6-8]. Высокая размерность данных уравнений, необходимость использования метода статистических испытаний требует значительных вычислительных затрат. В данной работе рассматривается метод, позволяющий уменьшить время решения подобных задач.

Рассмотрим формирование некогерентного изображения объекта линзой при распространении излучения в турбулентной атмосфере. Схема компьютерного эксперимента аналогична [9]. Выражение для интенсивности в плоскости резкого изображения объекта  $z = -L_i$  [10] при гауссовой аппроксимации апертурной функции пропускания преобразуется к виду [9]:

$$I_{image}(\mathbf{r}, t) = \frac{2k^2 a^2}{L_i^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R}_0 e^{-\frac{\mathbf{R}_0^2}{a^2}} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{\kappa}_0 e^{-\mathbf{\kappa}_0^2 a^2} B(\mathbf{R}_0, \mathbf{\kappa} - \mathbf{\kappa}_0, z = 0, t) \quad (1)$$

Для яркости излучения  $B(\mathbf{R}, \mathbf{\kappa}, z, t)$  в приближении плавного изменения показателя преломления  $n(\mathbf{R}, z, t)$  может быть записано уравнение, решение которого может быть найдено методом характеристик [11,12].

Численное моделирование изображения объектов высокого разрешения на основе выражения (1) в турбулентной атмосфере с использованием метода статистических испытаний сопряжено со значительными вычислительными затратами, поскольку предполагает многократное решение системы уравнений для характеристик. Объем вычислений может быть сокращен, если использовать предлагавшийся ранее авторами метод «прилучевого» приближения [13].



Данный подход является обобщением, так называемого, безабберационного приближения, использующего квадратичную аппроксимацию для поперечного распределения показателя преломления в приосевой области пучка [14].

Предполагая, что основной вклад в интенсивность в точке приема будет давать конус лучей, опирающийся на площадку, размеры которой много меньше размеров пучка, представим произвольную характеристику  $\tilde{\mathbf{R}}(\boldsymbol{\kappa} + \Delta\boldsymbol{\kappa}_0, \mathbf{R}, z)$ , принадлежащую конусу лучей в виде:

$$\tilde{\mathbf{R}}(\boldsymbol{\kappa} + \Delta\boldsymbol{\kappa}_0, \mathbf{R}, z) = \tilde{\mathbf{R}}(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{R}, z) + \Delta\tilde{\mathbf{R}}(\Delta\boldsymbol{\kappa}_0, \mathbf{R}, z) \approx \tilde{\mathbf{R}}(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{R}, z) + \left| \frac{d\mathbf{R}}{d\boldsymbol{\kappa}} \right| \Delta\boldsymbol{\kappa}_0 \quad (2)$$

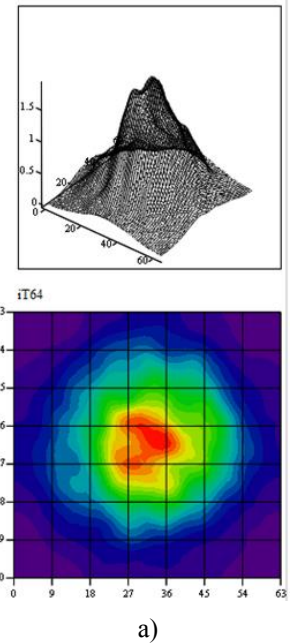
где характеристика  $\tilde{\mathbf{R}}(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{R}, z)$  удовлетворяет системе уравнений, например в [9], с граничными условиями, заданными в плоскости  $z = 0$ . Для вариации  $\Delta\tilde{\mathbf{R}}(\Delta\boldsymbol{\kappa}_0, \mathbf{R}, z)$ , используя разложение показателя преломления  $n(\tilde{\mathbf{R}}(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{R}, z) + \Delta\tilde{\mathbf{R}}(\Delta\boldsymbol{\kappa}_0, \mathbf{R}, z), z)$  около характеристики  $\tilde{\mathbf{R}}(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{R}, z)$  в функциональный ряд Тейлора и ограничиваясь линейными по  $\Delta\tilde{\mathbf{R}}(\Delta\boldsymbol{\kappa}_0, \mathbf{R}, z)$  слагаемыми, можно получить следующее уравнение [13]:

$$\frac{d^2 \Delta\tilde{\mathbf{R}}(\Delta\boldsymbol{\kappa}_0, \mathbf{R}, z)}{dz^2} = (\Delta\tilde{\mathbf{R}}(\Delta\boldsymbol{\kappa}_0, \mathbf{R}, z) \nabla_{\mathbf{R}}) \nabla_{\mathbf{R}} n(\tilde{\mathbf{R}}(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{R}, z)) \quad (3)$$

с граничными условиями, заданными в плоскости линзы

$$\Delta\tilde{\mathbf{R}}(z = 0) = 0, \quad \frac{d\Delta\tilde{\mathbf{R}}(z = 0)}{dz} = \Delta\boldsymbol{\kappa}_0 \quad (4)$$

Значение произвольной характеристики  $\tilde{\mathbf{R}}(\boldsymbol{\kappa} + \Delta\boldsymbol{\kappa}_0, \mathbf{R}, z = L_s)$  в плоскости объекта может быть определено с помощью выражения (2) через значение единственной характеристики  $\tilde{\mathbf{R}}(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{R}, z = L_s)$ , удовлетворяющей уравнениям [9], и якобиан фундаментальной системы решений уравнения (3). Таким образом, данное приближение позволяет построить около характеристики  $\tilde{\mathbf{R}}(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{R}, z)$ , назовем её опорным лучом, решение для произвольного количества вариаций  $\Delta\tilde{\mathbf{R}}(\Delta\boldsymbol{\kappa}_0, \mathbf{R}, z)$ . Результаты компьютерного эксперимента, обсуждаемые ниже, получены для случаев, когда количество опорных лучей равнялось одному и четырем, а количество вариаций дополняло массив изображения объекта до размеров 8x8, 16x16, 32x32 и 64x64 пикселей. Точность используемого приближения оценивалась путем сравнения решения, полученного в рамках данного приближения, с эталонным решением, полученным традиционным путем [9]. В качестве тестовой задачи рассматривалось моделирование изображения различных некогерентных объектов, в частности, источника излучения с распределением интенсивности  $I(\mathbf{R}) = I_0 \exp(-R^2/a^2)$ ,



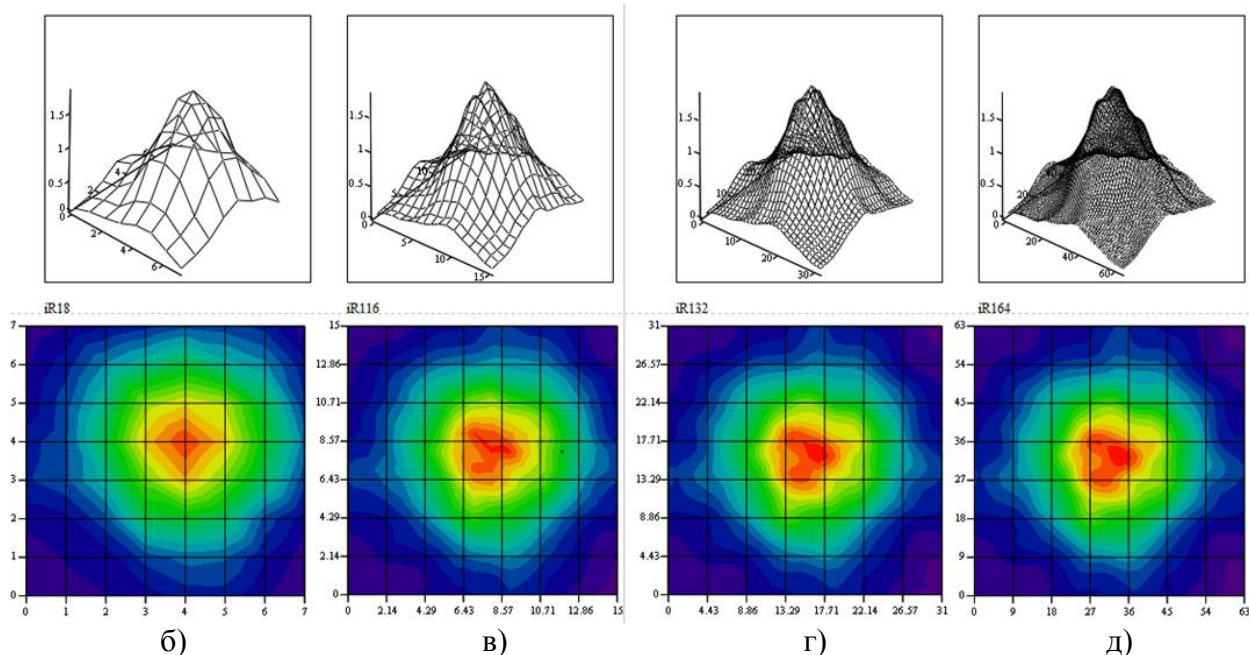


Рисунок 1 – Изображение гауссового объекта в турбулентной атмосфере, полученное разными методами при значении радиуса Фрида  $r_0 = 0.5$ : а) эталонное решение методом характеристик для матрицы  $64 \times 64$ ; б), в), г), д) решение методом «прилучевого» приближения для матриц  $8 \times 8$ ,  $16 \times 16$ ,  $32 \times 32$  и  $64 \times 64$ , соответственно.

заданного в плоскости объекта на сетке  $8 \times 8$ . Расчеты выполнены для кармановского спектра флуктуации показателя преломления турбулентной среды для различных значений радиуса Фрида  $r_0$ . Эталонное решение, полученное с помощью метода характеристик [9], размером  $64 \times 64$  пикселя (рис. 1, а) и решение в «прилучевом» приближении (рис. 1, б-д) было получено на одних и тех же фазовых экранах (10 экранов) при усреднении по 400 реализациям.

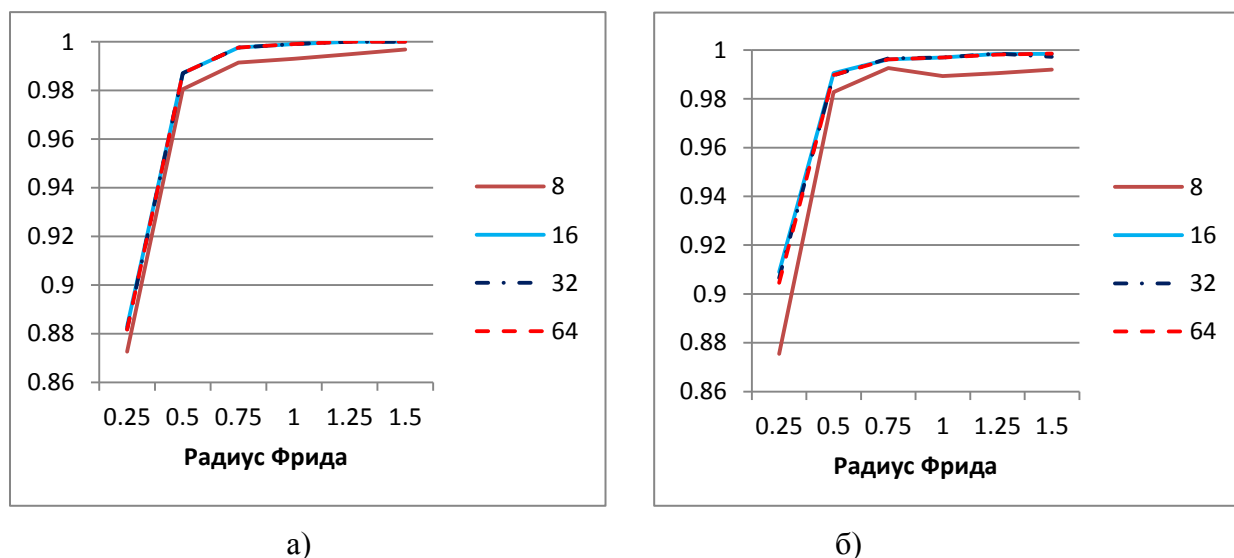


Рисунок 2 – Коэффициенты корреляции приближенного решения (а – 1 опорный луч, б – 4 опорных луча) с эталонным при различной степени турбулентности. Цифры у легенды – размерность исходного массива изображения.

Для расчета коэффициентов корреляции Пирсона эталонного изображения и изображения объекта, полученного в «прилучевом» приближении, последние массивы при необходимости интерполировались с помощью двумерных сплайнов до размера 64x64 пикселя.

Анализ результатов на рис. 2 показывает, что при умеренной турбулентности ( $r_0 > 0.5$ ) «прилучевое» приближение дает решение, сравнимое с эталонным, даже для размерностей исходных матриц  $\geq 16$ . Причем это справедливо и для решений, полученных с одним опорным лучом, и с четырьмя. Решение с четырьмя опорными лучами дает несколько лучший результат, если области с максимальной интенсивностью в плоскости объекта смещены из центра на периферию.

Сравнение средних времен счета различных методов для матрицы размером 8x8 пикселей показывает, что метод «прилучевого» приближения в случае одного и четырех опорных лучей требует примерно в десять и в пять раз меньше времени соответственно, чем метод характеристик. Для матриц размером 64x64 пикселя эти времена меньше примерно в двадцать и двенадцать раз соответственно.

1. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1978. 463 с.
2. *Кандидов В.П., Леденев В.И.* О применении метода статистических испытаний к исследованию распространения волнового пучка в случайно-неоднородной среде //Изв. вузов. Радиофиз. 1981. Т. 24. №4. С. 438-442.
3. *Коняев П.А.* Модификация метода расщепления для численного решения квазиоптических задач //VI Всес. симпоз. по распространению лазерного излучения в атмосфере. Часть III. Томск, 1981. С. 195-198.
4. *Пасманик Г.А.* Самовоздействие пучков некогерентного света //ЖЭТФ. 1974. Т. 66. №2. С. 490-500.
5. *Алешкевич В.А., Лебедев С.С., Матвеев А.Н.* Самовоздействие некогерентного светового пучка //Квантовая электроника. 1981. Т. 8. №5. С. 1090-1094.
6. *Долин Л.С.* О лучевом описании слабо-неоднородных волновых полей //Изв. высш. учебн. заведений. Радиофизика. 1964. Т. 7. №3. С. 559-562.
7. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Часть II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
8. *Колосов В.В., Кузиковский А.В.* О фазовой компенсации рефракционных искажений частично когерентных пучков //Квантовая электроника. 1981. Т. 8. №3. С. 490-494.
9. *Дудоров В.В., Колосов В.В.* Коррекция некогерентных изображений объектов в условиях анизопланатизма турбулентности по опорному источнику излучения различной длины волны //Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. №5. С. 392-397.
10. *Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С.* Статистическая радиофизика и оптика. Случайные колебания и волны в линейных системах. М.: Физматлит, 2010. 426 с.
11. *Воробьев В.В.* Уширение светового пучка в нелинейной среде со случайными неоднородностями показателя преломления // Изв. вузов. Радиофиз. 1970. Т. 13. С. 1053-1060.
12. *Vorontsov M.A., Kolosov V.V.* Target-in-the-loop beam control: basic considerations for analysis and wave-front sensing //J. Opt. Soc. Amer. A. 2005. V. 22. №1. P. 126-141.
13. *Колосов В.В., Кузнецов М.Ф.* Уравнение переноса излучения в описании ветровой рефракции частично-когерентных пучков //Оптика атмосферы и океана. 1989. Т. 2. № 5. С. 462-473.
14. *Землянов А.А., Кузиковский А.В.* Влияние нелинейных и флуктуационных искажений пучка на процесс просветления жидкокапельной среды при регулярном режиме испарения капель //V Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докладов. Часть III. Томск, 1979. С. 69-75.

## ПАССИВНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ СПУТНЫХ ВИХРЕЙ В УСЛОВИЯХ ПРОЗРАЧНОЙ АТМОСФЕРЫ АЭРОПОРТА

А.Л.Афанасьев<sup>1</sup>, В.А.Банах<sup>1</sup>, Д.А.Маракасов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск,

[afanasiev@iao.ru](mailto:afanasiev@iao.ru), [banakh@iao.ru](mailto:banakh@iao.ru), [mda@iao.ru](mailto:mda@iao.ru)

Ключевые слова: скорость ветра, спутный турбулентный след, авиабезопасность, пассивный оптический метод.

Аннотация. Проведены измерения скорости ветра в районе взлетно-посадочной полосы аэропорта пассивным оптическим методом, основанным на корреляционном анализе турбулентных искажений удаленных объектов наблюдения. Оптическая трасса была организована в районе приземного участка глиссады снижения самолетов вблизи начала ВПП. После прохождения воздушного судна над линией визирования измерителя, на фоне умеренного бокового ветра устойчиво фиксировались значительные выбросы, обусловленные спутным следом. Полученные результаты свидетельствуют о практической возможности использования данного метода для приборной индикации наличия или отсутствия спутных следов над территорией аэропорта. Эта информация может быть использована авиадиспетчерами для регулирования безопасных интервалов движения в процессе организации взлетов и посадок воздушных судов.

Одной из важнейших проблем современной авиации является предотвращение попадания воздушного судна в вихревые воздушные потоки, образованные в результате пролета другого летательного аппарата. Такие ограниченные возмущенные массы воздуха известные как спутная струя или спутный след могут сохраняться в атмосфере длительное время, несут внезапный непредсказуемый характер и представляют значительную опасность полетам. Общая длина вихревого следа составляет несколько километров, и зависит от состояния атмосферы, аэродинамической компоновки и полетной конфигурации летательного аппарата, полетной массы, скорости и высоты полета.

Попадание в спутный след из-за высокой турбулентности воздушных масс вызывает сильную болтанку, вплоть до полной потери управляемости. Зафиксировано большое количество авиационных происшествий, зачастую с трагическими последствиями, обусловленных воздействием спутного следа. В последнее время, в связи с высокой интенсивностью движения в современных крупных аэропортах, предотвращение подобных ситуаций становится особенно актуальным. Повышенную потенциальную опасность спутный след представляет в условиях прозрачной чистой атмосферы, когда он визуально не наблюдаем, особенно во время взлета или посадки при ограниченных возможностях маневра на малых высотах.

Авиадиспетчеры прогнозируют наличие спутного следа при организации взлётов и посадок, и с учётом фактических метеоусловий выдерживают интервалы, достаточные для рассеивания или сноса ветром возмущённого воздуха из зоны глиссады. Однако, сложная

зависимость времени существования, эволюции и траектории смещения спутной турбулентности от атмосферных метеопараметров, характеристик летательного аппарата и направления его движения делает актуальной задачу непосредственной приборной индикации данного явления.

В последнее время для контроля спутных струй в зоне глиссады начинают применять лидары. Однако, эти приборы достаточно сложны и дороги и в настоящее время их применение ограничено небольшим количеством аэропортов.

Более простыми методами измерения ветра и турбулентности являются методы просвечивания, основанные на статистическом анализе флуктуаций светового излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере [1].

В данном сообщении представлены результаты мониторинга ветровой обстановки в аэропорту г. Новосибирска пассивным оптическим методом. Измерения выполнены с помощью макета пассивного оптического измерителя (ПОИ). При построении макета реализован подход к оценке скорости ветра и атмосферной турбулентности основанный на явлении дрожания некогерентных изображений удаленных объектов наблюдения [2]. Важной особенностью метода и прибора является полное отсутствие любых источников искусственного электромагнитного излучения, что особенно актуально в условиях аэропорта. При этом, макет позволяет дистанционно в режиме реального времени проводить измерения поперечной к линии визирования компоненты скорости ветра и структурной характеристики показателя преломления воздуха  $C_n^2$ .

С учетом выделенного на территории аэропорта места расположения измерительной аппаратуры, в качестве подходящего объекта наблюдения были выбраны дымовые трубы, на удалении 3100 м от места размещения ПОИ и хорошо различимые на фоне неба. На Рис.1 показана ориентация на местности оптической трассы, на которой осуществлялись измерения поперечной компоненты интегральной скорости ветра. Угол между измерительной трассой и ВПП составлял  $23^\circ$ , т.е. регистрировалась компонента ветра близкая к направлению поперечному ВПП (под углом  $67^\circ$ ).

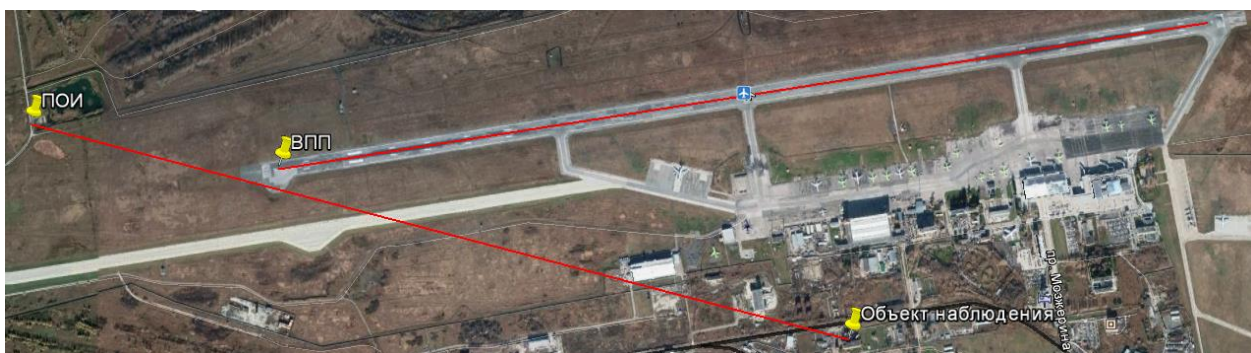


Рисунок 1 – Ориентация оптической трассы ПОИ относительно ВПП.



За время измерений было зафиксировано более сорока посадок самолетов, глиссада снижения которых проходила непосредственно над измерительной трассой ПОИ. Процесс снижения самолета и момент пересечения его траектории и линии визирования записывались на видео для фиксации точного времени прохождения самолетов. На Рис. 2 приведены примеры взлета и посадки в момент пролета над трубами, служащими объектом наблюдения в процессе измерений. Справа на переднем плане видны приемные объективы бинокулярной оптической системы ПОИ, формирующие изображения выбранного объекта для дальнейшей компьютерной обработки и вычисления оценок скорости ветра. Красными линиями показано направление на объект наблюдения.



Рисунок 2 – Моменты прохождения самолетов над линией визирования ПОИ при взлете и посадке.

На Рис. 3 приведены примеры оценок интегральной скорости поперечного ветра на трассе методом пассивных оптических измерений в режиме реального времени.

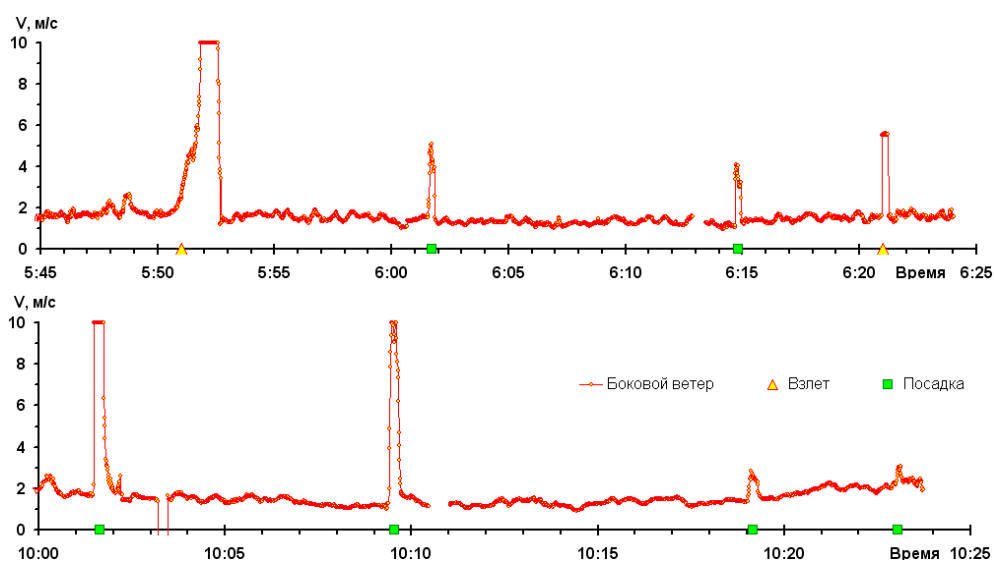


Рисунок 3 – Скорость ветра на оптической трассе, пролегающей ниже глиссады снижения вблизи начала ВПП.

На Рис. 3 на оси времени отмечены моменты взлетов и посадок. Видно, что на фоне легкого бокового ветра ( $\sim 1 - 3$  м/с) в моменты пролета самолетов наблюдаются резкие выбросы измеряемой скорости, обусловленные прохождением спутной струи. Через некоторое время после выноса спутной струи с линии визирования ПОИ невозмущенные (естественные) значения бокового ветра опять восстанавливаются.

На Рис. 4 показан эпизод измерений при очень слабом боковом ветре (менее 1 м/с). На рисунке рядом с временной меткой пролета также приведены фото самолетов порождающих данный конкретный спутный след. В условиях тихого ветра при каждом пролете наблюдается двойной всплеск скорости с резкой сменой направления выброса на противоположное. Такое поведение отражает вихревой характер спутного следа. При этом очевидно, что при слабом выносе ветром возмущенного воздуха из зоны глиссады и наличия резкой смены направления, воздействие спутной струи становится наиболее опасным.

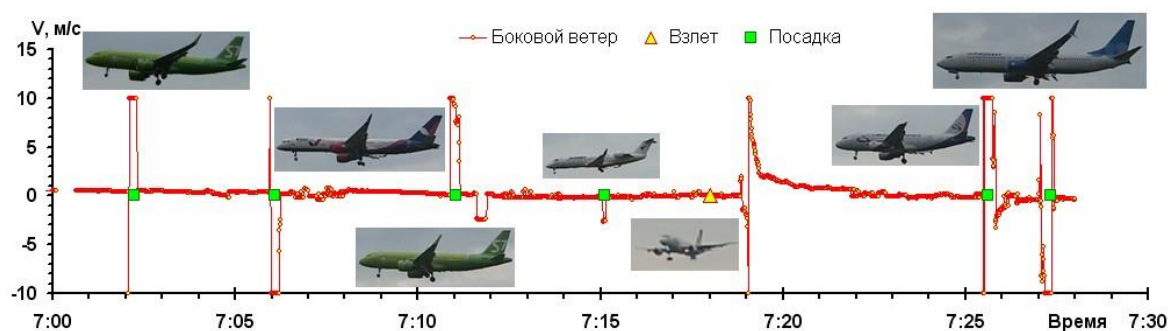


Рисунок 4 – Эпизод измерений при слабом ветре, демонстрирующий вихревой характер спутного следа с резкой сменой направления поперечной скорости.

Приведенные примеры демонстрируют отчетливую реакцию ПОИ на появление на луче зрения возмущенного воздушного потока с резко отличающимися значениями локальной скорости. Полученные результаты свидетельствуют о практической возможности использования данного метода для оперативной дистанционной приборной индикации наличия или отсутствия спутных следов в районе ВПП и зоне глиссады воздушных судов. Особенно полезными данные пассивных оптических измерений могут стать в условиях чистой прозрачной атмосферы и при ясной тихой погоде, когда спутный след имеет повышенную пространственно-временную устойчивость и трудно обнаружим другими средствами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ проект №18-42-700005 р\_а.

1. Lawrence R. S., Ochs G. R., and Clifford S. F. Use of scintillations to measure average wind across a light beam. // Applied Optics. 1972. V. 11. № 2. P. 239–243.

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

# УМЕНЬШЕНИЕ АМПЛИТУДНЫХ МЕРЦАНИЙ ВОЛНЫ, ПРОШЕДШЕЙ ЧЕРЕЗ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНУЮ СРЕДУ

Колесник С.Н., Тинин М. В.

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

e-mail: kyf\_2001@mail.ru, mtinin@api.isu.ru

Ключевые слова: пространственная обработка, случайные неоднородности, индекс мерцаний.

Аннотация. Как известно, при распространении волн в случайно-неоднородных средах в точке приема могут возникать существенные флуктуации амплитуды волны. Появление этих флуктуаций, как правило, приводит к сбоям в работе аппаратуры. Одним из способов устранения влияния флуктуаций амплитуды волны является пространственная обработка. Ранее нами был предложен способ устранения амплитудных флуктуаций на основе двойного взвешенного преобразования Фурье (DWFT). Показано существенное уменьшение индекса амплитудных мерцаний при использовании DWFT обработки при сильных и слабых флуктуациях фазы волны, прошедшей через тонкий случайно-неоднородный слой. В докладе представлены результаты применения DWFT для пространственной обработки поля волны, прошедшей протяженный случайно неоднородный слой в условиях слабых и сильных флуктуаций фазы.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (Задание № 3.903.2017/ПЧ).



# СТОХАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СЛОИСТОЙ ОБЛАЧНОСТИ И ВЕСОВОЙ АЛГОРИТМ СТАТИСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Каблукова Е.Г.<sup>1</sup>, Каргин Б.А.<sup>1,2</sup>, Пригарин С.М.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,

г. Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, Россия

e-mail: [jane\\_k@ngs.ru](mailto:jane_k@ngs.ru), [VKargin@osmf.sccc.ru](mailto:VKargin@osmf.sccc.ru), [sergeim.prigarin@gmail.com](mailto:sergeim.prigarin@gmail.com)

Ключевые слова: случайные поля, весовые оценки, метод Монте - Карло

В работе предложена стохастическая негауссовская модель случайного поля коэффициента ослабления в слоистой облачности и весовой алгоритм метода Монте – Карло для моделирования переноса излучения в случайной облачной среде.

## Введение

Одной из фундаментальных задач физики атмосферы является изучение влияния солнечной радиации на погоду и климат. Одним из главных регуляторов радиационных процессов в атмосфере является облачность. Значительные случайные вариации распределений микрофизических и оптических характеристик облаков и облачности в пространстве и времени требуют применения статистического подхода к постановке задачи на основе многомерных случайных функций и статистических методов моделирования соответствующих процессов переноса электромагнитного излучения.

В данной работе предложена стохастическая модель для имитации слоистой облачности, основанная на нелинейном преобразовании гауссовских случайных полей. Предложен новый весовой алгоритм Монте – Карло для моделирования переноса излучения в случайной облачной среде, который является альтернативной алгоритму на основе хорошо известного метода максимального сечения [1].

## Модель случайной рассеивающей среды

Был проведен статистический анализ двумерных полей оптических толщин слоистых облаков, полученных в результате самолетных измерений во время экспедиции VERDI [5]. Показано, что одномерные функции распределения этих полей можно аппроксимировать гауссовским и двухпараметрическим гамма-распределением. На Рис. 1 (слева) представлены гистограммы плотностей одномерных функций распределения для экспериментально оцененных случайных полей оптических толщин St-01 и St-04 из [5] и их аппроксимации

гауссовским распределением  $f_{\mu,\sigma}(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$  ( $\mu = 9.57, \sigma^2 = 1.63$  для St-01,  $\mu = 14.5,$

$\sigma^2 = 2.31$  для St-04) и гамма-распределением  $f_{\nu,\lambda}(x) = \frac{\lambda^\nu x^{\nu-1}}{\Gamma(\nu)} e^{-\lambda x}, \lambda > 0, \nu > 0, x \geq 0$

( $\nu = 37, \lambda = 3.8$  для St-01,  $\nu = 14.5, \lambda = 2.31$  для St-04).

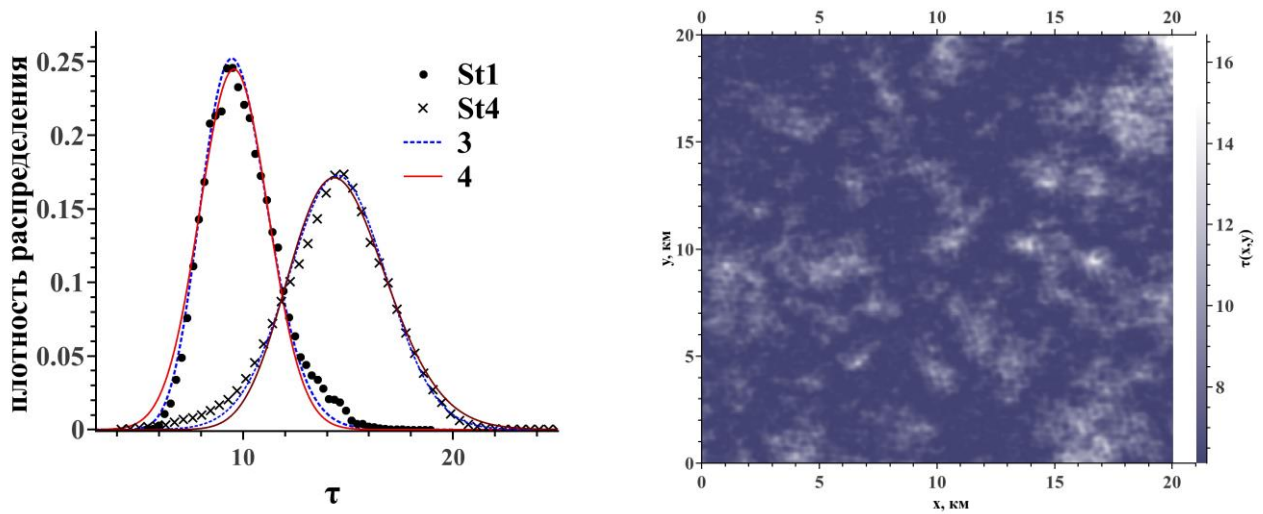


Рисунок 1 – «St1», «St4» - плотности одномерных распределений случайных полей оптических толщин, полученных в ходе экспериментов St-01 и St-04, «3» и «4» - аппроксимации экспериментальных данных плотностями гауссовского и гамма – распределений (слева); реализация спектральной модели негауссовского случайного поля оптических толщин с параметром  $\nu=4$ , содержащая  $8*5\ 000$  гармоник (справа).

Построена модель двумерного однородного изотропного случайного поля оптических толщин  $\tau(x, y)$  с плотностью одномерного распределения  $f(x)$  и корреляционной функцией  $B(x, y) = B(\rho), \rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  (Рис.1, справа) Предполагалось, что коэффициент ослабления излучения определяется через случайное двумерное поле оптических толщин  $\Sigma(x, y) = \tau(x, y) / H$ , где  $H$  – толщина рассеивающего слоя. Для построения численной модели негауссовского случайного поля  $\tau(x, y)$  применялся метод нелинейного преобразования гауссовских полей [1, 2, 3]. Чтобы получить случайное поле с маргинальным гамма-распределением для целого параметра  $\nu$  использовалось специальное преобразование стандартных гауссовских полей  $\Sigma^{(k)}, k = 1, \dots, 2\nu$  с корреляционной функцией  $G(\rho)$  [3, 4]:

$$\tau_\nu(x, y) = V(\Sigma^{(1)}, \dots, \Sigma^{(2\nu)}) = \delta^2 \left( (\Sigma^{(1)})^2 + \dots + (\Sigma^{(2\nu)})^2 \right). \quad (1)$$

При этом выполнено  $\lambda = 1/2\delta^2$ ,  $E_f \tau = 2\nu\delta^2$ ,  $\sigma^2 = 4\nu\delta^4$ ,  $B_\nu(\rho) = 4\nu\delta^4 G(\rho)$ . Для численного моделирования  $\tau_\nu(x, y)$  использовались спектральные модели изотропных гауссовских случайных полей  $\Sigma^{(k)}$  на плоскости из [3].

В качестве корреляционной функции рассматривалась функция  $B(\rho) = \exp(-\kappa\rho)$ .

### Весовой алгоритм моделирования переноса излучения

Рассмотрим задачу теории переноса излучения в среде со случайными оптическими параметрами. Известно, что в приближении геометрической оптики перенос излучения в поглощающих и рассеивающих средах может быть описан интегральным уравнением [1]

$$f(\vec{x}) = \int_{\vec{x}'} k(\vec{x}', \vec{x}) f(\vec{x}') d\vec{x}' + \psi(\vec{x}), \quad k(\vec{x}', \vec{x}) = \frac{\Sigma_s(\vec{r}') g(\mu, \vec{r}') \exp(-\tau(\vec{r}', \vec{r})) \Sigma(\vec{r})}{2\pi |\vec{r} - \vec{r}'|^2 \Sigma(\vec{r}')} \delta\left(\omega - \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}\right), \quad (2)$$

где  $f(\vec{x})$  - плотность столкновений,  $x, x' \in \mathbf{X} = \{\vec{r} \in R^3, \vec{\omega} = (a, b, c) \in \Omega\}$ ,  $\mu = (\vec{\omega}, (\vec{r} - \vec{r}') / |\vec{r} - \vec{r}'|)$ ;

$g(\mu, \vec{r})$  - индикатриса рассеяния,  $\tau(\vec{r}', \vec{r}) = \int_0^l \Sigma(\vec{r}' + s(\vec{r} - \vec{r}') / l) ds$  - оптическая длина отрезка

$[r', r]$ ,  $l = |\vec{r} - \vec{r}'|$ ; коэффициент ослабления  $\Sigma(\vec{r}) = \Sigma_a(\vec{r}) + \Sigma_s(\vec{r})$  является суммой коэффициентов

поглощения  $\Sigma_a(\vec{r})$  и рассеяния  $\Sigma_s(\vec{r})$ ;  $\psi(\vec{x})$  - плотность распределения источников. Уравнение

(2) определяет однородную марковскую цепь столкновений, в которой начальное состояние

определяется плотностью  $\psi(\vec{x})$ , а плотность перехода равна  $k(\vec{x}', \vec{x})$ . Задача заключается в

оценке линейных функционалов от решения уравнения (3) вида:  $J_\varphi = (f, \varphi)$ ,  $\varphi(\vec{x}) \geq 0$ .

В случае стохастической среды ядро  $k(\vec{x}', \vec{x})$  и плотность столкновений  $f(\vec{x})$  зависят от

случайного поля оптических параметров среды  $\Sigma(\vec{r})$  и решение строится как численная оценка

математических ожиданий случайных величин  $\xi(\omega, \Sigma)$ , заданных на траекториях

моделируемого случайного процесса  $\omega(\Sigma)$  и их осреднение по набору реализаций случайных

полей  $\Sigma$ . Такой подход в методах Монте – Карло известен как принцип «двойной

рандомизации» [1].

Основной идеей предлагаемого весового метода Монте – Карло решения задачи теории

переноса в стохастической среде является построение дополнительного рассеивающего слоя с

коэффициентом ослабления  $\Sigma_0^l$  для каждой реализации случайного поля  $\Sigma^l$ .  $\Sigma_0^l$  является

кусочно-постоянной аппроксимацией поля  $\Sigma^l$ . Моделирование траекторий производится для

коэффициента ослабления  $\Sigma_0^l$ , стохастическая структура рассеивающего слоя  $\Sigma^l$  учитывается за

счет введения весов: 
$$Q_n(\Sigma^l) = \prod_{i=1}^{n-1} \left\{ \frac{\Sigma_s^l(\vec{r}_{i-1}) \Sigma_0^l(\vec{r}_{i-1})}{\Sigma^l(\vec{r}_{i-1}) \Sigma_{s,0}^l(\vec{r}_{i-1})} \right\} \cdot \frac{\Sigma^l(\vec{r}_n)}{\Sigma_0^l(\vec{r}_n)} \exp\left(-\sum_{i=1}^n [\tau^l(\vec{r}_{i-1}, \vec{r}_i) - \tau_0^l(\vec{r}_{i-1}, \vec{r}_i)]\right),$$

$$\tau_0^l(\vec{r}_{i-1}, \vec{r}_i) = \int_0^{|\vec{r}_{i-1}-\vec{r}_i|} \Sigma_0^l(\vec{r}_{i-1} + s\vec{\omega}_{i-1}) ds, \quad \tau^l(\vec{r}_{i-1}, \vec{r}_i) = \int_0^{|\vec{r}_{i-1}-\vec{r}_i|} \Sigma^l(\vec{r}_{i-1} + s\vec{\omega}_{i-1}) ds.$$

Для вычисления  $\Sigma_0^{l,m}$  исходная область  $G=[0,X]*[0,Y]*[0,Z]$  разбивалась на непересекающиеся параллелепипеды:  $G = \bigcup_m G_m$ . Коэффициент ослабления  $\Sigma_0^{l,m}$  в каждой подобласти  $G_m$  определялся как среднее значение реализации  $\Sigma^l$  в  $G_m$ :

$$\Sigma_0^{l,m} = \frac{1}{h_x h_y} \int_{x_{i-1}}^{x_i} \int_{y_{j-1}}^{y_j} \Sigma^l(x, y) dx dy, \quad \text{здесь } h_x, h_y - \text{длины параллелепипедов } G_m \text{ вдоль осей } X \text{ и } Y. \text{ Для}$$

модели (1) коэффициента ослабления  $\Sigma^l$  значения  $\Sigma_0^{l,m}, \tau^l(\vec{r}_{i-1}, \vec{r}_i)$  вычисляются аналитически.

### Заключение

Для негауссовской модели (1) предложенный метод может иметь меньшую трудоемкость, чем метод максимального сечения ввиду следующих обстоятельств.

1. Для весового метода нет необходимости в оценивании мажорирующей константы

$$\Sigma^l(\vec{r}) \leq \Sigma_{\max}^l, \quad \vec{r} \in G. \quad \text{Наиболее простая оценка } \Sigma_{\max}^l = \sum_{k=1}^{2\nu} \left( \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M A_{(n,m)}^{(k,l)} \right)^2 \text{ дает значения } \Sigma_{\max}^l$$

в сотни раз превышающие реальные значения случайного поля, что существенно повышает трудоемкость метода максимального сечения. Другой вариант оценки  $\Sigma_{\max}^l$  – вычисление функции (1) для большого числа точек  $\vec{r} \in G$ , что также является трудоемкой процедурой.

2. При моделировании траекторий предложенным алгоритмом значения  $\Sigma_0^{l,m}$  можно вычислять по мере попадания траекторий фотонов в соответствующие области  $G_m$ . Это снижает время расчетов при моделировании малого количества траекторий для каждой реализации случайной рассеивающей среды.

Работа выполнена за счет финансирования по бюджетному проекту ИВМиМГ СО РАН 0315-2016-0002.

1. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Статистическое моделирование. Москва. Наука. 1982. – 296с.
2. Пиранашвили З.А. Некоторые вопросы статистико-вероятностного моделирования случайных процессов // Вопросы исследования операций. Тбилиси. 1966. с.53 -91.
3. Пригарин С.М. Методы численного моделирования случайных процессов и полей. Новосибирск. «ИВМиМГ СО РАН» 2005. 258 с.
4. Шалыгин А.С., Палагин Ю.И. Прикладные методы статистического моделирования. Ленинград: Машиностроение. 1986. 320 с.
5. 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. V.17 P.2359 – 2372.

# ДВУХЧАСТОТНАЯ ФУНКЦИЯ КОГЕРЕНТНОСТИ ДЛЯ ПОЛЯ ВОЛНЫ, ОТРАЖЕННОЙ ОТ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОГО ИОНОСФЕРНОГО СЛОЯ

Тинин М. В., Книжин С. И.

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

e-mail: mtinin@api.isu.ru, sergeiknizhin@physdep.isu.ru

Ключевые слова: отражение волн, случайные неоднородности, частотная функция когерентности.

Аннотация. Используя сочетание метод Фока собственного времени и двойное взвешенное Фурье преобразование, ранее было получено решение для задачи отражения волны от регулярно неоднородного слоя со случайными неоднородностями. В докладе это решение используется для определения среднего поля и частотной функций когерентности. Условие применимости геометрооптического приближения для частотной функции когерентности в узкополосном случае намного слабее условия применимости этого приближения для отдельных реализаций. Приводятся результаты моделирования для гауссова спектра неоднородностей и для модели Шкаровского.

Для описания пространственно-временной структуры сигнала, прошедшего через случайно неоднородные ионосферу и нижнюю атмосферу, обычно используют двухчастотную функцию взаимной когерентности. Учет многомасштабности случайно неоднородной среды распространения при исследовании этой функции когерентности в малоугловом приближении можно осуществить, используя двойное взвешенное Фурье преобразование (ДВФП) [1]. При исследовании сигнала, отраженного от ионосферного слоя, с помощью Фоковского метода пятого параметра (метода собственного времени) задача сводится к решению параболического уравнения в четырехмерном пространстве. Решая это уравнение методом ДВФП, было получено решение волновой задачи без предположения о малоугловом характере распространения [2]. Для ионосферного слоя с линейным профилем и случайными неоднородностями вдали от точки отражения его можно записать следующим образом:

$$E(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) = C(k) E_0(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 s d^2 p \exp\{ik [\bar{\Phi}(\mathbf{p}, \mathbf{s}) + \tilde{\Phi}(\mathbf{p}, \mathbf{s})]\}, \quad (1)$$

где  $C(k) = [k / (2\pi\sqrt{L})]^2$ ,  $\bar{\Phi}(\mathbf{p}, \mathbf{s}) = \frac{\mathbf{p}\mathbf{p}_0}{h} - h\left(\frac{s^2}{4L} - \frac{p^2}{h^2}\right) + \frac{\mathbf{s}(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)}{2\sqrt{L}} - \frac{\mathbf{p}(\mathbf{p} + \mathbf{p}_0)}{h}$ ,  $k = \omega / c = 2\pi / \lambda$ ,

$k = \omega / c = 2\pi / \lambda$  - волновое число,  $c$  и  $\lambda$  - скорость света и длина волны в свободном пространстве, соответственно.

$$\tilde{\Phi}(\mathbf{p}, \mathbf{s}) = \sqrt{L} \int_{-\xi_0}^{\xi_0} \tilde{\varepsilon}[\mathbf{p} - \mathbf{s}\xi, L - \xi^2] d\xi, \quad \xi_0 = \sqrt{L - z_0}, \quad E_0(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) = i \exp\{ik\Phi_0(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0)\} (8\pi h)^{-1}$$

- ГО приближение поля волны с временной зависимостью  $\exp(-i\omega t)$ , отраженной от линейного слоя в отсутствие неоднородностей;  $\{-h_0, \mathbf{p}_0\}$ ,  $\{-h_0, \mathbf{p}\}$  - координаты источника и наблюдателя, расположенных на плоскости  $z = -h_0$  под ионосферным слоем;  $h = 2L + h_0$  - групповой путь до точки отражения;  $z_0$  -  $z$ -координата нижней границы области с неоднородностями, отсчитываемая от начала ионосферного слоя; учитывая почти вертикальное (нормальное) распространение парциальных волн в (1), в качестве  $z$ -координаты точки отражения  $z_r$  взята координата обращения в ноль средней диэлектрической проницаемости  $z_r = L$ . Диэлектрическая проницаемость задана следующим выражением:  $\varepsilon(\mathbf{r}) = \bar{\varepsilon}(z) + \tilde{\varepsilon}(\mathbf{r})$ , где  $\bar{\varepsilon}(z) = 1 - z/L(\omega) = 1 - 80,6\bar{N}(z)(2\pi/\omega)^2$ ,  $\tilde{\varepsilon}(\mathbf{r}, \omega) = -80,6\tilde{N}(\mathbf{r})(2\pi/\omega)^2$ ,  $\bar{N}(z) = z/L_N$  - средняя электронной плотности ионосферной плазмы;  $\tilde{N}(\mathbf{r})$  - случайная составляющая электронной плотности с нулевым средним и функцией корреляции  $\Psi_N(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ .

Используем решение (1) для расчета моментов поля волны, отраженной от ионосферного слоя с линейным профилем и случайными неоднородностями.

После усреднения (1) для среднего поля получаем

$$\langle E(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) \rangle = C(k) E_0(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2s d^2p \exp\{ik[\bar{\Phi}(\mathbf{p}, \mathbf{s}) - \sigma_{\Phi}^2(\mathbf{s})]\}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{\Phi}^2(\mathbf{s}) = L \int_{-\xi_0}^{\xi_0} \int_{-\xi_0}^{\xi_0} \Psi_{\varepsilon}[\mathbf{s}(\xi_1 - \xi_2), \xi_1^2 - \xi_2^2] d\xi_1 d\xi_2$ ,  $\Psi_{\varepsilon}(\mathbf{p}, z) = 80,6^2 (2\pi/\omega)^4 \Psi_N(\mathbf{p}, z)$  - функция корреляции диэлектрической проницаемости.

Интегралы в (2) можно вычислить и получить

$$\langle E(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) \rangle \approx E_0(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) \exp\{-\sigma_{\Phi}^2(0)/2\}. \quad (3)$$

Такое же выражение можно получить путем усреднения фазового ГО приближения.

Используя выражение (1) для волны, отраженной от слоя со случайными неоднородностями можно получить выражение для двухчастотной функции взаимной когерентности

$$\begin{aligned} \Gamma_E(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \omega_1, \omega_2) &= \langle E(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_{01}, z, \omega_1) E^*(\mathbf{p}_2, \mathbf{p}_{02}, z, \omega_2) \rangle = \\ &= E_0(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_{01}, z, \omega_1) E_0^*(\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_{02}, z, \omega_2) \hat{\Gamma}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \omega_1, \omega_2). \end{aligned} \quad (4)$$

При  $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_{01} = \mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_{02} = 0$  (4) определяет функцию частотной когерентности

$$\Gamma_E(\omega_1, \omega_2) = \langle E(0, 0, z, \omega_1) E^*(0, 0, z, \omega_2) \rangle = E_0(0, z, \omega_1) E_0^*(0, z, \omega_2) \hat{\Gamma}(\omega_1, \omega_2). \quad (5)$$

Для тонкого слоя, когда  $r_{fip} \sqrt{(L(\omega_i) - z_0)L(\omega_i)} / h(\omega_i) \ll l_N, i = 1, 2$ ,

$$\bar{\Gamma}(0, 0, \omega_1, \omega_2) = i\pi^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d^2u \exp\{iu^2 - D_\omega / 2\}, \quad (6)$$

где

$$D_\omega(\mathbf{u}, \mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2) = b_1 \left\{ \int_{-\xi_{01}}^{\xi_{01}} \int_{-\xi_{01}}^{\xi_{01}} d\xi_1 d\xi_2 \Psi_N[0, \xi_1^2 - \xi_2^2] + \int_{-\xi_{02}}^{\xi_{02}} \int_{-\xi_{02}}^{\xi_{02}} d\xi_1 d\xi_2 \Psi_N[0, \xi_1^2 - \xi_2^2] - \right. \\ \left. - 2 \int_{-\xi_{01}}^{\xi_{01}} \int_{-\xi_{02}}^{\xi_{02}} d\xi_1 d\xi_2 \Psi_N \left[ \mathbf{u} \sqrt{\left( \frac{k_2}{h_2} - \frac{k_1}{h_1} \right) / \frac{k_1 k_2}{h_1 h_2}}, L_1 - L_2 - \xi_1^2 + \xi_2^2 \right] \right\}. \quad (7)$$

Если  $l_0$  - минимальный масштаб функции корреляции  $\Psi_N(\mathbf{p}, 0)$ , то при выполнении условия

$$\sqrt{r_{fip}^2(f_1) - r_{fip}^2(f_2)} \ll l_0 \quad (8)$$

интеграл в (6) вычисляется, и получаем фазовое ГО приближение для функции частотной когерентности. Заметим, что условие (8) ГО приближения для функции частотной когерентности значительно слабее известного условия ГО приближения  $r_{fip}(f_i) \ll l_i$  для отдельных измерений.

На Рисунках 1, 2 для несущей частоты излучения  $f_0 = \omega_0 / 2\pi = (\omega_1 + \omega_2) / 2\pi = 4\text{МГц}$  приведены результаты моделирования зависимости функции частотной когерентности от относительной расстройки  $X = (\omega_2 - \omega_1) / (\omega_2 + \omega_1)$  для Гауссова спектра  $\Phi_N(\mathbf{k}) = l_0^3 \sigma_N^2 \pi^{-3/2} \exp[-l_0^2 \mathbf{k}^2]$  и для спектра Шкаровского

$$\Phi_N(\mathbf{k}) = \sigma_N^2 (\kappa_0 l_m)^{(p-3)/2} l_m^3 K_{p/2} \left( l_m \sqrt{\kappa_0^2 + \mathbf{k}^2} \right) / \left[ (2\pi)^{3/2} \left( l_m \sqrt{\kappa_0^2 + \mathbf{k}^2} \right)^{p/2} K_{(p-3)/2}(\kappa_0 l_m) \right],$$

где  $l_m$  и  $L_0$  - внутренний и внешний масштабы турбулентности, соответственно,  $\kappa_0 = 2\pi / L_0$ . Учитывалось, что для линейного слоя можно задавать  $L_N = z / \bar{N}(z)$  через значение  $\bar{N}(z)$  в точке  $z_c = 70\text{км}$  где плазменная частота была равной 5 МГц. Полагалось, что статистически однородные неоднородности с флуктуациями, равными 5% от плотности фоновой плазмы на высоте  $z_c = 70\text{км}$ , занимают все пространство между началом слоя  $z = 0$  и высотой отражения  $z_t = L$ .

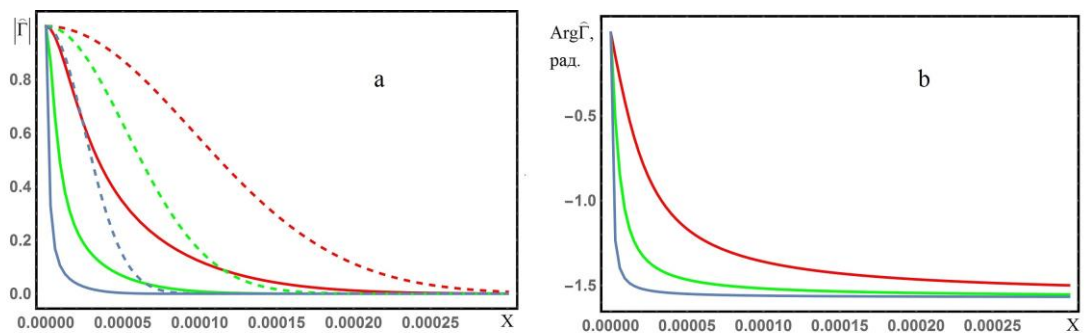


Рисунок 1 – Зависимости модуля (а) и аргумента (б) функции частотной когерентности от относительной расстройки  $X$  для гауссова спектра с масштабами 70м (синие линии), 300м (зеленые линии) и 1км (красные линии), рассчитанные по формулам ДВФП (сплошные линии) и в ГО приближении (штриховые линии).

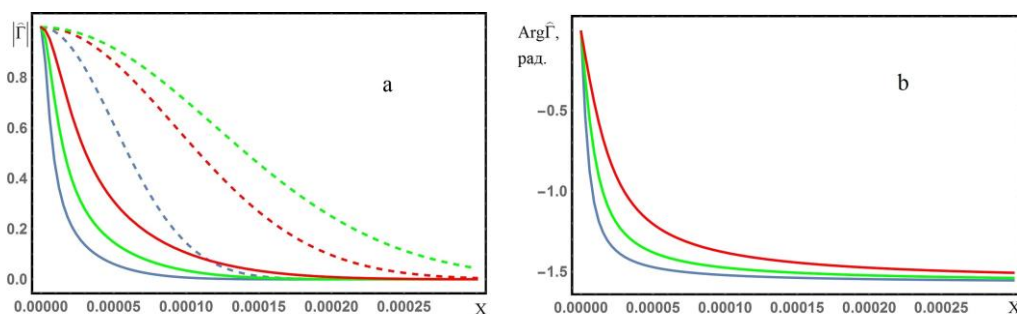


Рисунок 2 – То же самое, что на Рисунке 1 для спектра Шкарковского с внешним масштабом  $L_0 = 10\text{км}$  и с различными внутренними масштабами: 70м (синие линии), 300м (зеленые линии) и 1км (красные линии).

Заметим, что в отличие от задач без отражения [1-2] влияние дифракционных эффектов здесь более существенно. Пространственная обработка [1] для волны, распространяющейся в случайно неоднородной неотражающей среде, здесь также устраняет дифракционные эффекты [2]. Результат такой обработки приближает наше поле к его ГО приближению, то есть приводит к уширению полосы канала (см. Рисунки 1-2), что в свою очередь приводит к повышению разрешающей способности ионозонда.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (Задание № 3.903.2017/ПЧ).

1. *Тинин М.В.* Двухчастотная функция когерентности для поля волны, распространяющейся в многомасштабной случайно неоднородной среде // Известия вузов – Радиофизика. 2018. Т. 61. № 4. С.291-304.

2. *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. P. 1350-1362. <http://dx.doi.org/10.1002/2016RS006055>.



# ЭФФЕКТЫ АНИЗОТРОПИИ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ОСТАТОЧНОЙ ОШИБКЕ ДВУХЧАСТОТНЫХ ГНСС

Е.В. Конецкая, М.В. Тинин, С.И. Книжин

Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

e-mail: cpb7.12.2010@gmail.com, mtinin@api.isu.ru, sergeiknizhin@physdep.isu.ru

Ключевые слова: глобальные навигационные спутниковые системы, остаточные ошибки, анизотропия случайных ионосферных неоднородностей

Аннотация. В работе исследуется влияние случайных анизотропных ионосферных неоднородностей на остаточную ошибку двухчастотных измерений ГНСС. Для этого в выражении для фазового пути учитываются поправки второго и третьего порядков, связанные с эффектами магнитного поля Земли и искривлением лучевой траектории в присутствии случайных неоднородностей, соответственно. При этом исследуется влияние ориентированности ионосферных неоднородностей вдоль силовых линий геомагнитного поля (т.н. анизотропии неоднородностей) на величину остаточной ошибки двухчастотных измерений третьего порядка. Производится моделирование остаточной ошибки с целью исследования условий, при которых этот эффект становится наиболее существенным.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (Задание № 3.903.2017/ПЧ).

## ВОЗМОЖНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЯ СЕРЕБРИСТЫХ ОБЛАКОВ ПРИ МИКРОВОЛНОВЫХ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ

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: серебристые облака, переохлажденная вода, лед 0, микроволновая радиометрия, радиояркость, температура.

Рассмотрен вопрос формирования ледяных частиц серебристых облаков. Предполагается, что ледяные частицы содержат лед 0 – недавно обнаруженную сегнетоэлектрическую модификацию льда. На контакте с поверхностью пылевой частицы возникает слой с высокой электропроводностью, определяющий сильное рассеяние электромагнитного излучения в широкой полосе частот. Предполагается также дополнительный механизм появления воды в мезосфере при реакции взаимодействия гидроксила, находящегося на поверхности силикатных частиц, и водорода. Предлагается осуществлять наблюдение серебристых облаков методами микроволновой радиометрии.

Серебристые облака самые высокие облачные образования, существующие на границе термосферы и мезосферы. На этой границе имеет место изменение знака приращения температуры с высотой [1]. Значение температуры в пограничном слое изменяется от  $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$  до  $-80\text{ }^{\circ}\text{C}$  [1, 2].

Установлено, что облака состоят из ледяных частиц с размерами 30...80 нм при конденсации паров воды на пылевых частицах. Такая конденсация при существующем в слое давлении возможна при температурах ниже  $-120\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Другая гипотеза объясняет появление воды и возрастание частоты образования серебристых облаков в связи с ростом концентрации метана в атмосфере. При этом рост концентрации углекислого газа приводит к понижению температуры, благоприятствуя конденсации паров воды.

Интерес к серебристым облакам связан с тем, что они являются чувствительными к изменениям параметров верхней атмосферы, так и с их особыми физико-химическими свойствами. В частности, была обнаружена заметная отражательная способность облаков на частотах микроволнового диапазона [3]. Такая особенность может определяться электропроводностью поверхности ледяных частиц [4]. Обнаружение отражательной способности для радиоволн ставит вопрос о возможности наземных наблюдений серебристых облаков в течение суток с использованием микроволновых сенсоров с узконаправленными антеннами.

Однако для развития этих методов наблюдения требуется объяснить аномальные электромагнитные свойства ледяных частиц. В работе [5, 6] методами компьютерного моделирования была предсказана новая модификация льда (лед 0), являющаяся переходной формой от глубоко переохлажденной воды (с температурой ниже  $-23\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) к гексагональному льду Ih. Лед 0 является сегнетоэлектриком и его статическая диэлектрическая проницаемость ( $\epsilon_s$ ) существенно выше, чем у льда Ih. Если лед 0 образуется на поверхности твердой частицы с невысоким значением  $\epsilon_s$ , то на контакте сред образуется тонкий слой с высокой электропроводностью [7]. Этот эффект был подтвержден при микроволновых измерениях замерзания воды в нанопористых силикатах [8]. Небольшая частица, покрытая таким слоем льда, эквивалентна металлической частице и имеет широкий спектр рассеяния излучения от частот оптического диапазона до радиочастот [4].

Наряду с гипотезой о появлении воды при реакциях с метаном имеются работы о влиянии водорода на атмосферные процессы в стратосфере. Водород может выделяться из зон дегазации Земли, так иметь и антропогенное происхождение [9, 10]. В работе [11] при изучении поведения водорода в порах силикатного материала силикагеля была обнаружена реакция соединения водорода с гидроксильными группами с образованием воды при температуре  $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$  и ее последующим замерзанием. Этот эффект связали с существованием линии Видома, которая определяется влиянием второй критической точки воды при температуре  $-53\text{ }^{\circ}\text{C}$  и давлении  $\sim 100\text{ МПа}$  [12]. При температуре  $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$  из-за сильных флуктуаций энтропии и плотности резко ускоряются криохимические превращения с участием воды. В случае серебристых облаков в среднем слое мезосферы могут образовываться благоприятные условия для синтеза воды на поверхности силикатных и иных материалов с последующим образованием сегнетоэлектрического льда 0. При подъеме частиц из льда 0 в слои, где  $\epsilon_s$  достигает экстремума (т.е. высоты 80-85 км) наблюдают наиболее интенсивное свечение облаков.

Серебристые облака можно обнаружить с использованием микроволновой радиометрии [13] при наблюдениях с земной поверхности. Радиояркостная температура облачного образования ( $T_B$ ) можно представить следующей формулой [14]:

$$T_B = T_1 \cdot R + T_2(1 - G) + T_3G,$$

где  $T_1$  – температура излучения нижнего пространства;  $R$  – коэффициент отражения по мощности от наиболее активного слоя облаков;  $T_2$  – термодинамическая температура ледяных частиц;  $G$  – коэффициент прохождения мощности излучения через облачный слой при его поглощении;  $T_3$  – температура излучения космического пространства.

В Институте природных ресурсов, экологии и криологии СО РАН в г. Чита в декабре 2018 г. начаты эксперименты по поиску сигналов, создаваемых серебристыми облаками на

частотах 20, 35 и 94 ГГц. Фотография радиометрического комплекса приведена на рисунке 1. Получены первые результаты, которые показали приращение радиояркостной температуры 1...10 К. Предполагается продолжить измерения в летний период времени, когда серебристые облака наблюдаются с большой вероятностью, при ориентации антенн в сторону Байкальской рифтовой зоны.



Рисунок 1 – Комплекс микроволновых радиометров, аналогичный работе [15]

#### Выводы

1. В представленной гипотезе о свойствах ледяных частиц объясняется свечение и отражение радарных сигналов от серебристых облаков. Эффект связывается с конденсацией на пылевых частицах сегнетоэлектрического льда 0, что приводит к появлению в них высоко проводящих слоев. Металлические свойства таких частиц в наибольшей степени проявляются при температурах ниже  $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ , что имеет место на высотах около 80 км.

2. Предложен механизм образования воды при реакции взаимодействия гидроксидов поверхности силикатных материалов с водородом атмосферы, выделяющимся из зон дегазации Земли. Реакция протекает вблизи критического состояния переохлажденной воды на линии Видома при температуре  $-45\text{ }^{\circ}\text{C}$ . При миграции образовавшихся ледяных частиц в более

холодные слои наблюдаются серебристые облака.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-05-00085).

1. Атлас облаков / сост. Д.П. Беспалов, и др.; ред. Л.К. Сурыгина. Санкт-Петербург: РИФ «Д'АРТ», 2011. 248 с.
2. *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](https://www.agci.org/sites/default/files/pdfs/lib/main/10S1_0616_JRussell.pdf) (дата обращения 13.02.2019).
3. *Черняков С.М., Ролдугин А.В., Ролдугин В.К., Оглоблина О.Ф.* Синхронные наблюдения радиолокационными и оптическими методами серебристых облаков над Кольским полуостровом 12 августа 2016 г.: Тезисы докл. // Труды XXX Всероссийского симпозиума Радиолокационное исследование природных сред. Санкт-Петербург, апрель, 2017. Санкт-Петербург: ВКА имени А.Ф. Можайского, 2017. Т. 2. С. 182-186.
4. *Борен К. Хафман Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 662 с.
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. *Quigley D., Alfè D., Slater B.* Communication: On the stability of ice 0, ice i, and Ih // *J. Chem. Phys.* 2014. V. 141. P. 161102-1/5.
7. *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 // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2005. V. 38. P. 915-921.
8. *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.
9. *Tracey K.T., Run-Lie S., Mark A., John M.E., Yung Y.L.* Potential Environmental Impact of a Hydrogen Economy on the Stratosphere // *Science*. V. 300, № 5626. P. 1740-1742.
10. *Сывороткин В.Л.* Экологические аспекты дегазации Земли. М.: ЗАО «Геоинформмарк», 1998. 57 с.
11. *Бордонский Г.С., Гурулев А.А.* Экспериментальное доказательство существования линии Видома по особенностям поведения водорода в нанопористом силикате при  $-45^{\circ}\text{C}$  и атмосферном давлении // Письма в Журнал технической физики. 2017. Т. 43, № 8. С. 34-40.
12. *Franzese G., Stanley H.E.* The Widom line of supercooled water // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2007. V. 19. P. 205126/1-16.
13. *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.
14. *Sharkov E.A.* Passive Microwave Remote Sensing of the Earth: Physical Foundations. Berlin; New York; London; Paris; Tokyo: Springer/PRACTIS, 2003. 613 p.
15. *Алексеев П.В., Викторов А.С., Волков А.М., Гончаров А.К., Гордон З.И., Данекин А.И., Кочеров С.А., Некрасов В.В., Пахомов Л.А., Прохоров Ю.П., Феоктистов А.А., Хапин Ю.Б.* Микроволновый сканирующий радиометр интегрального влажностного зондирования атмосферы (МИВЗА) // Исследование Земли из космоса. 2003. № 5. С. 68-77.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИСПЕРСИИ ФЛУКТУАЦИЙ ОРБИТАЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА  
ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ ЧЕРЕЗ РАЗЛОЖЕНИЕ ЕГО  
ВОЛНОВОГО ПОЛЯ ПО ОПТИЧЕСКИМ ВИХРЯМ

В.П. Аксёнов<sup>1</sup>, В.В. Дудоров<sup>1</sup>, В.В. Колосов<sup>1,2</sup>, Ч.Е. Погуца<sup>1</sup>, Е. С.Абрамова<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

<sup>2</sup>Томский научный центр СО РАН, Томск, Россия

<sup>3</sup>Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Новосибирск,  
Россия

[avp@iao.ru](mailto:avp@iao.ru), [dvv@iao.ru](mailto:dvv@iao.ru), [kvv@iao.ru](mailto:kvv@iao.ru)

Ключевые слова: орбитальный угловой момент света, оптический вихрь, статистические характеристики, турбулентная атмосфера.

В численном эксперименте определяются компоненты разложения комплексной амплитуды поля лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере, по вихревым азимутальным модам (оптическим вихрям). Из совокупности найденных коэффициентов разложения рассчитываются случайные реализации орбитального углового момента (ОУМ) лазерного пучка, а на основе массива случайных реализаций этой величины находятся статистические характеристики ОУМ, в том числе среднее и дисперсия. Сравняются достоинства и недостатки подобного метода определения статистических характеристик ОУМ с ранее апробированным методом расчетов ОУМ по величине наклонов волнового фронта (градиента фазы). Обсуждаются варианты и потенциальные возможности аппаратной реализации подобного метода в сравнении с возможностями измерений ОУМ, выполненными с помощью датчика Шэка-Гартмана.

В наших работах [1] мы исследовали в численном эксперименте статистические характеристики орбитального углового момента (ОУМ) лазерного пучка, прошедшего слой турбулентной атмосферы. В этой работе, как и в более поздней [2], ОУМ вычислялся по формуле

$$L_z = \frac{1}{W_0} \iint_{\infty} dx dy I(x, y, z) \left[ x \frac{\partial}{\partial y} S(x, y, z) - y \frac{\partial}{\partial x} S(x, y, z) \right], \quad (1)$$

где  $u(\mathbf{r}, z)$  — комплексная амплитуда волнового поля,  $I(\mathbf{r}, z)$  — его интенсивность,  $S(\mathbf{r}, z)$  — его фаза,  $W_0 = \iint_{\infty} |u(\mathbf{r}, z)|^2 d\mathbf{r}$ . Для этой формулы существует эквивалентное представление

$$L_z = \frac{i}{2\omega W_0} \iint_{\infty} \left[ \mathbf{r} \times (u(\mathbf{r}, z) \nabla_{\perp} u^*(\mathbf{r}, z) - u^*(\mathbf{r}, z) \nabla_{\perp} u(\mathbf{r}, z)) \right] \mathbf{n}_z d\mathbf{r}, \quad (2)$$

где  $\omega$  — циклическая частота света. Формулы (1)-(2) предполагают вычисление или измерение распределения компонент наклонов волнового фронта и интенсивности или распределения компонентов вектора Умова – Пойнтинга. Наиболее очевидный способ измерений таких

компонент — использование датчика волнового фронта Шэка-Гартмана. Определение  $L_z$  на основе (1) с приемлемой точностью, да еще с учетом переменчивости турбулентной атмосферы, предполагает успешное решение вычислительных проблем, связанных с дифференцированием фазы и технических проблем, связанных с размерностью датчика Шэка-Гартмана. С другой стороны, существует альтернативный путь определения  $L_z$ . Действительно, можно разложить поле  $u(\mathbf{r}, z)$  по вихревым модам разного порядка

$$u(r, \varphi, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n(r, z) e^{in\varphi}, \quad (3)$$

где

$$a_n(r, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} d\varphi u(r, \varphi, z) e^{-in\varphi}. \quad (4)$$

Величина

$$P_n(z) = \frac{C_n(z)}{\sum_{i=-\infty}^{\infty} C_i(z)}, \quad (5)$$

где

$$C_n(z) = \int_0^{\infty} r dr |a_n(r, z)|^2 \quad (6)$$

будет представлять долю энергии, соответствующую модам разного порядка  $n$ . Способы аппаратной декомпозиции (3)- (4) изложены в [3-4]. Если  $W_0$  измерять в единицах энергии фотона  $\omega \hbar$  (то есть положить  $\tilde{W}_0 = W_0 / \omega \hbar$ ), исходя из (2)-(6) можно показать[5], что орбитальный угловой момент, приходящийся на один фотон  $\tilde{L}_z$ , может быть определен из следующего соотношения

$$\tilde{L}_z = \hbar \frac{\sum_{n=-\infty}^{\infty} n C_n}{\sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n}. \quad (7)$$

С помощью соотношения (7) могут анализироваться как случайные реализации ОУМ, так и их статистические характеристики. В докладе на основе аналитических оценок и численного эксперимента сравниваются погрешности методов определения ОУМ по формулам (1) и (7), обсуждаются варианты экспериментальной реализации и возможности измерений ОУМ на этой основе.

1. *Aksenov V.P., Kolosov V.V., Filimonov G.A., Pogutsa C.E.* Orbital angular momentum of a laser beam in a turbulent medium: preservation of the average value and variance of fluctuations // *J. Opt.* 2016, V.18 . 054013 (6pp).
2. *Aksenov V.P., Dudorov V.V., Filimonov G.A., Kolosov, V.V., Venediktov V.Y.* Vortex beams with zero orbital angular momentum and non-zero topological charge // *Optics and Laser Technology* 2018. V. 104. P. 159-163.
3. *Kotlyar V.V., Khonina S.N., Soifer V.A.* Light field decomposition in angular harmonics by means of diffractive optics//*J. Mod. Opt.* 1998.V. 45, No.7. P. 1495–1506.
4. *Khonina S.N., Kotlyar V.V., Soifer V.A., Pääkkönen P., Simonen J., Turunen J.* An analysis of the angular momentum of a light field in terms of angular harmonics// *J. Mod. Opt.* 2001. V. 48, No.10. P.1543–1557.
5. *Molina-Terriza G., Torres J. P., and Torner L.* Management of the Angular Momentum of Light: Preparation of Photons in Multidimensional Vector States of Angular Momentum // *Phys. Rev. Let.* 2002. V. 88, No. 1. 013601 (4pp).



# МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ВИХРЕЙ В ЗАДАЧАХ ПРИКЛАДНОЙ ОПТИКИ

Канев Ф.Ю., Аксенов В.П., Веретехин И.Д.

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

[mna@iao.ru](mailto:mna@iao.ru), [avp@iao.ru](mailto:avp@iao.ru), [answer95@inbox.ru](mailto:answer95@inbox.ru)

Ключевые слова: Сингулярная оптика, оптический вихрь, особая точка волнового фронта, датчик Шека-Гартмана, интерференционная картина

На основе материалов литературных источников и данных, полученных авторами, в докладе проведен анализ основных свойств вихревого излучения оптического диапазона и рассмотрены области применения вихревых лазерных пучков. Особое внимание уделено методам регистрации особых точек волнового фронта. В численном эксперименте выполнено сравнение точности четырех методов регистрации, отмечены особенности их практического использования.

## 1. Вихревые лазерные пучки в задачах современной оптики

Вихревые лазерные пучки находят широкое применение во многих значимых оптических задачах. Так с использованием данного типа излучения регистрируются характеристики случайных процессов, скорость протекания которых зависит от большого числа различных факторов. Например, характеристики таких процессов, как высыхание краски [1].

В ряде современных работ теоретически и экспериментально демонстрируется возможность увеличения разрешения оптической системы (сканирующего микроскопа) за счет вихревого излучения [2], определения с помощью таких пучков микросмещений объектов [3] или малых поверхностных неоднородностей [4].

Очень интенсивно развиваются исследования, в которых рассматривается применение излучение для перемещения микрочастиц размерами от нескольких десятков нанометров до нескольких сотен микрометров, т.е. авторы пытаются заставить пучок работать в качестве «оптического пинцета» или «оптического сита». В таких системах силы, прикладываемые к объекту, изменяются в диапазоне от фемтоньютон до наноньютонов [5]. Фактически, пинцет – это прибор обеспечивающий смещение микрочастиц или их захват. Сито является более сложным, при его построении учитывается зависимость траектории частицы от её формы, размера, значения показателя преломления, а также от параметров излучения.

По-видимому, впервые об эксперименте по смещению частиц докладывалось в работе А. Ашкина (А. Ashkin [6]). Используемый им пучок не являлся вихревым, а требуемое приложение сил обеспечивалось за счет градиента интенсивности. При дальнейшем развитии направления были отмечены следующие недостатки метода [7, 8]:

1. При захвате частица находится в области с высокой интенсивностью излучения, поэтому возможно ее повреждение.
2. Несколько частиц могут попасть в одну и ту же ловушку.
3. Захват частиц с низким коэффициентом преломления затруднен.

Решение указанных проблем оказалось возможным за счет использования вихревых лазерных пучков [7, 8, 9, 10]. В этом случае частица попадает в область минимальной интенсивности, и размеры области варьируются в широком диапазоне.

Приведенные выше примеры демонстрируют возможность широкого использования вихревых пучков в актуальных задачах оптики. Для практического решения этих задач необходимой является разработка надежных методов генерации особых точек, а также алгоритмов точного детектирования вихрей. Анализ точности нескольких методов регистрации дислокаций рассматривается в настоящем докладе.

## 2. Методы регистрации вихрей

Методы регистрации особых точек волнового фронта строятся с использованием характерных свойств вихревого излучения. Например, хорошо известно [11, 12], что в интерференционной картине такого излучения наблюдается ветвление полос (Рис. 1 (а)). Дислокация в этом случае находится как точка ветвления визуально [11] или в результате компьютерной обработки изображения [13]. Развитие подхода, предложенного авторами [13], было выполнено в работе [14], где на основе обработки интерферограммы определялось не только наличие в пучке особых точек, но и их топологические заряды. Ветвление полос, наблюдаемое при интерференции вихревого излучения, и локализация дислокаций показано на рис. 1 (а).

Еще одно свойство оптического вихря, которое может быть использовано для его локализации – это определенное значение циркуляции градиентов волнового фронта, вычисляемой по периметру контура, включающего особую точку [15, 16]. Как известно, циркуляция должна быть равна  $2\pi l$ , где  $l$  – это топологический заряд, целое положительное или отрицательное число (нужно отметить, что в [17] докладывалось о получении вихрей с дробными зарядами). Для регистрации особой точки не обязательно использовать именно градиенты волнового фронта, интеграл может быть вычислен и для векторов поля локальных наклонов, определенных датчиком Шека-Гартмана [16]. Естественно, точность регистрации при этом уменьшается. Локализация вихря по распределению наклонов иллюстрируется на рис.1(б).

Координаты и заряды вихрей могут быть также найдены как точки окончания разрывов фазовой поверхности (рис. 1 (в)). Практическая реализация метода является достаточно

сложной, и, как показывают численные эксперименты, точность его применения неудовлетворительна.

Авторами публикаций [12] и [13] было продемонстрировано, что вихрь может быть определен как точка пересечения линий, на которых равны нулю значения мнимой и действительной частей комплексной амплитуды поля (рис. 1 (г)). Практическое применение указанного метода является крайне проблематичным, т.к. в реальном эксперименте сложно получить значения комплексной амплитуды поля при наличии сингулярности в волновом фронте. Тем не менее, нами был проведен анализ метода и показано, что обеспечиваемая им точность приблизительно одинакова с точностью градиентного метода.

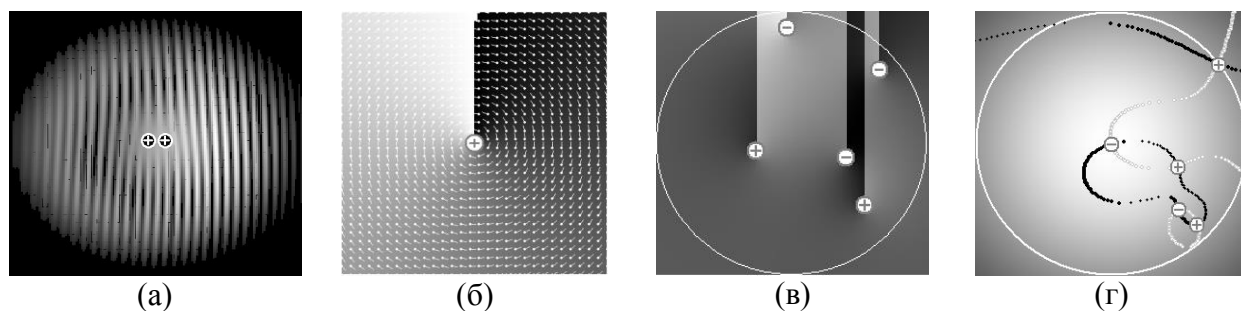


Рисунок 1 – регистрация оптических вихрей различными методами

Точность применения одного из методов иллюстрируется на рис. 2, где показано как при вычислении циркуляции градиентов находятся 40 особых точек, случайным образом помещенных в пучок (численный эксперимент, 1000 реализаций случайного расположения вихрей в области, занимаемой пучком).

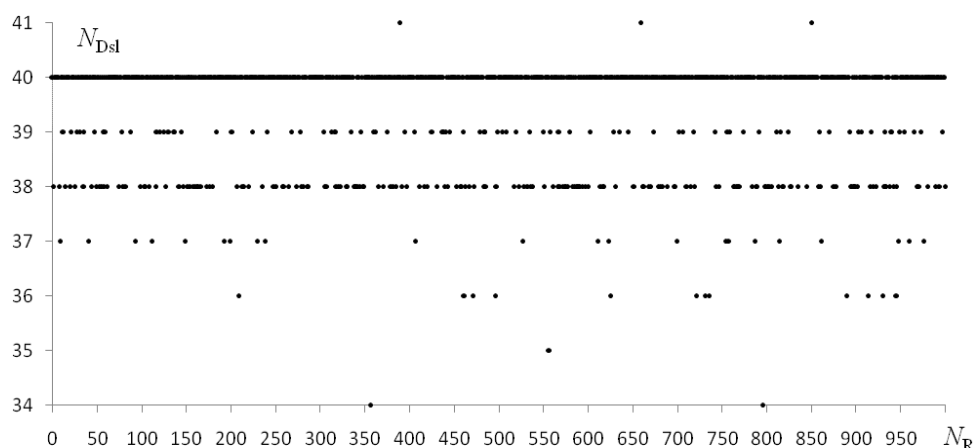


Рисунок 2 – число зарегистрированных дислокаций  $N_{\text{dsl}}$  при случайном размещении особых точек в фазовом профиле. Регистрация выполняется по градиентам волнового фронта.  $N_{\text{R}}$  – номер реализации. Размерность расчетной сетки  $1024 \times 1024$ , пучок вписан в квадрат размерности  $130 \times 130$

Размерность расчетной сетки была выбрана равной  $1024 \times 1024$  узлам, а пучок был вписан в квадрат размерностью  $130 \times 130$  (130 узлов на диаметре пучка). Приводимые данные показывают (рис. 2), что в трех случаях из тысячи регистрировалась 41 дислокация, значительно чаще были найдены только 39 или 38 особых точек. Всего же из 1000 рассмотренных реализаций в 294 случаях число дислокаций было определено неверно, что означает, что вероятность правильной локализации вихря составляет приблизительно 71%. Применение в указанных условиях любого другого из перечисленных выше методов обеспечивает значительно меньшую точность регистрации.

Повышение вероятности достоверной регистрации особых точек достигается за счет увеличения разрешения прибора регистрации. Данное свойство иллюстрируется на рис. 3, который является аналогичным рис. 2. Здесь также в пучок также вводится 40 особых точек, а отличие заключается в изменении числа узлов на диаметре пучка, которое теперь равно 400. Полная размерность расчетной сетки не изменилась

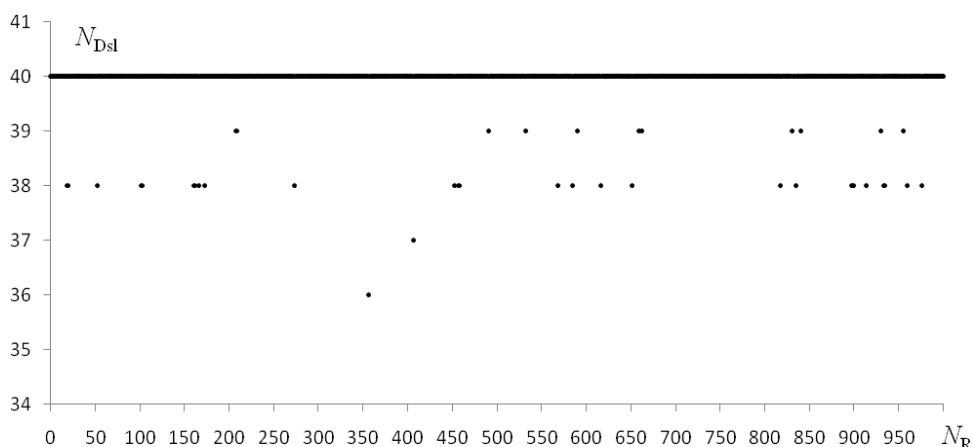


Рисунок 3 – число зарегистрированных дислокаций  $N_{dsl}$  при случайном размещении особых точек в фазовом профиле. Размерность расчетной сетки  $1024 \times 1024$ , пучок вписан в квадрат размерности  $400 \times 400$

Результаты численного эксперимента, помещенные на рис. 3 показывают, что в результате увеличения разрешения модели удалось значительно повысить точность метода. Теперь только в 33 случаях из 1000 число особых точек определяется неверно, т.е. вероятность правильной регистрации составляет 97%.

Выбор оптимального разрешения системы регистрации иллюстрируется на рис. 4, где приводится зависимость вероятности от числа вихрей, помещенных в пучок. Две кривые (номера 2 и 3) были получены при фиксированном количестве узлов на диаметре пучка. В

обоих случаях мы наблюдаем уменьшение вероятности, естественно, при меньшем разрешении это уменьшение является более выраженным (кривая 3).

Практически не изменяющейся и очень высокой (более 95%) остается вероятность, при одновременном увеличении числа особых точек увеличивать разрешение системы регистрации. Например, если размеры области, в которой мы помещаем и определяем особые точки, увеличиваются как  $D = 10 \times N_{Dsl}$ , где  $N_{Dsl}$  – число дислокаций в пучке (кривая 1 на рис. 4).

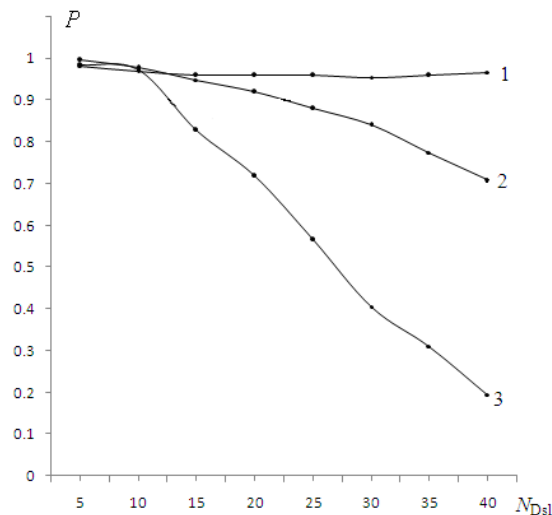


Рисунок 4 – зависимость вероятности  $P$  корректного определения числа особых точек от их количества  $N_{Dsl}$  в волновом фронте. Кривая 1 – размер области регистрации изменяется как  $D = 10 \times N_{Dsl}$ , 2 – фиксированная область регистрации размером  $D = 128 \times 128$ , 3 – область размером  $D = 64 \times 64$

## Заключение

Представленные в докладе многочисленные примеры показывают, что вихревое излучение находит широкое применение в различных задачах современной физической оптики. В частности, в литературных источниках демонстрируется использование вихревых пучков для перемещения и сортировки микрочастиц, построения линии оптической связи, увеличение разрешения сканирующего микроскопа, получение дополнительной информации о смещении и форме объекта и информации о протекании различных процессов.

Для решения перечисленных задач необходимым является развитие методов регистрации оптических вихрей. С этой целью в докладе рассматриваются четыре метода регистрации, для построения соответствующих компьютерных алгоритмов используются различные свойства особых точек. Анализ полученных результатов позволяет заключить, что наибольшая точность достигается при вычислении циркуляции градиентов волнового фронта. Метод может быть легко реализован на практике, для этого при интегрировании вместо

градиентов в алгоритм могут быть введены локальные наклоны, определенные датчиком Гартмана.

1. *Xinzhong Li, Yuping Tai, Liping Zhang, Huijuan Li, Liben Li.* Characterization of dynamic random process using optical vortex metrology // *Appl. Phys. B.* 2014. Vol. 116. P. 901–909.
2. *Popiolek-Masajada A, Masajada J, and Kurzynowski P.* Analytical Model of the Optical Vortex Scanning Microscope with a Simple Phase Object // *Photonics.* 2017. Vol. 4, № 38. P. 1-14.
3. *Vadnjal A.L., Etchepareborda P., Federico A, and Kaufmann G.H.* Measurement of in-plane displacements using the phase singularities generated by directional wavelet transforms of speckle pattern images // *Appl. Opt.* 2013. Vol. 52, №. 9. P. 1805 – 1813.
4. *Gateau J., Rigneault H, and Guillon M.* Complementary Speckle Patterns: Deterministic Interchange of Intrinsic Vortices and Maxima through Scattering Media // *Phys. Rev. Lett.* 2017. Vol. 118. P. 043903-1–043903-5.
5. *Grier D.G.* A revolution in optical manipulation // *Nature.* 2003. Vol. 424. P. 810 – 816.
6. *Ashkin A., Dziedzic J.M. and Yamane T.* Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams // *Nature.* 1987. Vol. 330. No. 24/31. P. 769-771.
7. *Gahagan K.T. and Swartzlander G.A. Jr.* Optical vortex trapping of particles // *Opt. Lett.* 1996. Vol. 21, № 11. P. 827 – 829.
8. *Gahagan K.T. and Swartzlander G.A., Jr.* Trapping of low-index microparticles in an optical vortex // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1998. V. 15. №2. P. 524–534.
9. *Gahagan K.T. and Swartzlander G.A., jr.* Simultaneous trapping of low-index and high-index microparticles observed with an optical-vortex trap // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1999. Vol. 16. № 4. P. 533–539.
10. *Cheng-Shan Guo, Ya-Nan Yu, Zhengping Hong* Optical sorting using an array of optical vortices with fractional topological charge // *Optics Communications.* 2010. Vol. 283. 1889–1893.
11. *White A.G., Smith C.P., Heckenberg N.R., Rubinsztein-Dunlop H., McDuff R., Weiss C.O., and Tamm Chr.* Interferometric Measurements of Phase Singularities in the Output of a Visible Laser // *Journal of Modern Optics,* 1991. Vol. 38, №. 12, 2531-2541.
12. *Denisenko V.G., Minovich A., Desyatnikov A.S., Krolkowski W., Soskin M.S., and Kivshar Yuri S.* Mapping phases of singular scalar light fields // *Opt. Lett.* 2008 . Vol. 33, №. 1. P. 89 – 91.
13. *Patorski K. and Pokorski K.* Examination of singular scalar light fields using wavelet processing of fork fringes // *Appl. Opt.* 2011. Vol. 50, №. 5. P. 773 – 781.
14. *Kanev F.Yu., Aksenov V.P., Makenova N.A., Starikov F.A., Dolgopолоv Yu.V., Kopalkin A.V., Veretekhin I.D.* Detection of an Optical Vortex Topological Charge and Coordinates // *Proc. of SPIE.* 2018. Vol.10833. CID: 108331J [10833-154]. DOI: 10.1117/12.2504323
15. *Huang H., Luo J., Matsui Y., Toyoda H., Inoue T.* Eight-connected contour method for accurate position detection of optical vortices using Shack–Hartmann wavefront sensor // *Optical Engineering.* 2015. Vol. 54, №11. P. 111302-1–111302-7.
16. *Chen M. and S. Roux F.S.* Dipole influence on Shack–Hartmann vortex detection in scintillated beams // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2008. Vol. 25, №. 5. P. 1084 – 1090.
17. *Cheng-Shan Guo, Ya-Nan Yu, Zhengping Hong* Optical sorting using an array of optical vortices with fractional topological charge // *Optics Communications.* 2010. Vol. 283. P.1889–1893.

# СРАВНЕНИЕ ТОЧНОСТИ ЧИСЛЕННОГО И АНАЛИТИЧЕСКОГО МЕТОДОВ ОЦЕНКИ ТУРБУЛЕНТНОГО РАСПЛЫВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

П.А. Коняев, Ф.Ю. Канев

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

[petrkonyaev@gmail.com](mailto:petrkonyaev@gmail.com), [mna@iao.ru](mailto:mna@iao.ru)

Ключевые слова: Атмосферная турбулентность, численные алгоритмы, метод расщепления, волновая оптика, лазерные пучки.

Проведено сравнение точности аналитического метода (аддитивное приближение) и численного алгоритма (метод расщепления), используемых при решении скалярного волнового уравнения для случайно-неоднородной прозрачной среды (турбулентная атмосфера). Показано, что в области слабых флуктуаций оба подхода дают одинаковые значения эффективного радиуса, характеризующего турбулентное расплывание лазерного пучка. При усилении интенсивности искажений наблюдается расхождение в результатах, обусловленное ограничением применения аддитивного приближения в режиме насыщения амплитудно-фазовых флуктуаций.

Оценки искажений, возникающих на трассе распространения лазерных пучков в атмосфере, давно и успешно выполняются путём численного решения скалярного волнового уравнения для случайно-неоднородной среды методом расщепления [1-5]. В последнее время, для повышения быстродействия этого метода, ставшего уже классическим, предложены и используются алгоритмы с параллельной архитектурой [3-5]. Вместе с тем, во многих практически важных задачах необходимо получение только средних характеристик лазерных пучков, например, эффективного радиуса  $a(z)$ , вычисляемого как функционал от средней интенсивности  $\langle I(x, y) \rangle$  в поперечном сечении  $(x, y)$  пучка:

$$a^2(z) = \frac{2}{\pi} \iint \langle I(x, y, z) \rangle (x^2 + y^2) dx dy \quad (1)$$

В приближении аддитивности дифракционного и турбулентного расплывания, для расчета эффективного радиуса гауссова пучка на атмосферной трассе может быть использована следующая формула [6]:

$$a^2(z) = a_0^2 \left[ f_d^2(z) + f_t^2(z) \right] \quad (2)$$

Здесь  $a_0 = a(z=0)$  – начальный радиус,  $z$  – продольная координата. Безразмерные функции, записанные в скобках, соответствуют основным физическим факторам, определяющим поперечные размеры пучка при его распространении – фокусировки и свободной дифракции:

$$f_d^2(z) = \left(1 - L/L_f\right)^2 + (L/L_d)^2, \quad (3)$$

где  $L_f$  - фокусное расстояние оптической системы,  $L_d = k \cdot a_0^2$  - дифракционная длина,  $L$  – длина трассы, а также атмосферной турбулентности:

$$f_t(z) = L/L_t,$$

$$L_t = L_d / (3.44^{3/5} \cdot D/r_0) \approx L_d / (2.1 \cdot D/r_0) \quad (4)$$

где  $D/r_0 = 2 \cdot a_0/r_0$  - безразмерный параметр, характеризующий интенсивность турбулентности,  $r_0$  - радиус когерентности плоской волны на трассе длины  $L$ :

$$r_0^{-5/3} = 0.423 \cdot k_0^2 \cdot \int_0^L C_n^2(z) dz, \quad k_0 = 2 \cdot \pi / \lambda, \quad (5)$$

$C_n^2$  – структурная характеристика показателя преломления,  $\lambda$  - длина волны.

Численные расчёты компьютерного моделирования распространения пучков методом расщепления производились на основе параллельных алгоритмов и технологий программирования, разработанной одним из авторов [4], с использованием функций из библиотеки Intel MKL [3]. Программное обеспечение учитывало модели геометрии трассы распространения пучка и излучающей апертуры, включало в себя быстродействующий параллельный алгоритм «расщепления - Фурье преобразования» для решения уравнения распространения волн, а также динамическую модель «замороженной» атмосферной турбулентности с широким диапазоном масштабов неоднородностей [5].

С целью сравнения результатов аддитивного приближения (2) с численным методом, а также для нахождения зависимости точности численных экспериментов от числа шагов  $N_z$  по эволюционной переменной  $z$  были выполнены расчёты эффективного радиуса гауссова пучка на трассе длиной 2 км для различных значений параметра  $D/r_0$ , характеризующего интенсивность турбулентности (таблица 1). В методе статистических испытаний каждое решение усреднялось по набору из 10000 реализаций.

Приводимые данные показывают, что для как для коллимированного так и для сфокусированного пучков в области слабых флуктуаций ( $D/r_0 < 3$ ) зависимость точности решения от числа фазовых экранов наблюдается только во втором или третьем знаке после запятой, т.е. практически отсутствует. Зависимость более выражена в области сильных флуктуаций ( $D/r_0 = 10$ ) и в особенности для сфокусированного пучка. В этом случае, при увеличении числа экранов от 2 до 4 значения энергетического радиуса изменяются на 1,7%, при увеличении от 4 до 8 – на 0,7% и от 8 до 16 – на 0,05%. Можно сказать, что повышение точности в задаче наблюдается только при переходе от 2 к 4 экранам, дальнейшие изменения



радиуса являются пренебрежимо малыми. Таким образом, для рассмотренного диапазона параметров задачи ( $z = 2$  км и  $2 \leq D/r_0 \leq 10$ ) оптимальное число экранов, используемое в численной модели, равно 4.

Таблица 1. Эффективный радиус  $a$  коллимированного гауссова пучка ( $a_0 = 5$  см)

$N_z$	$D/r_0 = 2$	$D/r_0 = 4$	$D/r_0 = 6$	$D/r_0 = 8$	$D/r_0 = 10$
2	1.151	1.410	1.703	2.008	2.316
4	1.155	1.422	1.725	2.037	2.353
8	1.157	1.423	1.732	2.045	2.356
16	1.157	1.423	1.736	2.048	2.359
Формула (2)	<b>1.157</b>	<b>1.518</b>	<b>1.977</b>	<b>2.482</b>	<b>3.009</b>

Таблица 2. Эффективный радиус  $a$  сфокусированного гауссова пучка ( $a_0 = 5$  см)

$N_z$	$D/r_0 = 2$	$D/r_0 = 4$	$D/r_0 = 6$	$D/r_0 = 8$	$D/r_0 = 10$
2	0.569	0.993	1.380	1.746	2.093
4	0.579	1.011	1.410	1.779	2.130
8	0.583	1.016	1.413	1.787	2.144
16	0.583	1.017	1.414	1.790	2.145
Формула (2)	<b>0.583</b>	<b>1.142</b>	<b>1.706</b>	<b>2.271</b>	<b>2.837</b>

Сравнение вычислений, выполненных с использованием различных методов, в нашем случае, сопоставление аналитических и численных данных, проводилось для коллимированного и сфокусированного пучков. Соответствующие результаты помещены в таблицах 1 и 2 и с целью увеличения наглядности повторены на рис. 1 в виде графиков. Численный эксперимент (кривая 2) был выполнен с 16 фазовыми экранами на трассе, аналитические результаты получены с использованием уравнения (2). Можем видеть, что в области слабых флуктуаций ( $D/r_0 < 3$ ) для обоих типов пучков результаты совпадают с точностью до 4-х знаков. При увеличении отношения  $D/r_0$  наблюдается расхождение данных, причем наибольшая разница регистрируется при  $D/r_0 = 10$  для сфокусированного пучка (24%). Для коллимированного пучка отличие в этом случае составляет 21%.

Полученный результат не является неожиданным, так как применение формулы (2) в области сильных флуктуаций  $D/r_0 > 3$  не учитывает эффекта насыщения [6] и должно давать завышенные значения эффективного радиуса при расплывании пучка.

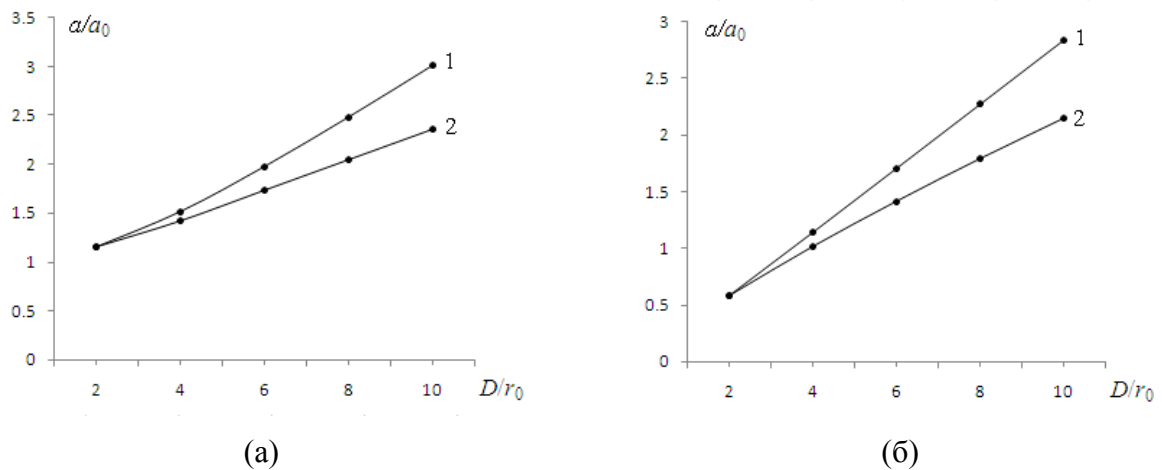


Рисунок 1 – зависимость относительного эффективного радиуса  $a/a_0$  от интенсивности турбулентных искажений, задаваемых отношением  $D/r_0$ , полученная для коллимированного (а) и сфокусированного пучков (б). Кривая 1 – результат расчетов по формуле (2), кривая 2 – численный эксперимент (усреднение по числу реализаций = 10000)

1. Fleck J., Morris J., Feit M. Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere // Applied Physics A. 1976. Vol. 10, № 2. P.129-141.
2. Лукин В.П., Канев Ф.Ю., Коняев П.А., Фортес Б.В. Численная модель адаптивной оптической системы. Часть 1. Распространение лазерных пучков в атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8, № 3. С. 409-417.
3. Коняев П.А., Тартаковский Е.А., Филимонов Г.А. Численное моделирование распространения оптических волн с использованием технологий параллельного программирования // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 49, №5. С. 359-365.
4. Коняев П.А., Компьютерное моделирование адаптивной оптики атмосферных лазерных систем // Автометрия. 2012. Т. 48, № 2. С.13-20.
5. Konyaev P.A. and Lukin V.P. Computational algorithms for simulations in atmospheric optics // Applied Optics. 2016. Vol. 55, № 12. P. B107-B112.
6. Асанов С.В., Белов В.В., Булыгин А.Д., Генц Ю.Э., Дудоров В.В., Землянов А.А., Игнатьев А.Б., Канев Ф.Ю., Колосов В.В., Коняев П.А., Лукин В.П., Матвиенко Г.Г. Морозов В.В., Носов В.В., Пономарев Ю.Н., Пташник И.В., Тарасенков М.В. Оптическая модель земной атмосферы для интенсивного лазерного излучения ближнего и среднего ИК спектральных диапазонов // Оптика атмосферы и океана. 2015. № 4. С. 363 – 370.

# ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРА СИНГУЛЯРНОСТИ В РЕЖИМЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ. СТАЦИОНАРНАЯ МОДЕЛЬ.

Булыгин А.Д

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

e-mail: b.a.d@iao.ru

Ключевые слова: фемтосекундное лазерное излучение, филаментация, спектр сингулярности, мультифрактал.

Аннотация. Предложена интерпретация картины распространения мощного фемтосекундного лазерного излучения в турбулентной среде в терминах мультифрактала. Исследуется связь спектра сингулярности этого мультифрактала со статистикой экстремальных выбросов поля интенсивности.

Исследование распространение мощного фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной среде имеет большое прикладное значение, однако теоретические результаты в этой области исследования, мягко говоря, очень скромны. За небольшим исключением все эти работы основаны на вербальном описании картины множественной филаментации, полученной на основе численного расчёта (как правило некорректного). Картины множественной филаментации определяются тем, что распространение мощного фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной среде, характеризуется формированием спекл-картины с нетривиальным распределением экстремальных значений интенсивности. Вместе с тем исследование подобных систем является частью общей программы развития представлений об эволюции сложных (комплексных) стохастических, динамических систем для описания которых был сформулирован и продолжает активно развиваться понятийный аппарат статистической физики, математической статистики и теории вероятности. Погружение нашей специальной задачи распространения МФЛИ, сопровождающейся множественной филаментацией в это семантическое и, соответственно, синтаксическое пространство является нашей основной целью. В нашей небольшой заметке мы ставим задачу осуществить ряд последовательных шагов к достижению этой цели:

1) Выписать в явном виде выражение для статистической суммы, соответствующей стохастической динамике, рассматриваемой нами системы. И провести соответствующий качественный анализ статистической суммы с точки зрения наличествующих симметрий у рассматриваемой нами модели распространения МФЛИ

2) Формулировка и качественный анализ уравнения Фоккера-Планка

3) Получить ответы на следующие вопросы: в каких случаях картина распределения поля интенсивности обладает мультифрактальной структурой и, соответственно, каким мультифрактальным спектром сингулярности обладает рассматриваемая нами система вблизи термодинамического равновесия? И каким образом связан мультифрактальный спектр сингулярности со статистикой экстремальных выбросов?

# МОДЕЛИРОВАНИЕ СЖИГАНИЯ СУСПЕНЗИОННОГО УГОЛЬНОГО ТОПЛИВА В ВИХРЕВОЙ ТОПКЕ

Лобода Ю.А.

Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

E-mail: ysenchurova@yandex.ru

Ключевые слова: суспензионное угольное топливо, вихревая топка.

Аннотация: представлены численные результаты моделирования сжигания суспензионного угольного топлива (ВУТ) в вихревой топке. Получены распределение скорости и температуры в различных сечениях топки, траектории движения частиц топлива, а также время их выгорания.

В настоящее время особо остро стоит вопрос обеспечения экологических требований при сжигании различных видов топлива. К тому же вокруг угледобывающих и углеперерабатывающих предприятий России в гидроотвалах и отстойниках скапливается большое количество техногенных образований – добываемого угля, представленного в виде угольных шламов или отходов углеобогащения (фильтр-кек, отходы флотации). Поэтому требуется разработка и внедрение новых экологически чистых угольных технологий. В связи с этим перспективным является использование тонкодисперсных водоугольных суспензий – суспензионного водоугольного топлива (ВУТ) [1].

Основными отличительными характеристиками ВУТ являются наличие в топливе тонких угольных частиц и жидкой фазы – воды, а также повышенная относительно других жидких топлив вязкость. Указанные особенности являются решающими при выборе эффективной технологии сжигания ВУТ, которая должна обеспечивать необходимую полноту выгорания топлива и минимально возможные вредные выбросы в уходящих газах. В последнее время широкое распространение получил низкотемпературный вихревой способ сжигания (НТВС) топлива. К его главным преимуществам относятся гарантированное обеспечение воспламенения и горения топлива, а также улучшенные экологические показатели. Особенно актуально применение данного способа для сжигания ВУТ.

Таким образом, для моделирования сжигания ВУТ вихревым способом были выполнены численные расчеты с использованием мощного программного продукта трехмерного моделирования ANSYS FLUENT, позволяющего моделировать процесс горения с учетом турбулентности, теплообмена и химических реакций. Возможности программы позволили получить расчеты полей скоростей в топочной камере, траекторий частиц, спрогнозировать температуру в различных сечениях топки, а также получить концентрации кислорода, диоксида углерода и летучих. Модель топочной камеры котла была выбрана следующим образом:

высота – 1400 мм, ширина – 1300 мм, глубина – 920 мм (рис.1). Расчетный объем состоит из топки котла (1), форсунки (2), системы нижнего дутья (3) и выходного отверстия (4). В данной области была сгенерирована расчетная сетка, представленная на рисунке 2.

Водоугольное топливо подается в камеру сжигания через форсунку (1), расположенную в боковой стенке.

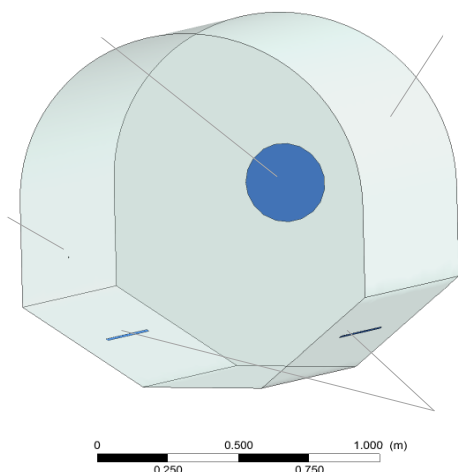


Рисунок 1 - Модель вихревой камеры

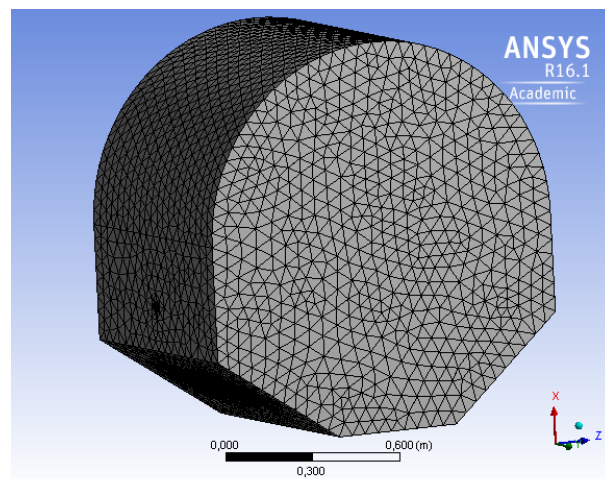


Рисунок 2 - Расчетная сетка

Воздух, необходимый для сжигания, распределяется на два основных потока. Первичный поток подается для распыления водоугольной суспензии и организации устойчивого воспламенения, вторичный поток подается из дутьевых сопел (3). Первичный воздух вводится в камеру сжигания через сопло, расположенное вокруг форсунки основного топлива. Вторичный поток вводится в камеру тангенциально через два отверстия, расположенных в нижней стенке. Доля воздуха, подаваемого в канал горелки, составляет 9-10% от общего расхода воздуха. Завихрение воздуха в камере сжигания происходит в сторону, обратную движению часовой стрелки, в направлении от боковой стенки камеры.

Трехмерные расчеты выполнены для ВУТ с содержанием твердой фазы 58,4%, влажностью  $W^P = 41,6\%$ , зольность угля в ВУТ – 29,4 %.

Основные характеристики топки, положенные в основу расчета: расход ВУТ – 70 кг/ч (0,0194 кг/с), теоретический расход воздуха на топку – 0,1526  $\text{м}^3/\text{с}$ , доля воздуха, подаваемого в канал горелки  $\Delta\alpha_u = 0,1$ , доля воздуха, подаваемого в сопла нижнего дутья  $\Delta\alpha_c = 0,9$ , коэффициент избытка воздуха  $\Delta\alpha_T = 1,0$ .

Принимается, что газовая среда в топке состоит из химически инертных диоксида углерода  $\text{CO}_2$ , молекулярного азота  $\text{N}_2$ , паров воды  $\text{H}_2\text{O}$ , реагирующих кислорода  $\text{O}_2$  и летучих веществ. Для моделирования движения частиц угля и капель ВУТ использовалась модель дискретной фазы, основанная на лагранжевой формулировке, которая подразумевает построение траекторий частиц дисперсной фазы в сплошной среде на основе решения обыкновенных дифференциальных уравнений движения. Течение описывается системой стационарных трёхмерных уравнений Навье-Стокса и энергии, осредненных по Рейнольдсу. Турбулентная вязкость определяется с помощью двухпараметрической « $k$ - $\epsilon$ » модели. Для учета полидисперсности частиц была использована формула Розина-Раммлера. Лучистый теплообмен в топке моделировался в P1-приближении.

В результате расчетов были получены распределение скорости и температуры в различных сечениях топки, а также траектории движения частиц топлива в вихревой топке.

На рисунке 3 представлены векторы скоростей в вертикальном сечении топки.

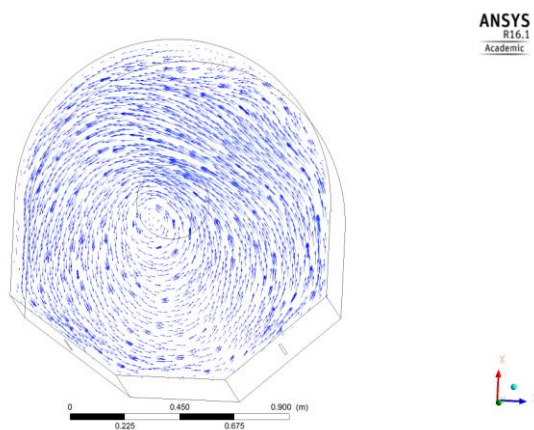


Рисунок 3 - Векторы скоростей в вертикальном сечении топки

Как видно из рисунка 3 в вихревой камере специальной конструкции за счет системы нижнего дутья и взаимодействием с горелочным потоком формируется вихрь, наличие которого является одним из основных принципов вихревой технологии.

На рисунке 4 показаны траектории частиц топлива. Анализ траекторий частиц показывает, что полученные траектории имеют форму спиралей. При этом выявлено, что время нахождения горящих частиц и капель ВУТ в вихревой топке пропорционально их диаметру, что позволяет обеспечить их эффективное выгорание.

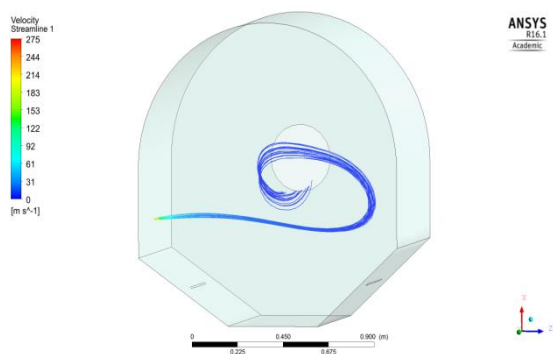


Рисунок 4 - Траектории частиц топлива

Таким образом, организация сжигания ВУТ в вихревой топке позволяет обеспечить повышенное время удержания горящих частиц топлива в топочном пространстве, при этом в топочном объеме образуются локальные вихревые потоки. Оптимальный уровень температур составляет 800-1250 °С.

Установлена различная динамика изменения температур угольных частиц и капель ВУТ при их горении. При этом выявлено, что время нахождения горящих частиц и капель ВУТ в вихревой топке пропорционально их диаметру, что позволяет обеспечить их эффективное выгорание. Анализ результатов показывает, что к выходу топки наблюдается снижение концентрации  $O_2$  и увеличение концентрации  $CO_2$ . Содержание летучих веществ также уменьшается.

Таким образом, на основании численного моделирования процесса сжигания тонкодисперсных водоугольных суспензий в вихревой камере, получена полная картина газодинамических и тепловых процессов в топочном объеме. Полученные данные позволяют сделать вывод о высокой эффективности и работоспособности вихревой топки.

1. *Зайденварг В.Е., Трубецкой К.Н., Мурко В.И., Нехороший И.Х.* Производство и использование водоугольного топлива. М.: изд-во академии горных наук, 2001. 159 с.



# ВЫХОД ЗА ГРАНИЦЫ ПАРАКСИАЛЬНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ПРИ ОПИСАНИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Булыгин А.Д., Землянов А.А.

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

e-mail: b.a.d@iao.ru, zaa@iao.ru

Аннотация. Рассмотрено взаимодействие низкокогерентного фона с множеством филаментов, что соответствует распространению мощного фемтосекундного лазерного импульса в режиме оптической турбулентности. Рассматривая филаменты как локализованные центры рассеяния, в соответствии с теорией Андерсона можно ожидать, что при определенных соотношениях на плотность числа филаментов и величину пространственно-угловых частот компонент фонового поля проявится эффект локализации Андерсона. Проверка данного предположения в работе проведена на основе численного расчёта.

## Введение

Распространение лазерного излучения фемтосекундной длительности в нелинейной среде обычно описывают на основе уравнения параболического типа, полученного из волнового уравнения в известных приближениях параксиальности и медленно меняющейся амплитуды (ММА). Такие приближения являются оправданными для задач атмосферной оптики, когда числовая апертура является малой величиной. Для условий, когда реализуется острая фокусировка (числовая апертура не мала), в том числе, например, при прохождении излучения через каплю, выход за границы параксиального приближения становится актуальной задачей. Данную задачу можно решать, конечно, прямым численным решением уравнений Максвелла, например, метод FDTD (Finite Difference Time Domain). Однако такой подход требует очень больших вычислительных ресурсов, что даже при современных вычислительных возможностях весьма ограничивает возможную геометрию задачи. Естественный путь к преодолению этих ограничений состоит в использовании физических приближений, приводящих к существенному снижению вычислительных требований. По этому пути пошли авторы работы [1] предложив к реализации численную схему для уравнений Максвелла в нелинейной среде, записанных лишь в приближении ММА. Мы, однако, пойдём дальше, стартуя с волнового уравнения для поля электрической напряженности, записанного в скалярном приближении и используя приближения ММА - перейдем вновь к нелинейному параболическому уравнению, но уже освободившись от параксиального приближения. В этой работе мы опишем численные подходы к его решению, приведём некоторые строгие свойства этого уравнения и следующие из них выводы.

Волновое уравнение для одной из компонент электрического поля в среде с нелинейной поляризацией:

$$\nabla^2 E - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{NL} . \quad (1)$$

Далее перейдем в приближение медленно меняющейся амплитуды  $E = E_c e^{-i\omega t}$  и, представляя нелинейную поляризацию в форме  $P_{NL} = \bar{n}_{nl}(|E|^2)E_c e^{-i\omega t}$  с точностью до пренебрежения производными по времени от  $\bar{n}_{nl}(|E|^2)E_c$  получим:

$$\omega_0 \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial E_c}{\partial t} = i \nabla^2 E_c + i \frac{4\pi}{c^2} \omega_0^2 \bar{n}_{nl}(|E|^2)E_c + i \omega_0^2 \frac{4\pi}{c^2} E_c . \quad (2)$$

Данную задачу будем исследовать со следующими граничными условиями (так называемая задача Дирихле):

$$E_c \Big|_{z=0} = e^{-(t/t_p)^2 + (r/r_g)^2(1-i/F)} . \quad (3)$$

По сложившейся традиции введём следующие безразмерные переменные  $z \rightarrow z/L_r$ ;  $r \rightarrow r/r_0$ ;  $t \rightarrow t/r_0$  в этих обозначениях с учётом аксиальной симметрии и добавив слагаемое, связанное с нелинейным поглощением, мы приходим к следующему уравнению:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = i \frac{t_p c^2}{4\pi\omega_0} \left( \frac{\partial^2}{L_r^2 \partial z^2} + \frac{1}{r_0^2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) \right) E + \frac{it_p c^2}{4\pi\omega_0} \bar{n}_{nl}(|E|^2)E - i \frac{v_g \alpha(|E|^2)}{2} E . \quad (4)$$

Модель нелинейности

$$\frac{it_p c^2}{4\pi\omega_0} \bar{n}_{nl} = n_{nl}$$

$$n_{nl}(|E|^2) = n_{\text{ker}}(|E|^2) + n_{pl}(|E|^2)$$

$$n_{\text{ker}} = n_2 |E|^2 + n_{in}; \quad \partial_t n_{in} = v; \quad \partial_t v = -\omega_1 n_{in} - \Gamma v + |E|^2,$$

$$n_{pl}(|E|^2) = \left( 1 - \frac{i}{\omega_0 \tau_c} \right) \rho; \quad \partial_t \rho = W(|E|^2) + \alpha_{\text{cas}} \rho_e |U|^2 - \alpha_{\text{rec}} \rho_e^2; \quad \alpha = W / |E|^2 . \quad (5)$$

Укажем на некоторые точные свойства выше выписанной системы уравнений. Данные уравнения в случае проявления только кубичной нелинейности сводятся к известному варианту НУШ в нелинейной среде [2]. И, соответственно, мы имеем тоже положение дел, что и в случае распространении МФЛИ на дальние дистанции, когда мы используем параксиальное приближение, а именно при достижении определенных значений мощности (критическое значение мощности) должен реализовываться глобальный коллапс. При этом вместо дистанции

самофокусировки возникнет время самофокусировки - аналоги формул Таланова и Марбургера [3], которые ещё предстоит найти.

В случае остановки глобального коллапса, высшими нелинейностями показателя преломления, мы аналогично результатам работы [4] получим бесконечные осциллирующие решение - бесконечный филамент и лишь включение диссипативных механизмов ограничит этот процесс [4]. Перейдём к описанию численных схем.

1) Спектральный подход-схема расщепления по физическим факторам

Представим уравнение для поля  $U \equiv E / E_0$  и полей  $\mathbf{x} = (n_n, v, \rho)$  в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} U = [\hat{\mathbf{D}} + \hat{\mathbf{N}}(\mathbf{x}[U])] U \\ \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{x} = F(\mathbf{x}, U) \end{cases} \quad (7)$$

где  $\hat{\mathbf{D}}$  - оператор дифракции;  $\hat{\mathbf{N}}$  - оператор нелинейности.

$$U(t + \delta t) = U(t) \exp\left[\frac{1}{2} \delta t \hat{\mathbf{D}}(U)\right] \exp\left[\delta t \hat{\mathbf{N}}(\mathbf{x}[U])U_1\right] \exp\left[\frac{1}{2} \delta t \hat{\mathbf{D}}(U_2)\right],$$

где  $U_i$  - значения искомой функции после последовательного применения линейного или нелинейного операторов (т.е. решение одной подзадачи является начальным условием для другой). При этом уравнения для  $\mathbf{x}$  на каждом шаге решаются методом Рунге-Кутты.

Такой подход относительно прост в численной реализации, допускает простой вариант распаралеливания [5]. К недостатку данного подхода следует отнести отсутствие возможности работать с неоднородной сеткой, что снижает гибкость численных расчётов, а также неконсервативность численной схемы, что формирует развитие дисбалансов, приводящих к существенному нарушению условий полной консервативности [6].

2) Конечная разностная полностью консервативная схема

Запишем конечно-разностную аппроксимацию уравнения (7):

$$\begin{cases} f_U^{j+1} = U^{j+1} - U^j - \delta t \left( \sigma [\hat{\mathbf{D}}U + \hat{\mathbf{N}}(\mathbf{x}[U])U]^{j+1} + (1 - \sigma) [\hat{\mathbf{D}}U + \hat{\mathbf{N}}(\mathbf{x}[U])U]^j \right) = 0 \\ f_x^{j+1} = \mathbf{x}^{j+1} - \mathbf{x}^j - \delta t \left( \sigma F(\mathbf{x}, U)^{j+1} + (1 - \sigma) F(\mathbf{x}, U)^j \right) = 0 \end{cases} \quad (8)$$

Данная система уравнений является нелинейной, будем решать её итерационно - методом Ньютона. Полая консервативность в слабом смысле реализуется при выборе параметра  $\sigma = 0.5$ . Таким образом мы приходим к необходимости на каждом шаге по эволюционной переменной решать следующую систему линейных уравнений:

$$\begin{cases} U^{k+1} - U^k - \delta t 0.5 \left( \left[ \hat{\mathbf{D}}U + \hat{\mathbf{N}}(\mathbf{x}[U])U \right]^{k+1} - \left[ \hat{\mathbf{D}}U + \hat{\mathbf{N}}(\mathbf{x}[U])U \right]^k \right) = -f_U^k \\ \mathbf{x}^{k+1} - \mathbf{x}^k - \delta t 0.5 \left( F(\mathbf{x}, U)^{k+1} - F(\mathbf{x}, U)^k \right) = -f_x^k \end{cases}$$

Дальше возникает вопрос о методе решения данной СЛАУ. Здесь возможны различные подходы. Однако, как показывает наша практика, в силу чрезвычайной жёсткости системы и существенной чувствительности интегралов движения к численным ошибкам, наиболее эффективным методом будет являться точный метод прогонки. Данный метод в распараллеленном варианте был применён нами в работе [7] для аналогичной системы уравнений.

Таким образом, в данной работе предложен метод исследования распространения МФЛИ в режиме филаментации на основе уравнений Максвелла в скалярном приближении и приближении ММА.

1. Жуков В.П., Булгакова Н.М., Федорук М.П. Численное моделирование распространения фемтосекундного лазерного импульса в нелинейных средах // Вычислительные технологии. 2012. Т. 17. № 4. С. 14-28
2. Власов С.Н., Таланов В.И. Самофокусировка волн. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997. 220 с
3. Чекалин С.В., Кандидов В.П. От самофокусировки световых пучков - к филаментации лазерных импульсов // УФН. 2013. Т. 183. №:2. С. 133-152.
4. Землянов А.А., Булыгин А.Д. Анализ некоторых свойств нелинейного уравнения Шредингера описывающего процесс филаментации // Известия вузов. Физика. 2018. Т.61. № 2. С. 136-141.
5. Землянов А.А., Булыгин А.Д. Объемная доля заполнения плазмой области множественной филаментации, формирующейся в воздухе фемтосекундным излучением на длинах волн 800 и 248 нм // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31. №9. С.711–715.
6. Булыгин А.Д., Землянов А.А. Полностью консервативная численная схема для нелинейного уравнения Шредингера с высшими нелинейностями // Вычисл. технологии. 2017. Т. 22. № 5. С. 3-13.
7. Bulygin A.D. Algorithm of the parallel sweep method for numerical solution of the Gross–Pitaevskii equation with highest nonlinearities // Supercomputing frontiers and innovations. 2018. V.5. № 4.

# ИНТЕГРАЛЫ ДВИЖЕНИЯ ДЛЯ НЕЛОКАЛЬНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРИ ОПИСАНИИ ТАКИХ ЭФФЕКТОВ КАК ВРМБ, И ФИЛАМЕНТАЦИИ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Булыгин А.Д., Землянов А.А.

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

e-mail: b.a.d@iao.ru, zaa@iao.ru

Ключевые слова: уравнение Кадомцева-Петвиашвили, уравнение Леонтовича-Фока, вынужденное рассеяние Мандельштам-Брюленна.

Аннотация. Моделирование распространения мощного лазерного излучения сопровождается проявлением нелинейных и нелокальных эффектов. В данной работе мы рассмотрим два типа уравнений: это уравнение Кадомцева-Петвиашвили и уравнение типа Леонтовича-Фока с нелинейностью, обусловленной акустическим самовоздействием, которое приводит к развитию эффекта вынужденного рассеяния Мандельштам-Брюленна. Нас в данной работе будет интересовать вопрос возможности вариационной формулировки этих уравнений, их симметрии, и наличие интегралов движения следующих из них. Этот анализ имеет большое значение для написания корректных полностью консервативных схем и проверки корректности численных расчетов на основе отслеживания интегралов движения.

## УГЛОВОЙ ХАРАКТЕР ПРЕЛОМЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДОЖДЕВОЙ КАПЛЕ

Галилейский В.П.<sup>1</sup>, Голубовская А.Г.<sup>2</sup>, Елизаров А.И.<sup>1,2</sup>, Кокарев Д.В.<sup>1</sup>,  
Матвиенко Г.Г.<sup>1</sup>, Морозов А.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы СО РАН, 634055, Россия, г. Томск,

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский Государственный университет

E-mail: [gvp@iao.ru](mailto:gvp@iao.ru), [alex@iao.ru](mailto:alex@iao.ru), [kdv\\_02@iao.ru](mailto:kdv_02@iao.ru), [moroz@iao.ru](mailto:moroz@iao.ru)

Ключевые слова: дождь, капля, оптическое излучение, рассеяние, преломление, радуга.

Работа посвящена разработке алгоритма описывающего характер взаимодействия направленного оптического излучения с оптически прозрачным объектом шарообразной формы – дождевой каплей. Для решения этой задачи были получены, в приближении геометрической оптики, соотношения, описывающие угловой характер распространения излучения в капле для четырёх отражений от границы раздела двух рассматриваемых сред: воздух-вода.

Физические процессы, протекающие в земной атмосфере, приводят к образованию и переносу в её пространстве широкого спектра размеров атмосферных частиц. Наиболее крупными из них являются частицы атмосферной воды в виде капель и кристаллов. В настоящем сообщении рассматривается один из аспектов взаимодействия оптического излучения с дождевыми каплями.

Механизмы взаимодействия оптического излучения с частицами, размеры которых, меньше или сопоставимы с длиной волны этого излучения  $\lambda$ , подробно рассматриваются в теориях Релея и Ми [1-7]. Размер дождевых капель существенно превосходит уровень значений  $\lambda$  для оптического диапазона электромагнитного спектра. Для описания взаимодействия оптического излучения с дождевыми каплями применимы методы геометрической оптики.

Электромагнитная волна, падающая на границу раздела двух сред с различными показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ , частично отражается от этой границы, а частично преломляется и уже по изменённой траектории продолжает движение. Для плоской световой волны, падающей на гладкую границу раздела двух сред с указанными показателями преломления, выполняется равенство угла падения  $\alpha$  и угла отражения  $\beta$  электромагнитной волны от этой границы. А для описания явления преломления оптического излучения, при переходе его из одной среды в другую, используется известное соотношение Снеллиуса:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_1}{n_2}, \quad (1)$$

здесь  $\gamma$  – угол преломления относительно нормали к поверхности раздела указанных сред.

Рассмотрим вопрос взаимодействия оптического (солнечного) излучения, поступающего из среды с показателем преломления  $n_1=1$ , на каплю воды. В общем случае будем представлять каплю как гладкое сферическое тело, с показателем преломления  $n_2=1,33$ . В атмосфере нашей планеты размеры дождевых капель, в зависимости от условий их образования, варьирует от 0,01 до 7 мм [8].

Характер распространения излучения в диапазоне углов 0-180°, после его взаимодействия с каплей воды (для 4-х актов взаимодействия с границами двух сред), может быть представлен соотношениями для каждого акта взаимодействия (рис.1):

$$\kappa(r) = 180 - 2\alpha, \quad \alpha = \arcsin\left(\frac{r}{R}\right), \quad (2)$$

$$\theta(r) = 2(\alpha - \gamma), \quad \gamma = \arcsin\left(\frac{n_1 r}{n_2 R}\right), \quad (3)$$

$$\psi(r) = 180 - 4\gamma + 2\alpha, \quad (4)$$

$$\varphi(r) = 6\gamma - 2\alpha, \quad (5)$$

где  $R$  – радиус капли;  $r$  – прицельный параметр, определяющий уровень смещения взаимодействующего луча излучения от центра капли, прицельный параметр находится в пределах от 0 до  $\pm R$ ;  $\kappa$ ,  $\theta$ ,  $\psi$  и  $\varphi$  – углы под которыми распространяется оптическое излучение после первого, второго, третьего и, соответственно, четвёртого акта взаимодействия с границами капли.

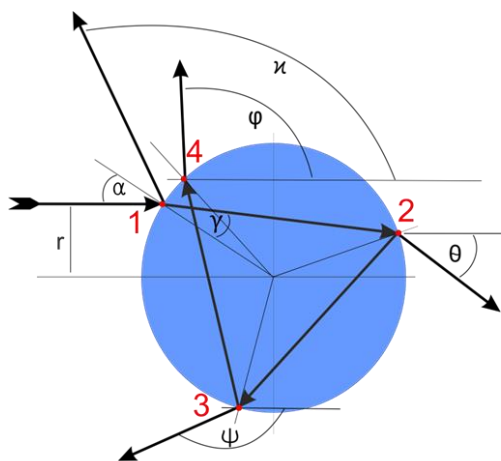


Рисунок 1 – Схема распространения оптического излучения при его взаимодействии с дождевой каплей (4 акта взаимодействия с границами двух сред).

На рис.2 представлены в графической форме результаты вычисления указанных функций в зависимости от прицельного параметра  $r$ , при  $R=1$ ,  $n_1=1$ ,  $n_2=1,33$  (для красного диапазона спектра) и  $n_2=1,34$  (для синего диапазона спектра).

Анализ этих результатов обращает на себя внимание в первую очередь поведение двух функций:  $\psi$  и  $\varphi$ . Обе функции обладают экстремальными значениями в области значений  $r \approx 0,8 \div 1,0$ . При этом отмечается «перевернутый» по отношению друг к другу порядок изменения амплитуд функций в разных диапазонах спектра. На рис.3 представлен более детально фрагмент указанных функций в области значений  $r = 0,7 \div 1,0$ .

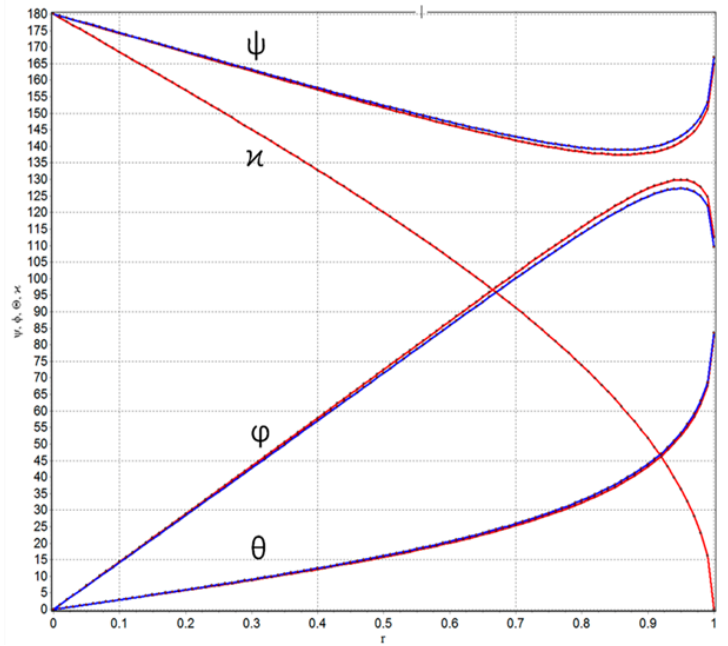


Рисунок 2 – Зависимость от прицельного параметра  $r$  углов распространения оптического излучения после его взаимодействия с каплей воды.

Представляет научный и практический интерес оценить влияние значений показателя преломления  $n_2$  на местоположение экстремумов указанных функций.

Для решения этого вопроса были получены выражения определяющие скорость изменения значений функций  $\psi$  и  $\varphi$  от параметров  $r, n_1, n_2$  и  $R$ :

$$\psi' = \frac{2}{R\sqrt{1-\frac{r^2}{R^2}}} - \frac{4n_1}{Rn_2\sqrt{1-\frac{(rn_1)^2}{(Rn_2)^2}}} \quad (6)$$

$$\varphi' = \frac{6n_1}{Rn_2\sqrt{1-\frac{(rn_1)^2}{(Rn_2)^2}}} - \frac{2}{R\sqrt{1-\frac{r^2}{R^2}}} \quad (7)$$

На основе этого были получены соотношения, позволяющие оценить значения прицельного параметра  $r$ , где реализовываются экстремальные значения функций  $\psi$  и  $\varphi$  при заданных значениях  $n_1, n_2, R$ :

$$r_\psi = \frac{R\sqrt{4n_1^2 - n_2^2}}{n_1\sqrt{3}} \quad (8)$$

$$r_\varphi = \frac{R\sqrt{9n_1^2 - n_2^2}}{n_1\sqrt{8}} \quad (9)$$

Оценки показывают, что при  $n_2 = n_1$  значения  $r_\psi = r_\varphi = R$ .



При  $n_2 = 1,33$  экстремальное значение функции  $r_\psi$  для красного диапазона спектра равняется 0,862, а для синего диапазона - 0,852. Разница значений  $r$  составляет - 0,01. При  $n_2 = 1,34$  экстремальное значение функции  $r_\varphi$  для красного диапазона спектра равняется 0,951, а для синего диапазона - 0,938. Разница значений  $r$  - 0,013.

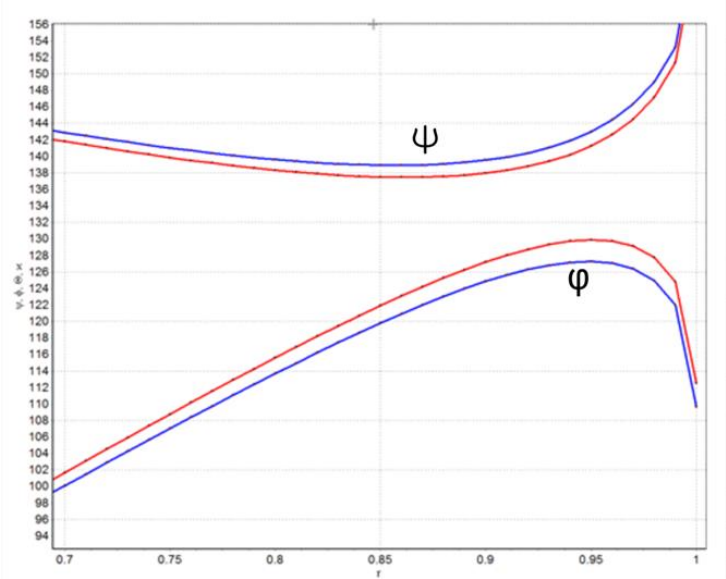


Рисунок 3 – Зависимость от прицельного параметра  $r$  значений функций  $\psi$  и  $\varphi$  в зоне их экстремума для  $n_2=1,33$  (отмечено красным) и  $1,34$  – (отмечено синим).

Таким образом, сравнивая между собой изменение в значениях экстремальных значений  $r_\psi$  и  $r_\varphi$  в красном и синем диапазонах спектра можно отметить, что при указанных значениях  $n_1$  и  $R$  динамический диапазон значений  $r_\varphi$  несколько выше чем  $r_\psi$ . Это свидетельствует о большей чувствительности значений указанной функции  $r_\varphi$  к уровню показателя преломления в капле.

Располагая информацией о значениях  $r_\psi$  и  $r_\varphi$  и опираясь на соотношения (4) и (5), можно оценить и значения углов  $\psi$  и  $\varphi$  на которых наблюдаются экстремальные значения рассматриваемых функций. Так для вычисленных ранее значений  $r_\psi$  в красном интервале спектра значения  $\psi$  составляет 137,4 градусов, а в синем участке спектра 138,9 градусов. Разница значений для синего и красного участков спектра  $\approx 1,5$  градуса.

Для вычисленных ранее значений  $r_\varphi$  в красном интервале спектра значение  $\varphi$  составляет 129,9 градусов, а в синем интервале спектра - 127,13 градуса. Разница значений для синего и красного участков спектра  $\approx 2,77$  градусов.

Таким образом, разница углов экстремальных значений функции  $\varphi$  для синего и красного участков спектра почти вдвое превышает таковые значения для функции  $\psi$ . Такое свойство экстремальных значений функции  $\varphi$  позволяет использовать их в качестве наиболее чувствительного фактора учёта уровня показателя преломления жидкости из которых состоят капли.

Сопоставляя результаты выполненных вычислений и данные прямых наблюдений первичной и вторичной радуги можно отметить их неплохое совпадение. Это обстоятельство позволяет использовать созданный алгоритм вычислений для описания углового характера распространения оптического излучения при его взаимодействия с каплями различных жидкостей.

1. *Дейрменджан Д.* Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 303 с.
2. *Маккартни Э.* Оптика атмосферы. Пер. с англ., М.: Мир, 1979. 422 с.
3. *Кабанов М.В.* Рассеяние оптических волн дисперсными средами. Часть I. Отдельные частицы. Издание Томского филиала СО АН СССР, Томск, 1983. 135 с.
4. *Кабанов М.В., Панченко М.В.* Рассеяние оптических волн дисперсными средами. Часть III. Атмосферный аэрозоль. Издание Томского филиала СО АН СССР, Томск, 1984. 189 с.
5. *Иванов А.П.* Оптика рассеивающих сред. Изд-во «Наука и техника». 1969. 592 с.
6. *Van de Hulst H. C.* Light Scattering by Small Particles, N.Y.: J. Wiley and Sons, 1957.
7. *Нуссенцвейг Х. М.* Теория радуги // Успехи физических наук. М.: «Наука», 1978. Т. 125. вып. 3. С. 527-547.
8. Справочник химика 21 века. <http://www.chem21.info/index/>

ИСКАЖЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ЧЕРЕЗ УДАРНУЮ  
ВОЛНУ, ОБРАЗУЮЩУЮСЯ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ  
АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО ТЕЛА, В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ И ТУРБУЛЕНТНОЙ  
АТМОСФЕРЕ

А.А. Сухарев

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

пл. Академика Зуева, 1.

E-mail: [sukharev@iao.ru](mailto:sukharev@iao.ru)

В работе представлена оптическая модель ударной волны, образующейся при обтекании тела аэродинамической формы сверхзвуковым потоком воздуха. Средние значения параметров потока рассчитывались с помощью пакета программ CFD Fluent 6.0 с учетом сжимаемости газа. Представлены результаты численного моделирования распространения оптического пучка прошедшего через ударную волну в начале трассы и распространяющегося затем в однородной среде и турбулентной атмосфере при различных турбулентных условиях распространения света.

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

### Введение

В данной работе построена оптическая модель сверхзвукового двумерного воздушного потока, обтекающего тело аэродинамической формы. Представлены результаты расчета средней плотности и структурной характеристики показателя преломления воздуха в сверхзвуковом течении. Рассмотрена задача о прохождении оптического излучения через область повышенных значений плотности, образующуюся вследствие движения в турбулентной атмосфере летательного аппарата со сверхзвуковой скоростью, в начале трассы при его дальнейшем распространении в однородной среде и турбулентной атмосфере при различных турбулентных условиях распространения света.

### Оптическая модель сверхзвукового воздушного потока

Для определения средних значений параметров сверхзвукового потока воздуха пользуются системой осредненных уравнений Навье-Стокса [1]. Решение осуществлялось численно, с помощью пакета программ FLUENT 6.0, использовалась k- $\omega$  SST (Shear-Stress Transport) модель турбулентности [2]. Рассчитанные значения средней плотности и скорости использовались в транспортном уравнении для определения дисперсии флуктуаций плотности газа  $\overline{\rho'^2}$  [3]

$$\operatorname{div} \left( \mathbf{u} \overline{\rho'^2} - \frac{\nu_T}{\sigma_{\rho\rho}} \operatorname{grad} \overline{\rho'^2} \right) = 2 \frac{\nu_T}{\sigma_{\rho}} (\operatorname{grad} \rho_0)^2 - \left( \operatorname{div} \mathbf{u} + C_D \frac{\varepsilon}{k} \right) \overline{\rho'^2}, \quad (1)$$

где конвективный перенос дисперсии плотности осуществляется со средней скоростью потока  $\mathbf{u}$ , в качестве коэффициента диффузии выступает турбулентная кинематическая вязкость  $\nu_T$ , а стоящие в правой части источники показывают, что флуктуации плотности порождаются неоднородностью средней плотности и компонент скорости газа, а процессы диссипации определяются диссипацией кинетической энергии турбулентных вихрей ( $\varepsilon/k$ ). В (1)  $\rho_0$  – средняя плотность воздуха,  $\sigma_{\rho}$ ,  $\sigma_{\rho\rho}$ ,  $C_D$  – постоянные величины.

Результаты расчета средних значений параметров сверхзвукового потока, полученных с помощью пакетов программ FLUENT, дополненные соотношениями (1) и  $C_n^2 = 1.91G^2 \frac{\overline{\rho'^2}}{\rho^2} L_0^{-2/3}$ , где,  $L_0$  – внешний масштаб турбулентности, который определялся из характерного масштаба изменения параметров, входящих в правую часть (1), т.е. ответственных за изменение энергии турбулентных вихрей,  $G = 0.000207$  – постоянная Гладстона-Дейла,  $\rho$  – плотность воздуха при нормальных условиях [3, 4], образуют оптическую модель сверхзвукового потока, содержащую те характеристики сверхзвукового потока, которые оказывают влияние на распространяющуюся в потоке оптическую волну.

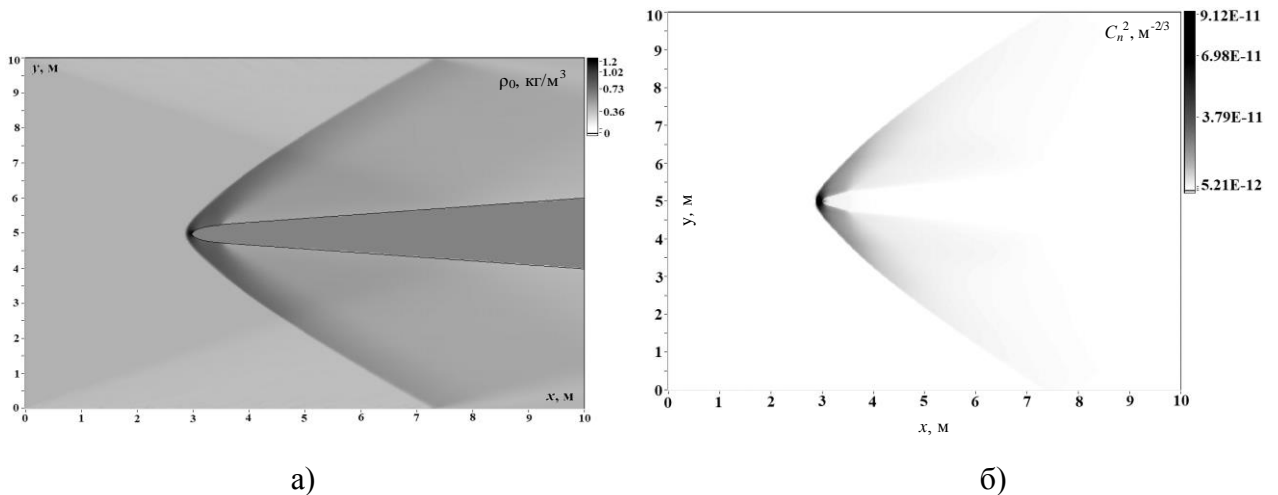


Рисунок 1 – Пример распределения средней плотности и структурной характеристики в сверхзвуковом воздушном потоке,  $M = 2$  (а –  $H = 10$  км, б –  $H = 5$  км).

### Описание задачи и начальные соотношения

Решение задачи о распространении лазерного излучения осуществлялось численно на основе параболического уравнения для комплексной амплитуды поля распространяющейся волны [5]  $2ik \partial U(z, \mathbf{r}) / \partial z + \Delta U(z, \mathbf{r}) + k^2 n(z, \mathbf{r}) U(z, \mathbf{r}) = 0$ , где предполагается, что

распространение происходит вдоль оси  $z$ ,  $\mathbf{r} = \{x, y\}$  – двумерный вектор, ортогональный направлению распространения,  $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ ,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $n(z, \mathbf{r}) = \bar{n}(z, \mathbf{r}) + n'(z, \mathbf{r})$  – отклонение показателя преломления воздуха от единицы, определяемое ударной волной,  $\bar{n}(z, \mathbf{r})$  – среднее значение,  $n'(z, \mathbf{r})$  – флуктуационная составляющая. Исследовался случай распространения коллимированного гауссова пучка  $U_0(\mathbf{r}) = U_0 \exp\{-r^2/2a^2\}$  с начальным радиусом на выходной апертуре  $a$ .

Для численного решения уравнения для комплексной амплитуды поля распространяющейся волны  $U(z, \mathbf{r})$  в области, прилегающей к аэродинамическому телу, использовался метод расщепления по физическим факторам [6].

В зоне, прилегающей к исследуемой модели аэродинамического тела, моделирование фазовых экранов осуществлялось в соответствии с пространственным распределением среднего значения показателя преломления и структурной характеристики. Полученное в результате такого моделирования распределение комплексного поля лазерного излучения на начальном участке трассы принималось за начальное распределение при моделировании дальнейшего распространения в однородной среде и турбулентной атмосфере.

### Результаты численных экспериментов

Расчеты средней интенсивности  $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle = \langle U(z, \mathbf{r})U^*(z, \mathbf{r}) \rangle$ , относительной дисперсии флуктуаций интенсивности  $\sigma_I(z, \mathbf{r})$ , регулярного смещения  $\sigma_r$  и дисперсии случайных смещений энергетического центра тяжести пучка  $\sigma_c^2$  проводились для гауссова пучка с начальным радиусом на выходной апертуре  $a = 5$  и  $10$  см, длина волны излучения задавалась равной  $1.06$  мкм, высота над поверхность Земли полагалась равной  $5$  и  $10$  км. Распространение пучка осуществлялось вперед навстречу набегающему потоку и под углом  $30^\circ$  вверх и вниз относительно прямолинейного распространения лазерного излучения, скорость набегающего потока полагалась равной  $1$  и  $2$  Маха.

Были рассчитаны следующие характеристики оптического пучка: эффективный радиус пучка  $a_{\text{eff}}$ , определяемый как расстояние в поперечной плоскости, где средняя интенсивность  $\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle$  убывает до уровня  $\exp(-1)$  от своего максимума; регулярное смещение  $\sigma_r = |\mathbf{p}_r|$  и дисперсия случайных смещений энергетического центра тяжести пучка  $\sigma_c^2 = \langle (x_c^2 + y_c^2) \rangle$ , где  $\{x_c, y_c\}$  – координаты случайного вектора энергетического центра тяжести пучка  $\mathbf{p}_c$ ,  $\mathbf{p}_c = \{x_r, y_r\}$  – радиус-вектор, определяющий регулярное смещение пучка относительно

прямолинейного распространения. Расчет  $\sigma_l(z, \mathbf{r})$  проводился по формуле

$$\sigma_l(z, \mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\langle I^2(z, \mathbf{r}) \rangle}{\langle I(z, \mathbf{r}) \rangle^2}} - 1 \quad [6].$$

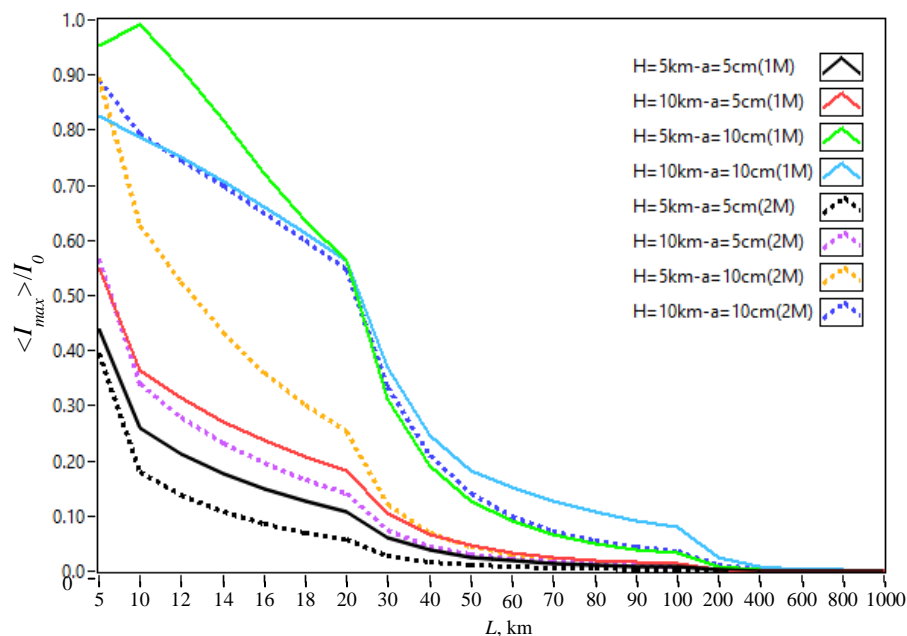


Рисунок 2 – Зависимость  $\langle I_{\max} \rangle / I_0$  от  $L$ . Однородная среда распространения.

Из рис. 2 видно, что значение  $\langle I_{\max}(z, \mathbf{r}) \rangle$  уменьшается по мере распространения пучка вдоль однородной трассы тем быстрее, чем меньше начальный радиус пучка на выходной апертуре и, чем меньше высота  $H$  над поверхностью Земли. С увеличением скорости кардинальным образом ничего не меняется.

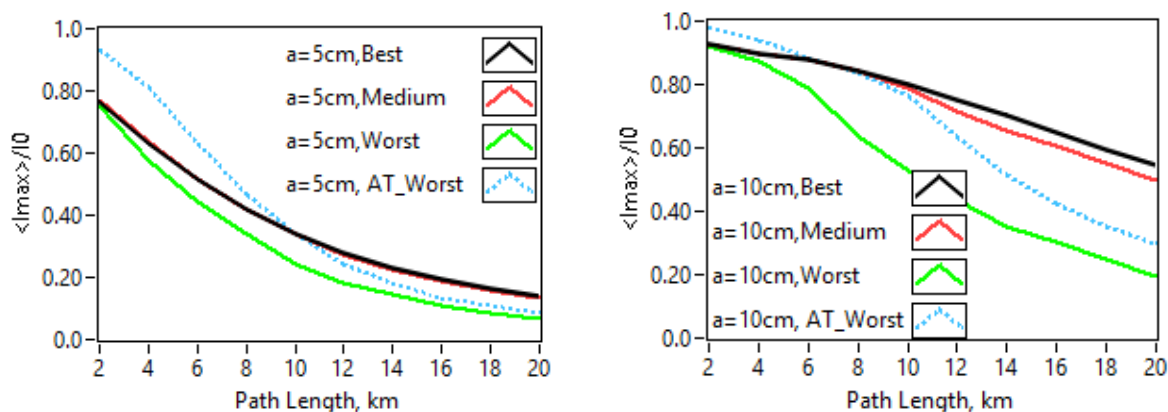


Рисунок 2 – Зависимость  $\langle I_{\max} \rangle / I_0$  от  $L$ . Турбулентная атмосфера.

Из рис. 2а следует, что область повышенных значений плотности вокруг обтекаемого сверхзвуковым потоком тела аэродинамической формы, приводит к существенно более быстрому спадаанию максимального значения средней интенсивности в поперечном сечении

пучка по мере его распространения вдоль трассы. С увеличением размеров выходной апертуры качественным образом ничего не меняется.

### Заключение

Построена оптическая модель ударной волны, возникающей при движении объекта аэродинамической формы в атмосфере со сверхзвуковой скоростью. Представлены результаты расчетов средних характеристик течения и турбулентных параметров. Проведено моделирование распространения лазерного пучка через ударную волну, возникающую при сверхзвуковом обтекании аэродинамического тела.

Установлено, что наблюдается ожидаемое увеличение размеров пучка за счет дифракции на регулярных неоднородностях и турбулентных флуктуациях показателя преломления воздуха в области ударной волны. Увеличение скорости воздушного потока приводит к росту поперечных размеров пучка за счет дифракции. Возмущения вокруг аэродинамического тела, незначительно влияют на характеристики пучка. Тем не менее, при распространении вперед навстречу потоку, наблюдается более быстрое спадание максимального значения средней интенсивности в поперечном сечении пучка.

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

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.
3. *Банах В.А., Маракасов Д.А., Сухарев А.А.* Восстановление структурной характеристики показателя преломления и средней плотности воздуха в ударной волне, возникающей при сверхзвуковом обтекании препятствий, из оптических измерений // Оптика и спектроскопия. 2011. Т. 111, №6. С. 1032-1037.
4. *Банах В.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Дифракция оптического пучка на ударной волне, возникающей вблизи сверхзвукового летательного аппарата. // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 11. С. 932–941.
5. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Оптика турбулентной атмосферы. Современные проблемы атмосферной оптики. Т.5. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1988. 270 с.
6. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // УФН. 1996. Т. 166. № 12. С.1309-1338.

# КОМПЕНСАЦИЯ АБЕРРАЦИОННЫХ ИСКАЖЕНИЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА, ВЫЗЫВАЕМЫХ АЭРООПТИЧЕСКИМИ ЭФФЕКТАМИ НА ТРАССАХ САМОЛЕТ-СПУТНИК, ПО СИГНАЛУ АТМОСФЕРНОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Банах В.А., Смалихо И.Н., Сухарев А.А.

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

E-mail: [sukharev@iao.ru](mailto:sukharev@iao.ru)

В работе с помощью численного моделирования проведено исследование возможности компенсации абберационных искажений волнового фронта, вызываемых аэрооптическими эффектами на трассах самолет-спутник, по сигналу обратного рассеяния в атмосфере. Определены условия, при которых возможна компенсация абберационных искажений волнового фронта.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ в рамках научного проекта №18-79-10115.

## Введение

При передаче непрерывного лазерного излучения с борта самолета на большие расстояния до спутника, когда влияние атмосферной турбулентности на пучок пренебрежимо мало, основными негативными факторами, действующими на пучок, являются начальные отклонения направления распространения и абберационные искажения волнового фронта пучка.

В настоящее время одной из интересных технологий повышения эффективности атмосферных оптических систем передачи энергии и информации является метод адаптивного управления волновым фронтом лазерного пучка по сигналу обратного атмосферного рассеяния. Этот метод применим в задачах передачи лазерного излучения на спутники с борта летательного аппарата. В этом случае необходимо учитывать возможные дополнительные абберации волнового фронта лазерного пучка за счет аэрооптических эффектов [1, 2].

В работе численно исследуется возможность компенсации абберационных искажений волнового фронта лазерного пучка, прошедшего в начале трассы через ударную волну и далее распространяющегося до спутника, по сигналу обратного рассеяния в атмосфере.

## Постановка задачи

На рис. 1 показана упрощенная схема распространения лазерного пучка и приема рассеянного обратно излучения.



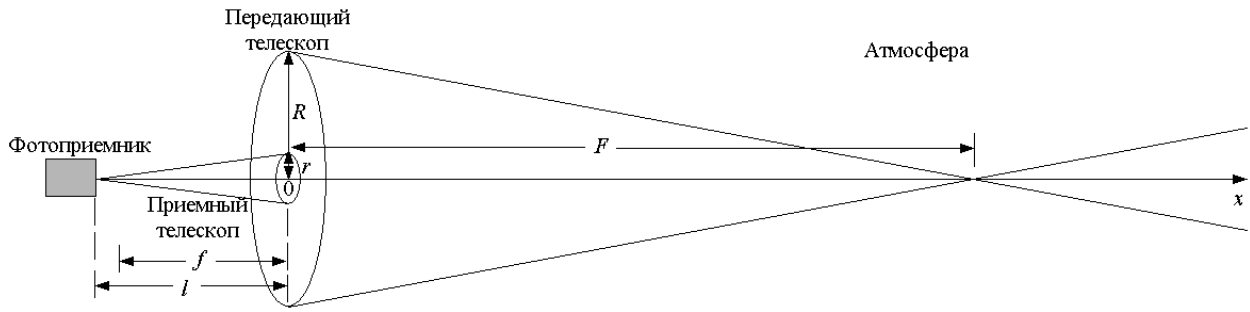


Рисунок 1– Упрощенная схема распространения лазерного пучка и приема рассеянного излучения.

В соответствии с этой схемой в плоскости  $x=0, \mathbf{p}' = \{x', y'\}$  на выходе из кольцевой апертуры передающего телескопа, фазу оптической волны  $\psi(\mathbf{p}')$  можно представить в виде  $\psi(\mathbf{p}') = \psi_0(\mathbf{p}') + \psi'(\mathbf{p}') - \tilde{\psi}_0(\mathbf{p}')$ , где  $\psi_0(\mathbf{p}')$  - регулярные (абберационные) искажения фазы,  $\psi'(\mathbf{p}')$  - флуктуации фазы лазерного пучка,  $-\tilde{\psi}_0(\mathbf{p}')$  - фазовый набег, вносимый гибким зеркалом.

Для схемы, представленной на рис.1 средняя интенсивность  $I_1(x, \mathbf{p}'')$  распространяющегося в атмосфере лазерного пучка на расстоянии  $x$  от источника излучения запишется в следующем виде [3]:

$$I_1(x, \mathbf{p}'') = \exp\left[-\int_0^x dx' \beta_t(x')\right] \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \kappa \underbrace{\left[ \exp[-(\theta_c x \kappa)^2] \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho'' I_0(x, \mathbf{p}'') \exp(-2\pi j \mathbf{k} \rho'') \right]}_{\Phi_1(x, \mathbf{k})} \exp(-2\pi j \mathbf{k} \rho''),$$

где первый член выражения – функция пропускания,  $T(x)$ ;  $\beta_t$  – коэффициент ослабления за счет поглощения и рассеяния излучения;  $\mathbf{k} = \{\kappa_x, \kappa_y\}$ ;  $\theta_c = \lambda / (2r_c)$  – угол расходимости пучка за счет частичной когерентности, рад;  $\lambda$  – длина оптической волны;  $r_c$  – радиус когерентности пучка на выходе из передающего телескопа;  $j = \sqrt{-1}$ ;

$$I_0(x, \mathbf{p}'') = \frac{P_0}{\pi a_0^2} \left| \frac{1}{\lambda x} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \rho' \Pi_T(\mathbf{p}') \exp\left\{-\frac{\rho'^2}{2a_0^2} + j[\psi_0(\mathbf{p}') - \psi_0(\mathbf{p}'') + \frac{\pi}{\lambda x}(\mathbf{p}' - \mathbf{p}'')^2]\right\} \right|^2;$$

$P_0$  – мощность лазера непрерывного излучения;  $a_0$  – радиус гауссова пучка в плоскости выходной апертуры передающего телескопа;  $\Pi_T(\mathbf{p}') = \begin{cases} 1, & r_t \leq |\mathbf{p}'| \leq R_T \\ 0, & r_t > |\mathbf{p}'| > R_T \end{cases}$  – функция зрачка выходной апертуры (кольцевой) передающего телескопа;  $r_t$  – внутренний,  $R_T$  – внешний радиусы апертуры.

Наличие абберационных искажений волнового фронта может быть причиной существенного падения интенсивности распространяющегося в атмосфере пучка в требуемом

направлении. Путем соответствующего изменения поверхности гибкого зеркала можно добиться компенсации искажений. В работе в качестве сигнала управления гибким зеркалом используется рассеянное назад излучение распространяющегося лазерного пучка.

Среднюю интенсивность  $I_s(\mathbf{\rho})$  рассеянного назад излучения в фокальной плоскости приемного телескопа можно представить как [3]

$$I_s(\mathbf{\rho}) = \int_0^{\infty} dx \tilde{\beta}_\pi(x) \frac{1}{f^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\kappa \Phi_1(\mathbf{\kappa}) \Phi_2(\mathbf{\kappa}) \exp(-2\pi j \mathbf{\kappa} \mathbf{\rho} x / f),$$

где  $\mathbf{\rho} = \{z, y\}$  – радиус-вектор в плоскости приема,  $\tilde{\beta}_\pi(x) = \beta_\pi(x) T^2(x)$ ,  $\beta_\pi$  – коэффициент обратного рассеяния,  $f$  – фокусное расстояние приемного телескопа,

$$\Phi_2(x, \mathbf{\kappa}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho'' I_2(x, \mathbf{\rho}'') \exp(-2\pi j \mathbf{\kappa} \mathbf{\rho}''), \quad I_2(x, \mathbf{\rho}'') = \left| \frac{1}{\lambda x} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho' \Pi_R(\mathbf{\rho}') \exp\left\{j \frac{\pi}{\lambda x} (\mathbf{\rho}' - \mathbf{\rho}'')^2\right\} \right|^2,$$

$$\Pi_R(\mathbf{\rho}') = \begin{cases} 1, & |\mathbf{\rho}'| \leq r_R \\ 0, & |\mathbf{\rho}'| > r_R \end{cases} \text{ – функция зрачка апертуры приемного телескопа и } r_R \text{ – радиус апертуры}$$

( $r_R = r_T$ ).

Пусть прием рассеянного излучения осуществляется матрицей размерностью  $4 \times 4$ , представляющей собой набор фотодетекторов, чувствительные площадки которых имеют форму квадрата размером  $d_R$ . Координату центра чувствительной площадки  $kl$ -го фотодетектора обозначим через  $\mathbf{\rho}_{kl} = \{z_{kl}, y_{kl}\}$ , где  $k = 1, 2, 3, 4$  и  $l = 1, 2, 3, 4$ . Средняя мощность рассеянного излучения, регистрируемая  $kl$ -м элементом матрицы, определяется как

$$P_{kl} = \int_0^{\infty} dx \tilde{\beta}_\pi(x) Q_{kl}(x), \quad \text{где} \quad Q_{kl}(x) = \gamma^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\kappa \Phi_1(x, \mathbf{\kappa}) \Phi_2(x, \mathbf{\kappa}) H(\pi\gamma x \mathbf{\kappa}) \exp(-2\pi j \mathbf{\kappa} \mathbf{\rho}_{kl} x / f),$$

$\gamma = d_R / f$  – угол поля зрения составляющих матрицу фотодетекторов,

$H(\pi\gamma x \mathbf{\kappa}) = \text{sinc}(\pi\gamma x \kappa_z) \text{sinc}(\pi\gamma x \kappa_y)$  и  $\text{sinc}(\xi) = \sin(\xi) / \xi$ .

Для нормированной мощности рассеянного излучения  $S_{kl} = 16P_{kl} / \sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^4 P_{kl}$  оценку

нормированной мощности рассеянного излучения  $\hat{S}_{kl} = \frac{16(P_{kl} + P'_{kl})}{\sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^4 (P_{kl} + P'_{kl})}$ , где  $P'_{kl} = \frac{\hbar\nu}{e\eta} J'_{kl}$  –

шумовая составляющая сигнала в единицах мощности. При большом отношении сигнал-шум

$P_{kl} / P_{NEP} \gg 1$ , где  $P_{NEP} = \sqrt{\langle (P'_{kl})^2 \rangle}$  – эквивалентная мощность шума [3],  $\hat{S}_{kl} \approx S_{kl}$ .

По измеряемым массивам  $\hat{S}_{kl}$  осуществляется управление гибким зеркалом с целью компенсации абберационных искажений волнового фронта лазерного пучка.

### Численное моделирование

Численное моделирование адаптивного подавления аббераций волнового фронта лазерного пучка, вызываемых аэрооптическими эффектами на трассах самолет-спутник, по сигналу обратного атмосферного рассеяния проводилось при задании следующих параметров:  $\lambda = 1,06$  мкм;  $a_0 = 35$  см;  $R_T = 50$  см и  $r_T = r_R = 10$  см. Начальная высота  $h_0$  и угол места  $\varphi$  задавались равными, соответственно, 5 и 10 км и  $90^\circ$  (вертикальная трасса). Исходя из оценок для случая вертикальной трассы распространения пучка, можно положить  $T(x) = 1$ .

### Заключение

В работе проведено численное исследование адаптивного подавления аббераций волнового фронта лазерного пучка, вызываемых аэрооптическими эффектами на трассах самолет-спутник, по сигналу обратного атмосферного рассеяния. Предложенный в [4] способ управления гибким зеркалом, с целью компенсации аббераций, основанный на минимизации отклонений измеряемых матричным фотоприемником нормированных сигналов обратного рассеяния от соответствующих нормированных сигналов, рассчитанных для случая отсутствия аббераций, методом наименьших квадратов, показал свою эффективность и для корректировки абберационных искажений, вызванных аэрооптическими эффектами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта №18-79-10115.

1. *Banakh V.A., Sukharev A. A., Falits A. V.* Optical beam distortions induced by a shock wave // Applied Optics. 2015. V. 54. No. 8. P. 2023–2031
2. *Банах В.А., Сухарев А.А.* Влияние дозвуковой скорости движения летательного аппарата на искажения лазерного пучка, распространяющегося с поверхности турели в турбулентной атмосфере. // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 07. С. 575–580
3. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Смалихо И.Н.* Наведение частично когерентного лазерного пучка по обратному атмосферному рассеянию // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23, № 10. С. 885–8
4. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Смалихо И.Н.* Компенсация искажений волнового фронта частично когерентного лазерного пучка по обратному атмосферному рассеянию. // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 24. № 07. С. 549-554.

# ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ЛАЗЕРНОМ ЗОНДИРОВАНИИ АТМОСФЕРЫ

Лисенко А.А.<sup>1</sup>, Матвиенко Г.Г.<sup>1,2</sup>, Ошлаков В.К.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

lisenko@iao.ru, matvienko@iao.ru, ovk@iao.ru

Ключевые слова: импульс, филаментация, атмосфера, зондирование, лидар.

В экспериментах по управлению положением зоны филаментации мощного короткоимпульсного излучения установлено, что в сечении пучка формируется пакет высокоинтенсивных ( $10^{11} \div 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>) постфиламентационных каналов миллиметрового диаметра с расходимостью 90-100 мкрад для «пакета» каналов (12 мкрад отдельного канала). Спектр излучения в каналах совпадает со спектром суперконтинуума, формируемого в зоне филаментации. В экспериментах с использованием гибридной схемы с коррекцией фазового фронта реализован режим бесплазменного распространения излучения в слаборасходящихся (<0,01 мрад) каналах миллиметрового диаметра. В этом случае спектр излучения зарегистрирован в диапазоне 700-900 нм. В докладе обсуждаются перспективы применения полученных результатов в фемтосекундном лидарном зондировании атмосферы.

## ДИСПЕРСИОННОЕ ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРЫ НА ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

<sup>1,2</sup>Бабушкин П.А., <sup>1</sup>Бурнашев А.В., <sup>1</sup>Иглакова А.Н., <sup>1,2</sup>Матвиенко Г.Г., <sup>1</sup>Ошлаков В.К.

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

[bpa@iao.ru](mailto:bpa@iao.ru), [bvaleksey@iao.ru](mailto:bvaleksey@iao.ru), [ian@iao.ru](mailto:ian@iao.ru), [matvienko@iao.ru](mailto:matvienko@iao.ru), [ovk@iao.ru](mailto:ovk@iao.ru)

Ключевые слова: лидар, фемтосекундный, длительность, дисперсия, влажность.

Аннотация: Использование явлений самовоздействия фемтосекундного лазерного излучения остается актуальной проблемой многочастотного лазерного зондирования атмосферы. При распространении в атмосфере, помимо трансформации спектральных и пространственных характеристик излучения, на участке самофокусировки происходит дисперсионное изменение длительности.

В докладе обсуждаются результаты экспериментов по учёту влияния дисперсии атмосферного воздуха на длительность фемтосекундного импульса распространяющегося в атмосфере.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ №18-77-00028.

# АНАЛИЗ ОБЛАЧНОГО-РАДИАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КЛИМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ИВМ INMCM5

Полюхов А.А.<sup>1</sup>, Чубарова Н.Е.<sup>1</sup>, Володин Е.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт вычислительной математики РАН имени Г.И. Марчука, г. Москва, Россия

e-mail: aeromsu@gmail.com, natalia.chubarova@gmail.com, volodinev@gmail.com

Ключевые слова: аэрозоль, непрямой эффект, модель INMCM5, радиационные процессы

Аннотация: В данной работе рассматриваются различные параметризации облачно-аэрозольного взаимодействия (первого непрямого эффекта) в модели ИВМ INMCM5. Показано, что применение новых коэффициентов в параметризации непрямого эффекта приводит к увеличению балла облачности и уменьшению суммарной радиации. Приведены результаты расчетов с различными эмиссиями аэрозоля.

## Введение

Тропосферный аэрозоль играет важную роль в определении свойств облачности. Ослабление солнечной радиации в результате рассеяния и поглощения аэрозолями может вызывать изменение характеристик облачности в результате нагрева или охлаждения воздуха. Кроме того, теоретические исследования и наблюдения показывают, что свойства облачности зависят от концентрации, размера и химического состава аэрозоля, так как аэрозоль выступает в качестве ядер конденсации. Этот эффект называется первым непрямым аэрозольным эффектом [7]. Такое облачно-аэрозольное взаимодействие приводит к уменьшению температуры, поскольку увеличивается альbedo облака и его оптическая толщина.

В настоящее время ведущие научные центры мира включают параметризации первого непрямого эффекта в климатические модели. Большинство параметризаций основаны на работе [2], в которой предложена экспоненциальная зависимость количества облачных капель от концентрации гигрофильного аэрозоля, в частности сульфатного аэрозоля:

$$N_d = \exp(a_0 + a_1 \ln \tau_{aer}),$$

где  $a_0 = 5,1$  и  $a_1 = 0,41$ ,  $\tau_{aer}$  – аэрозольная оптическая толщина на длине волны 550 нм

Однако сравнения со спутниковыми измерениями показали, что расчет количества облачных капель с использованием данных коэффициентов завышает наблюдаемые значения [6]. В связи с этим авторы предложили свои коэффициенты регрессии для расчета облачных капель ( $a_0 = 4,3$  и  $a_1 = 0,3$ ). Стоит отметить, что результаты были получены на основе

измерений свойств аэрозоля с помощью прибора MODIS только над акваторией Мирового океана.

В более поздней работе [3] были проведены новые оценки качества предлагаемых ранее параметризаций на основе данных о свойствах аэрозолей в реанализе MERRA2 [4] и по данным проекта AEROCOM II [5]. Ими также были предложены коэффициенты для данной параметризации:  $a_0 = 4,86$  и  $a_1 = 0,41$ . В данном случае концентрация облачных частиц получается заметно больше, чем в параметризации, предложенной в [6]. В другом варианте авторы предлагают использовать в расчетах разные коэффициенты для каждого типа гигрофильного аэрозоля: сульфатного ( $SO_4$ ), морской соли ( $SS$ ), черного углерода ( $BC$ ), пыли ( $DU$ ):

$$N_d = \exp(4.1 + 0.31 \ln SO_4 - 0.19 \ln SS + 0.057 \ln BC + 0.031 \ln DU)$$

### **Результаты:**

В работе оценивается влияние различных коэффициентов в параметризации непрямого аэрозольного эффекта на расчет балла облачности, суммарной радиации и приземной температуры воздуха в модели INMCM5 [1].

Были произведены расчеты с тремя различными наборами коэффициентов, описанными выше:

1. общей смеси гигрофильных частиц [6]
2. сульфатного аэрозоля [3]
3. с отдельными коэффициентами для гигрофильных частиц разных типов [3]

В контрольном эксперименте параметризация непрямого эффекта отсутствовала. Расчет производился на 10 лет для всего земного шара при учете эмиссий аэрозоля для 2005 г. Сравнения с контрольным расчетом показали, что в эксперименте 1 уменьшение балла общей облачности достигает 0.4 или 4 баллов, вследствие чего наблюдается увеличение суммарной радиации (до  $60 \text{ Вт/м}^2$ ) и увеличение приземной температуры до 10 градусов (рис.1).

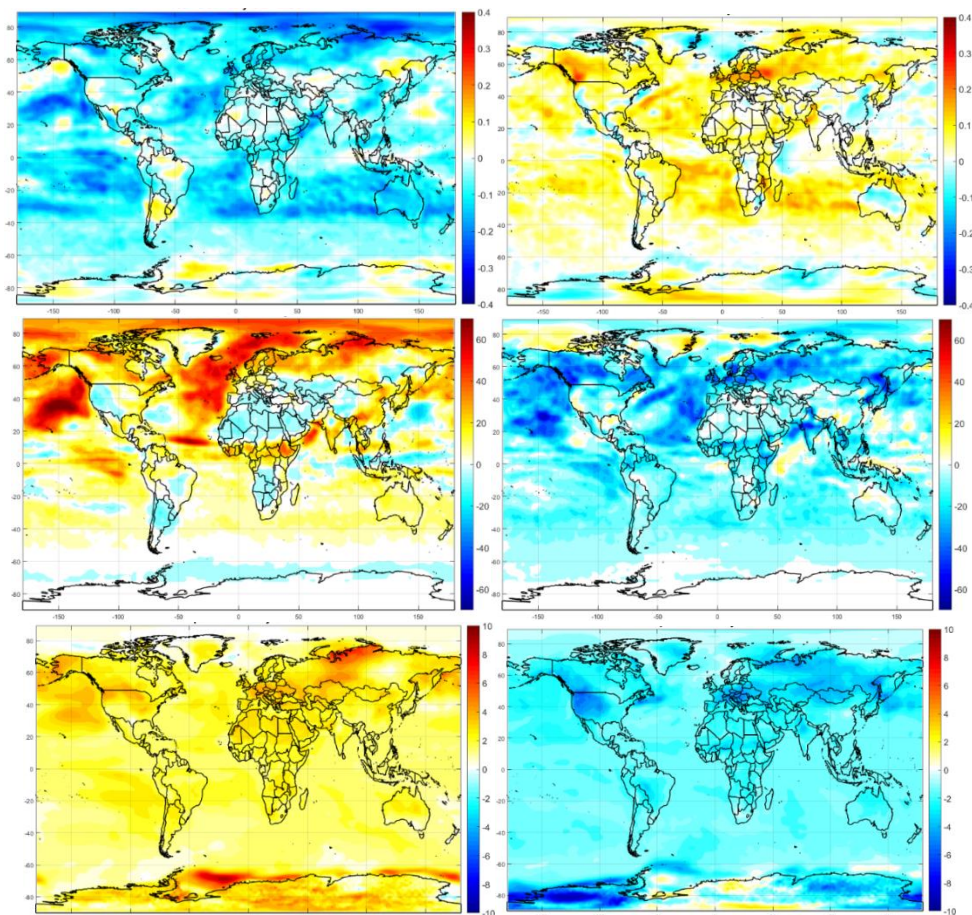


Рисунок 1 – Разность балла общей облачности (в долях от единицы) (сверху), суммарной радиации (посередине) и приземной температуры воздуха (снизу) в июле в эксперименте 1 (слева) и 2 (справа) по сравнению с контрольным расчетом.

В эксперименте 2 с уточненными коэффициентами по [3] наблюдается обратная картина: увеличение балла общей облачности, уменьшение суммарной радиации и уменьшение приземной температуры воздуха в среднем на 2 градуса. Наибольшие различия наблюдаются в полярных районах (до 8 градусов), это связано с тем, что данные коэффициенты были получены в первую очередь для слоистообразных облаков.

Полученный результат больше согласуется с теоретическими выводами и наблюдаемыми эффектами. Использование различных коэффициентов для каждого типа аэрозолей (эксперимент 3) незначительно изменяет расчет приземной температуры, разность не превышает 2 градусов и в среднем составляет 0.3 градуса.

За последнее время значительно уменьшилась эмиссия практически всех типов гигрофильных типов аэрозоля (рис 2). Самые заметные изменения наблюдаются для сульфатного аэрозоля, среднегодовое значение аэрозольной оптической толщины которого



уменьшилось на 0.3-0.5 над Северной Евразией по данным расчетов в модели INMCM5. Однако над Китаем наблюдается существенный рост сульфатного аэрозоля до 0.4. Концентрация остальных типов гигрофильных аэрозолей уменьшилась не более 0.1.

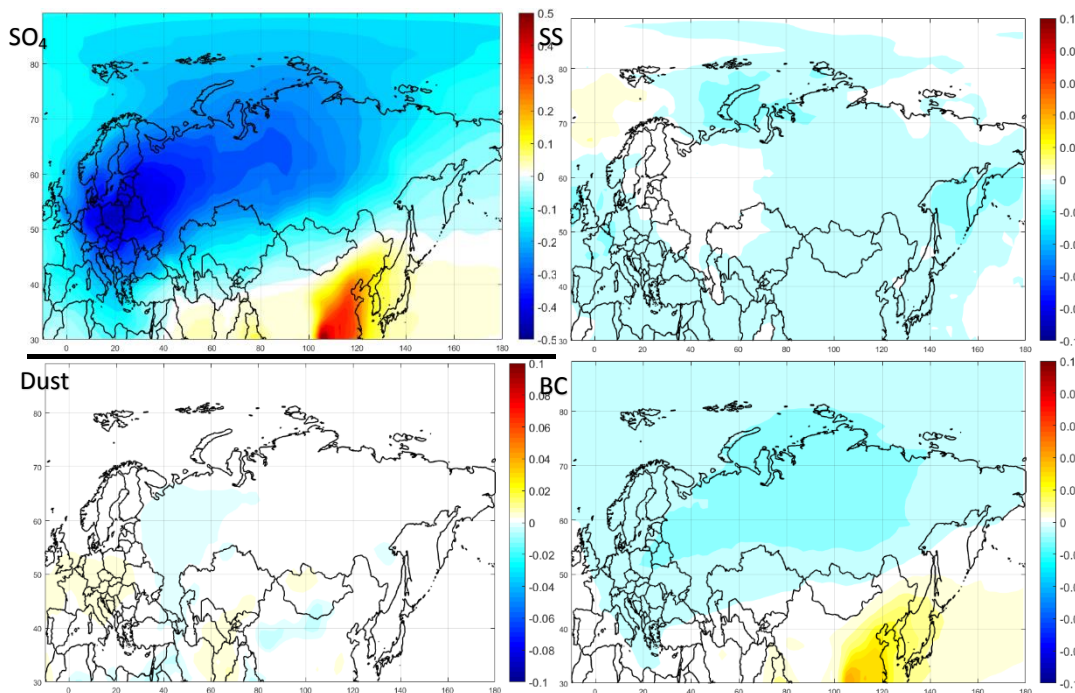


Рисунок 2 – Разность модельных значений аэрозольной оптической толщины на 550 нм сульфатного аэрозоля, морской соли, пыли и черного углерода по данным эмиссий, задаваемых на 2005 и 1980 год.

Данные особенности отражаются и в поле суммарной радиации для ясного неба и при средних условиях облачности. В целом, при использовании параметризации с использованием общей смеси гигрофильных частиц по [3] за счет изменения эмиссий аэрозоля наблюдается увеличение суммарной радиации в Европе на 6-8 Вт/м<sup>2</sup>, уменьшение над территорией Северного моря на 8-10 Вт/м<sup>2</sup> и увеличение на Дальнем Востоке до 10 Вт/м<sup>2</sup>.

Проведено также сравнение различных модельных компонент аэрозоля с данными реанализа MERRA2 и уточнены коэффициенты в уравнениях эмиссий.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-05-00700.

1. Володин Е. М., Кострыкин С. В. Аэрозольный блок в климатической модели ИВМ РАН //Метеорология и гидрология. – 2016. – №. 8. – С. 5-17.
2. Boucher O., Lohmann U. The sulfate-CCN-cloud albedo effect //Tellus B: Chemical and Physical Meteorology. – 1995. – Т. 47. – №. 3. – С. 281-300.
3. McCoy D. T. et al. The global aerosol- cloud first indirect effect estimated using MODIS, MERRA, and AeroCom //Journal of Geophysical Research: Atmospheres. – 2017. – Т. 122. – №. 3. – С. 1779-1796.
4. Molod A. et al. Development of the GEOS-5 atmospheric general circulation model: Evolution from MERRA to MERRA2 //Geoscientific Model Development. – 2015. – Т. 8. – №. 5. – С. 1339-1356.
5. Myhre G. et al. Radiative forcing of the direct aerosol effect from AeroCom Phase II simulations //Atmospheric Chemistry and Physics. – 2013. – Т. 13. – №. 4. – С. 1853.
6. Quaas J., Boucher O., Lohmann U. Constraining the total aerosol indirect effect in the LMDZ and ECHAM4 GCMs using MODIS satellite data //Atmospheric Chemistry and Physics. – 2006. – Т. 6. – №. 4. – С. 947-955.
7. Twomey S. The influence of pollution on the shortwave albedo of clouds //Journal of the atmospheric sciences. – 1977. – Т. 34. – №. 7. – С. 1149-1152.

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ КОМПОНЕНТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОСТ-ИМПУЛЬСОВ И УСИЛЕННОГО СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ФИЛАМЕНТОВ В ВОЗДУХЕ

Ильин А.А.<sup>1,2</sup>, Майор А.Ю.<sup>1,2</sup>, Прощенко Д.Ю.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия

<sup>2</sup> Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

<sup>3</sup> Морской государственный университет им. адмирала Г.И. Невельского, Владивосток, Россия

triplecks@mail.ru, mayor@iacp.dvo.ru, dima.prsk@mail.ru

Ключевые слова: филамент, фемтосекундное лазерное излучение, эффект Раби.

Аннотация. Исследуется динамика спектральных компонент, возникающих на временном интервале до 15 нс после основного фемтосекундного импульса, при филаментации остросфокусированного лазерного излучения. Длительность фемтосекундного импульса - 60 фс, энергия основного импульса увеличивалась от 0,5 мДж до 1,7 мДж. Зарегистрированы компоненты в области 720-780 нм. С увеличением энергии основного импульса изменяется форма спектра суперконтинуума, возрастает интенсивность пост-импульса и усиленного спонтанного излучения, и наблюдается сдвиг компоненты в синюю область. Сделано предположение, что компонента, центральная длина волны которой смещается в синюю область с увеличением энергии, связана с Раби расщеплением уровней атом кислорода.

Исследование фемтосекундной филаментации в воздухе вызывает значительный интерес в последние десятилетия [1-4]. Для остросфокусированного лазерного пучка филаментация определяется геометрической фокусировкой, при большом диаметре пучка наблюдаются конусовидные и периодические светящиеся структуры, обусловленные аберрациями линзы [2]. Для лазерных импульсов длительности  $\tau = 48-60$  фс и интенсивности  $I < 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> сплошной спектр практически отсутствует и атомные линии формируются с задержкой 50-90 пс [2,3].

Максимум интенсивности излучения линий молекулярного азота наблюдается через ~15 пс относительно фемтосекундного лазерного импульса [3], в работах [1,4] зарегистрировано резкое возрастание интенсивности линий первой положительной системы азота, при этом интенсивность на порядок превосходит интенсивность линии O I 777.4 нм [1]. Такое поведение, скорее всего, связано с Раби расщеплением уровней O I  $3p^5P_1$   $3s^5S$  в поле пост-импульсов и усиленного в регенеративном усилителе спонтанного излучения [4]. Сдвинутая в синюю область Раби компонента вызывает индуцированное излучение линий первой положительной системы [1,4].

В настоящей работе исследуется динамика компонент лазерного импульса, возникающих при взаимодействии усиленного спонтанного излучения и пост-импульсов с плазмой филаментов, образованных основным фемтосекундным импульсом. Излучение титан-сапфирового лазера Tsunami+SpifirePro 40F-5W (800 нм, 60фс) фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 5 см в воздухе. Спектр прошедшего через области филаментации излучения регистрировался спектрографом SpectraPro 2300i и камерой Pi-Max3 (16 бит, Princeton Instruments). Чтобы избежать насыщения и блюминга ICCD-камеры лазерным излучением, использовался светофильтр CC1 с приблизительно постоянным коэффициентом ослабления в диапазоне 700-850 нм. Излучение, прошедшее через область филаментации, регистрировалось с экспозицией 3 нс и шагом задержки регистрации 0,1 нс.

Спектры лазерного излучения для энергий основного фемтосекундного импульса 0,5, 1,4 и 1,7 мДж показаны на рис. 1. С увеличением энергии спектр лазерного импульса уширяется, сдвигается в синюю область и трансформируется в три пика. При задержке более 2 нс наблюдается менее интенсивное излучение с центральной длиной волны 785 нм, связанное с усиленным в регенеративном усилителе спонтанным излучением и пост-импульсами. При задержке 13 нс детектируется пик, интенсивность которого возрастает пропорционально энергии основного фемтосекундного импульса. Это пост-импульс, время появления которого определяется частотой посылки фемтосекундных импульсов на выходе задающего генератора. При задержке 5 нс наблюдается пик, центральная длина волны которого смещается в синюю область от 765 до 725 нм с увеличением энергии. Этот пик мы связываем с Раби расщеплением уровней ОI. Появление пика сопровождается падением интенсивности лазерного излучения на длине волны 785 нм, а для энергии 0,5 мДж лазерное излучение на этой длине волны практически полностью исчезает. Данные спектральные компоненты необходимо учитывать при исследовании динамики эмиссионных спектров, т.к. они могут приводить к накачке атомных и молекулярных линий, последние могут выступать в качестве фона мешающего детектированию линий элементов.

Исследования выполнены при поддержке гранта РФФИ 17-02-00802А. Спектр лазерного импульса получен с использованием оборудования уникальных стендов и установок ЦКП ЛАМИ - ИАПУ ДВО РАН.

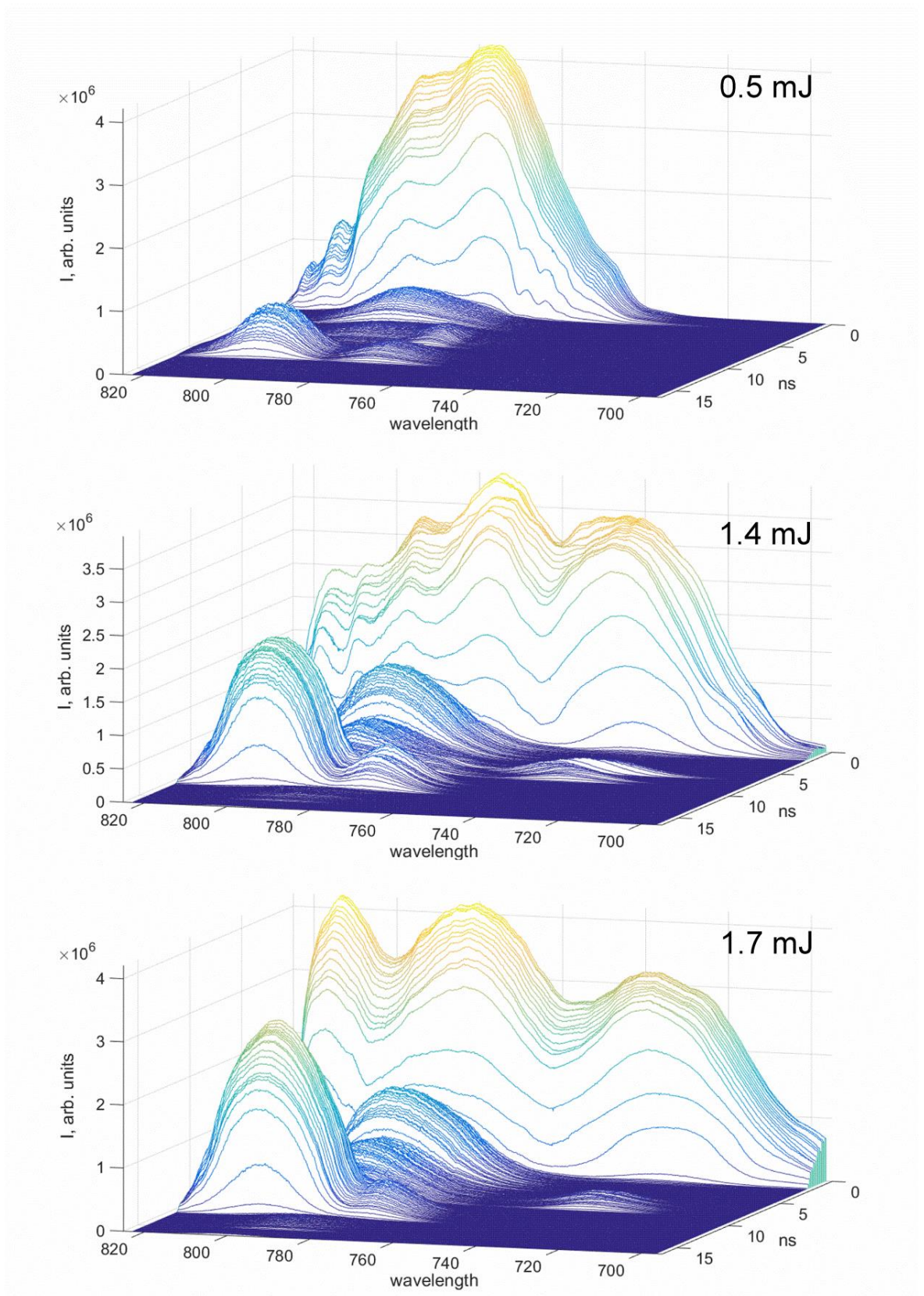


Рисунок 1 – Динамика спектральных компонент. В правом верхнем углу указана энергия основного фемтосекундного импульса.

1. *Ilyin A.A., Golik S.S., Shmirko K.A., Mayor A.Yu., Proshenko D.Yu.* Anomalous broadening and shift of emission lines in a femtosecond laser plasma filament in air // *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*. 2017. V.138.P. 97-105.
2. *Ilyin A.A., Golik S.S., Shmirko K.A.* Absorption and emission characteristics of femtosecond laser plasma filaments in the air // *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*. 2015. V. 112 P. 16–22.
3. *Иванов Н.Г., Лосев В.Ф., Прокопьев В.Е.* Временная динамика свечения плазмы в воздухе при различных условиях фокусировки фемтосекундного импульса излучения // *Квантовая электроника*. 2018. т. 48, С. 826-832.
4. *Ильин А.А., Голлик С.С., Шмирко К.А., Майор А.Ю., Проценко Д.Ю., Кульчин Ю.Н.* Уширение и сдвиг эмиссионных линий в плазме филаментов, генерируемых остросфокусированным фемтосекундным лазерным импульсом в воздухе // *Квантовая электроника*. 2018. Т. 48, С. 149-156.

# РАСЧЁТ ОПФ СИСТЕМЫ ОКЕАН-АТМОСФЕРА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Каргин Б.А., Ухинова О.С.

Институт Вычислительной Математики и Математической Геофизики СО РАН,  
Новосибирский государственный университет,  
г.Новосибирск, Россия  
e-mail: [bkargin@osmf.sccc.ru](mailto:bkargin@osmf.sccc.ru) , [olsu@osmf.sccc.ru](mailto:olsu@osmf.sccc.ru)

Ключевые слова: оптическая передаточная функция, система океан-атмосфера, метод Монте-Карло.

Видимость подводных объектов определяется многими факторами, участвующими в формировании поля излучения системы океан-атмосфера. Основными являются рассеяние и поглощение излучения в толще воды и атмосферы и рефракция и отражение излучения взволнованной поверхностью моря. В настоящей работе приведён алгоритм метода Монте-Карло для численной оценки влияния поверхностного волнения на оптическую передаточную функцию (ОПФ) системы океан-атмосфера.

Верхняя граница  $z=H$  плоской атмосферы освещается параллельным потоком фотонов  $I_0\delta(\omega - \omega_0)$  в направлении  $\omega_0$ . Взаимодействие света с веществом атмосферы и океана определяется коэффициентами ослабления  $\sigma(z)$  и рассеяния  $\sigma_s(z)$  и индикатрисой рассеяния  $g(z, \mu)$ ,  $\mu$  - косинус угла рассеяния. Обозначим  $r_{\perp}(x, y)$  – проекция радиуса-вектора  $r = (x, y, z)$  на горизонтальную плоскость;  $\omega$  – единичный вектор направления;  $\Omega$  - множество всех направлений с  $c \in [-1, 1]$ ,  $\Omega_-$  - единичная полусфера с  $c \in [0, 1]$ ,  $\Omega_+$  - единичная полусфера с  $c \in [-1, 0]$ . При попадании света на плоскость  $z = 0$  он испытывает отражение, которое характеризуется коэффициентом яркости  $Q(r_{\perp}, \omega, \omega')$ . В плоскости  $z = h$  расположена граница раздела двух сред, при попадании на которую свет испытывает преломление и отражение. Эта граница представляет собой случайную поверхность, составленную из набора элементарных площадок, центры которых лежат в плоскости  $z = h$ , а нормали к площадкам  $l$  - случайные единичные векторы с плотностью распределения вероятности  $p(l)$ ,  $l = (l_x, l_y, l_z) \in \Omega_-$ . Обозначим через  $\Phi(r_{\perp}, z, \omega)$  полную яркость светового поля в точке  $(r_{\perp}, z)$  в направлении  $\omega$ . Световой режим в плоскопараллельной среде, освещенной параллельным потоком фотонов, описывается известным интегро-дифференциальным уравнением переноса с соответствующими краевыми условиями [1]. Для описания светового поля в системе океан-атмосфера к этим краевым условиям необходимо добавить выражение, определяющее воздействие случайной границей раздела двух сред на световой поток:

$$\Phi(r_{\perp}, h, \omega)|_{\omega \in \Omega} = \int_{\Omega_-} dl \int_{\Omega} p(l)R(\omega', l)\Phi(r_{\perp}, h, \omega')\delta[\omega' - \omega_{\text{отр}}(\omega, l)]d\omega' +$$



$$+v^2 \int_{\Omega_-} dl \int_{\Omega} p(l) [1 - R(\omega', l)] \Phi(r_{\perp}, h, \omega') \delta[\omega' - \omega_{\text{пр}}(\vec{\omega}, l)] d\omega' \quad (1)$$

Здесь  $R(\omega, l)$  - френелевский коэффициент отражения,  $v = \begin{cases} n, (\omega', l) \leq 0; \\ 1/n, (\omega', l) \geq 0; \end{cases}$   $n$  - коэффициент

преломления воды относительно воздуха,  $\omega_{\text{отр}}(\omega, l) = \omega - 2(\omega l)l$ ,  $\omega_{\text{пр}}(\omega, l) = v(\omega + \gamma l)$ ,

$\gamma = \text{sign}[\omega l] \sqrt{1/v^2 - 1 + (\omega l)^2} - (\omega l)$ . Яркость  $\Phi(r_{\perp}, z, \omega)$  является суперпозицией световой

дымки системы океан-атмосфера  $\Phi_0(z, \omega)$  и яркости отраженного плоскостью  $z = 0$  излучения

$\tilde{\Phi}(r_{\perp}, z, \omega)$ . На основе теории линейных систем [2] введем ОПФ системы океан-атмосфера

$$T(p, z, \omega) \text{ такую, что } \tilde{\Phi}(p, z, \omega) \Big|_{\omega \in \Omega} = T(p, z, \omega) \Big|_{\omega \in \Omega} \tilde{\Phi}(p, 0, \omega) \Big|_{\omega \in \Omega_-}, \quad (2)$$

где символом  $\wedge$  обозначен Фурье-образ,  $p = (p_x, p_y)$  - вектор пространственных частот.

Функция  $T(p, z, \omega)$  определяется только оптическими свойствами системы океан-атмосфера и

не зависит от условий освещения и пространственного спектра яркости  $\tilde{\Phi}(r_{\perp}, 0, \omega) \Big|_{\omega \in \Omega_-}$ . В

рамках поставленной выше задачи вычислить точно функцию  $T(p, z, \omega)$  не удастся. Для оценки

$T(\cdot)$  необходимо рассмотреть дополнительную задачу, в которой источником света является

светящаяся плоскость  $z = 0$ . Яркость последней обозначим через  $J(r_{\perp}, \omega) \Big|_{\omega \in \Omega_-}$ . Световое поле

в такой системе описывается упоминавшимся интегро-дифференциальным уравнением

переноса вместе с соотношением (1) и краевыми условиями

$$\tilde{\Phi}(r_{\perp}, \omega) \Big|_{\omega \in \Omega_+} = 0, \quad \tilde{\Phi}(r_{\perp}, \omega) \Big|_{\omega \in \Omega_-} = J(r_{\perp}, \omega) \Big|_{\omega \in \Omega_-}.$$

Один из способов оценки  $T(\cdot)$ , по существу, основан на алгоритме, изложенном в [3].

Выбираем для определенности систему координат XYZ так, чтобы граница разрыва яркости  $J(\cdot)$  (см. [3]), была ориентирована перпендикулярно оси OX, т.е.

$$J(r_{\perp}, \omega) = J(x, \omega) = \begin{cases} 0, x < 0; \\ J(\omega), x \geq 0. \end{cases}$$

В этом случае  $\tilde{\Phi}(r_{\perp}, z, \omega) = \tilde{\Phi}(x, z, \omega)$ . Зададим на оси OX сетку узлов  $\{x_i, i = 1, \dots, N\}$ , в

которых вычисляются значения пограничной кривой  $\Phi_i = \tilde{\Phi}(x_i, z^*, \omega^*)$  для направления  $\omega^*$ .

Согласно [3] траектории фотонов строятся из произвольной точки  $P = (x_p, y_p, z^*)$  плоскости

$z = z^*$  в направлении  $-\omega^*$  и заканчивается либо вылетом в полупространство  $z > H$ , либо



попаданием фотона на плоскость  $z = 0$ . В случае пересечения траектории фотона с плоскостью  $z = h$  в направлении  $\omega'$  вычисляется коэффициент  $R(\omega', s)$ , где  $s$  - случайное направление нормали к элементарной площадке с центром в точке пересечения, выбранное из распределения с плотностью  $p(l)$ . С вероятностью  $R(\omega', s)$  происходит зеркальное отражение в направлении  $\omega = \omega' - 2(\omega' s)s$ . С вероятностью  $1 - R(\omega, l)$  происходит преломление в направлении  $\omega = \omega'/v - \gamma s$ . Коэффициент  $R(\omega, s)$  вычисляется по известной формуле Френеля.

Использование коррелированных траекторий и локальной оценки «по направлению» [4, стр. 49] позволяет по одним и тем же траекториям оценить функцию  $\tilde{\Phi}(x, z^*, \omega^*)$  для всего набора точек  $\{x_i, i = \overline{1, N}\}$ . Случайные оценки  $\xi_i$  вкладов в функционал  $\Phi_i(\cdot)$  от столкновения в точке  $(x, y, z)$  с направлениями  $\omega'$  и  $\omega$  до и после столкновения с учетом (1) имеют вид:

$$\xi_i = \begin{cases} \frac{\sigma_s(z)}{\sigma(z)} W \exp(-\tau) [1 - R(\omega, s)] n^2 J(\rho, -m), z \in (h, H] \\ \frac{\sigma_s(z)}{\sigma(z)} W \exp(-\tau) J(\rho, -\omega), z \in (0, h] \end{cases} \quad (3)$$

где  $m = \omega/n - \gamma s, \gamma = [(\omega s) + \sqrt{n^2 - 1 + (\omega s)^2}]/n$ ,  $W$  - «вес» фотона в точке столкновения.

$$\rho = \begin{cases} x_i + x - x_p + (a\omega) \frac{z-h}{(-\omega k)} + (am) \frac{h}{(-mk)}, z \in (h, H]; \\ x_i + x - x_p + (am) \frac{z}{(-mk)}, z \in (0, h], \end{cases} \quad , \text{ где } a = (1, 0, 0), k = (0, 0, 1),$$

$$\tau = \begin{cases} \int_0^{t_1} \sigma[z + t(\omega k)] dt + \int_0^{t_2} \sigma[z + t_1(\omega k) + t(mk)] dt, z \in (h, H], t_1 = z/(-\omega k), t_2 = h/(-mk) \\ \int_0^{t_1} \sigma[z + t(\omega k)] dt, t_1 = z/(-\omega k), z \in (0, h] \end{cases} \quad (4)$$

В точке  $(x, y, h)$  пересечения траектории фотона с плоскостью  $z = h$  в направлении  $\omega$  имеем:

$$\xi_i = \begin{cases} W \exp(-\tau) J(\rho, -m) n^2, m \text{ из (3)}, \omega \in \Omega_+, \\ W \exp(-\tau) J(\rho, -m), m = \omega - 2(\omega s)s, \omega \in \Omega_-, \end{cases} \quad (5)$$

где  $\rho = x_i + x - x_p + (am) h/(-mk)$ , а  $\tau$  определяется также, как в (4) для  $z \in (0, h]$ .

По результатам оценки пограничной кривой  $\tilde{\Phi}(x, y, z)$  в узлах сетки  $\{x_i, i = \overline{1, N}\}$  нетрудно вычислить ОПФ системы. В нашем случае  $p = (p_x, 0)$  и  $T(p_x, z, \omega) = T_a(\cdot) \exp(i T_\Phi(\cdot))$ ,

где  $T_a(p_x, z, \omega) = [S^2(\cdot) + C^2(\cdot)]^{1/2}$  – амплитудно-частотная и  $T_\Phi(p_x, z, \omega) = \arcsin(S(\cdot)/T_a(\cdot))$  – фазочастотная характеристики системы, а  $S(p_x, z, \omega)$  и  $C(p_x, z, \omega)$  – соответственно синус и косинус преобразования Фурье от функции

$$A(x, z, \omega) = \frac{d\tilde{\Phi}(\cdot)}{dx} / [\tilde{\Phi}(+\infty, z, \omega) - \tilde{\Phi}(-\infty, z, \omega)].$$

Поскольку пограничная кривая вычисляется в конечном числе узлов, то точность вычисления функций  $S(\cdot)$  и  $C(\cdot)$  существенно зависит от выбора сетки  $\{x_i\}$ , что требует проведения небольших предварительных расчетов.

На рис.1 приведен пример расчета функции  $T_a(\cdot)$  с использованием описанной методики. Расчеты выполнены для длины волны  $\lambda=0.5$  мкм. В атмосфере использовалась рэлеевская индикатриса рассеяния, в воде применялась индикатриса рассеяния для чистой воды, модель морской поверхности использовалась из [5]. Предполагалось, что дно отражает по закону Ламберта. На рисунке представлена количественная оценка убывания величины  $T_a(\cdot)$  с ростом пространственных частот в зависимости от скорости ветра над поверхностью моря.

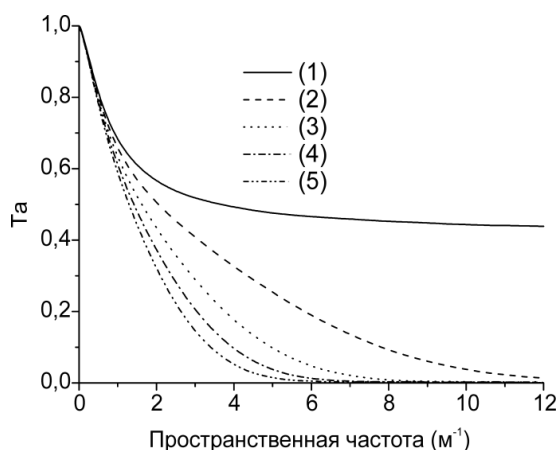


Рисунок 1 – Функция  $T_a$  для глубины 10 м в зависимости от скорости ветра: (1)-0 м/сек, (2)-2 м/сек, (3)-6 м/сек, (4)-10 м/сек, (5)-14 м/сек.

1. Сушкевич Т.А. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОМ., 2005. 661с.
2. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике, М.: Мир, 1971, 495 с.
3. Каргин Б.А., Кузнецов С.В., Михайлов Г.А. Оценка методом Монте-Карло функции передачи контраста яркости через светорассеивающую среду. // Изв. АН СССР, ФАО. 1979. Т.15. №10. С.1027-1035.
4. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике // Новосибирск: Наука, 1975. 280 с.
5. Cox С., Munk W.H. The measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter // J. Opt. Soc. America. 1954. 44. No.11. P. 838-850.

# ТРАНСФОРМАЦИЯ СРЕДНЕГО ВЕКТОРА УМОВА-ПОЙНТИНГА ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В АТМОСФЕРЕ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Рычков Д.С., Маракасов Д.А.

ИОА СО РАН, Томск, Россия

e-mail: [dsr@iao.ru](mailto:dsr@iao.ru), [mda@iao.ru](mailto:mda@iao.ru)

Ключевые слова: вихревые лазерные пучки, вектор Умова-Пойнтинга, оптическая турбулентность.

Проведено исследование поведения среднего вектора Умова-Пойнтинга вихревых лазерных пучков, распространяющихся в атмосфере в условиях сильной оптической турбулентности. Получено асимптотическое выражение для радиальной и азимутальной составляющих среднего вектора плотности потока энергии, и проведены расчеты для этих величин в условиях сильной оптической турбулентности.

За последние десятилетия хорошо изучены свойства сингулярных лазерных пучков при их распространении в свободной среде [1-3], за случайным фазовым экраном [4]. Как аналитически, так и при помощи численных методов моделирования, а также экспериментально, подтверждены такие эффекты как сохранение топологического заряда вихря [5], перенос и сохранение углового орбитального момента [1,2]. Однако существует мало работ, в которых рассматривается задача распространения сингулярных лазерных пучков в протяженной турбулентной атмосфере. Среди таких работ можно выделить работу [5], в которой при помощи численного моделирования исследована зависимость от топологического заряда протяженность участка трассы в атмосфере, внутри которого детектирование оптического вихря все еще возможно. В связи с этим возникает задача о расчете соотношения вихревой и дивергентной составляющих в энергетическом потоке лазерного пучка, которая может быть решена при помощи метода визуализации линий тока вектора Умова-Пойнтинга [6,7]. Известно, что в параболическом приближении этот вектор может быть выражен через градиент функции взаимной когерентности поля [4,6-8]. Как показано в работе [4], за фазовым экраном происходит частичная трансформация вихревого потока энергии в дивергентный, характерный для турбулентной дифракции лазерного пучка. Вопрос о том, как определить максимальную дистанцию между источником и приемником в протяженной турбулентной среде, остается открытым.

Для изучения эволюции энергетических потоков вихревого пучка можно воспользоваться известной связью между вектором Умова-Пойнтинга и градиентом ФВК в параболическом приближении волнового уравнения,

$$\mathbf{P}_{\perp}(x, \boldsymbol{\rho}) = -i \nabla_{\boldsymbol{\rho}_d} \Gamma_2(x, \boldsymbol{\rho}_c, \boldsymbol{\rho}_d) \Big|_{\boldsymbol{\rho}_d=0}, \quad \mathbf{P}_{\parallel}(x, \boldsymbol{\rho}) = \mathbf{e}_x k \langle I(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle \quad (4)$$

где  $\langle I(x, \mathbf{p}) \rangle = \Gamma_2(x, \mathbf{p}_c, \mathbf{p}_d = 0)$  – интенсивность оптического поля. Уравнение линий тока вектора Умова-Пойнтинга, в соответствии с (4),

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial x} = \frac{-2\pi i}{\lambda I(x, \mathbf{p})} \nabla_{\mathbf{p}_d} \Gamma_2(x, \mathbf{p}_c, \mathbf{p}_d) \Big|_{\mathbf{p}_d=0}, \quad (5)$$

содержит градиент ФВК, вычисление которого согласно [9,10] сводится к последовательному применению преобразования Фурье в силу пропорциональности спектров полной ФВК и ее дифракционной части:

$$\begin{aligned} \nabla_{\mathbf{p}_d} \Gamma_2(x, \mathbf{p}_c, \mathbf{p}_d) \Big|_{\mathbf{p}_d=0} &= \int d\mathbf{k} \exp(-H(0, \lambda x \mathbf{k}) - 2\pi i \mathbf{k} \mathbf{p}_c) \times \\ &\times \left[ \nabla_{\mathbf{p}_d} \tilde{\Gamma}_2^0(x, \mathbf{k}, \mathbf{p}_d) \Big|_{\mathbf{p}_d=0} - \tilde{I}_0(x, \mathbf{k}) \nabla_{\mathbf{p}_d} H(\mathbf{p}_d, \mathbf{p}_d + \lambda x \mathbf{k}) \Big|_{\mathbf{p}_d=0} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Функция  $H(\mathbf{p}_d, \mathbf{p}_d + \lambda x \mathbf{k})$  зависит от вида спектра корреляционной функции флуктуаций показателя преломления среды, поэтому для определенности выберем спектр, учитывающий наличие внутреннего масштаба неоднородностей  $l_0$ ,  $C_n^2(x\xi) \Phi_0(\mathbf{k}) = 0.033 C_n^2(x\xi) \mathbf{k}^{-11/3} \exp(-\mathbf{k}^2 / \kappa_0^2)$ ,  $\kappa_0 = 5.92 / l_0$ .

Для рассмотрения задачи распространения сингулярного оптического поля в протяженной турбулентной атмосфере возьмем Лагерр-Гауссов пучок, широко используемый в различных исследованиях [4,6,7]:

$$U_0(x, \mathbf{p}) = A \beta(x) [\beta(x) (\mathbf{p} \cdot \mathbf{e}_0)]^m \exp\{-\rho^2 \beta(x) / 2\}, \quad (1)$$

$A$  – нормировочная константа,  $x$  – координата вдоль направления распространения,  $\mathbf{p}$  – вектор поперечных координат,  $\beta(x) = (\beta^{-1}(0) + ix/k)^{-1}$ ,  $\beta(0) = a_0^{-2} + ik/F$ ,  $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_y + i \text{sign}(m) \mathbf{e}_z$ ,  $a_0$ ,  $F$  – радиус и фокусное расстояние пучка. Соответственно, дифракционная часть ФВК пучка легко определяется при помощи (1):

$$\Gamma_2^0(x, \mathbf{p}_c, \mathbf{p}_d) = U_0(x, \mathbf{p}_c + \mathbf{p}_d / 2) U_0^*(x, \mathbf{p}_c - \mathbf{p}_d / 2), \quad (2)$$

а ее спектр имеет вид

$$\tilde{\Gamma}_2^0(x, \mathbf{k}, \mathbf{p}_d) = S_0 \exp\{\pi \text{sign}(m) \mathbf{k} \mathbf{p}_{d\perp}\} M\left(|m| + 1, 1; -\frac{q^2}{4 \text{Re} \beta(x)}\right), \quad (3)$$

где  $S_0 = \frac{\pi |m|!}{(\text{Re} \beta(x))} |A(\beta(x))^{m+1}|^2$ ,  $\mathbf{p}_{d\perp} = \mathbf{p}_d \times \mathbf{e}_x$ ,  $q = \mathbf{p}_{d\perp} \text{sign}(m) \text{Re} \beta(x) + 2\pi \mathbf{k} - \mathbf{p}_d \text{Im} \beta(x)$ ,  $M(a, b; \xi)$  –

вырожденная гипергеометрическая функция Куммера.

В [10] было показано, что по мере усиления турбулентности в некоторой части трассы появляется участок с потоком энергии, направленным к оси пучка, причем продольный размер этого участка изменяется в зависимости от параметра турбулентности  $\beta_0^2 = 1.23 C_n^2 k^{7/6} x^{11/6}$ , и наличие этого потока позволяет говорить о существовании оптического вихря, причем соотношение между вихревой и дивергентной частями энергетического потока определяет возможность детектирования оптического вихря в приемном устройстве. При дальнейшем росте этого параметра происходит полная трансформация потока энергии из вихревого в дивергентный. Для уточнения размеров участка с потоком энергии, направленным к оси пучка,

необходимо рассмотреть поведение интенсивности пучка и градиентов ФВК и функции  $H(\boldsymbol{\rho}_d, \boldsymbol{\rho}_d + \lambda \mathbf{k}\mathbf{k})$  в (6) в режиме сильных флуктуаций. Интенсивность пучка определяется следующим выражением:

$$\langle I(x, \boldsymbol{\rho}) \rangle = \Gamma_2(x, \boldsymbol{\rho}_c, 0) = \int d\mathbf{k} \tilde{\Gamma}_2^0(x, \mathbf{k}, 0) \exp(-H(0, \lambda \mathbf{k}\mathbf{k}) - 2\pi i \mathbf{k}\boldsymbol{\rho}_c), \quad (7)$$

В режиме сильных флуктуаций функция  $H(0, \lambda \mathbf{k}\mathbf{k})$  быстро убывает при  $\mathbf{k} > 0$ , и вклад от спектра ФВК в значение интеграла существенен только вблизи  $\mathbf{k} = 0$ , что позволяет приближенно вычислить как интеграл (7), так и градиент ФВК (6), разложив вблизи  $\mathbf{k} = 0$  в ряд Тейлора по степеням  $\mathbf{k}$  функции  $\tilde{\Gamma}_2^0(x, \mathbf{k}, 0)$  и  $\left[ \nabla_{\boldsymbol{\rho}_d} \tilde{\Gamma}_2^0(x, \mathbf{k}, \boldsymbol{\rho}_d) \Big|_{\boldsymbol{\rho}_d=0} - \tilde{T}_0(x, \mathbf{k}) \nabla_{\boldsymbol{\rho}_d} H(\boldsymbol{\rho}_d, \boldsymbol{\rho}_d + \lambda \mathbf{k}\mathbf{k}) \Big|_{\boldsymbol{\rho}_d=0} \right]$ . При этом,

учитывая наличие внутреннего масштаба, имеем два случая: когда радиус когерентности превосходит внутренний масштаб,  $\rho_{coh} \gg l_0$ , и обратный ему,  $\rho_{coh} \ll l_0$ . Рассмотрим оба варианта последовательно. Для градиента спектра дифракционной части ФВК разложение дает

$$\nabla_{\boldsymbol{\rho}_d} \tilde{\Gamma}_2^0(x, \mathbf{k}, \boldsymbol{\rho}_d) \Big|_{\boldsymbol{\rho}_d=0} \cong \nabla_{\boldsymbol{\rho}_d} \tilde{\Gamma}_2^0(x, 0, \boldsymbol{\rho}_d) \Big|_{\boldsymbol{\rho}_d=0} + \nabla_{\mathbf{k}} \nabla_{\boldsymbol{\rho}_d} \tilde{\Gamma}_2^0(x, \mathbf{k}, \boldsymbol{\rho}_d) \Big|_{\substack{\boldsymbol{\rho}_d=0 \\ \mathbf{k}=0}} \cdot \mathbf{k} + \dots, \quad (8)$$

причем,  $\nabla_{\boldsymbol{\rho}_d} \tilde{\Gamma}_2^0(x, 0, \boldsymbol{\rho}_d) \Big|_{\boldsymbol{\rho}_d=0} \cong 0$ . Ограничимся в (8) первым ненулевым слагаемым.

Воспользовавшись (3), вычислим производную в (8):

$$\nabla_{\mathbf{k}} \nabla_{\boldsymbol{\rho}_d} \tilde{\Gamma}_2^0(x, \mathbf{k}, \boldsymbol{\rho}_d) \Big|_{\substack{\boldsymbol{\rho}_d=0 \\ \mathbf{k}=0}} = \pi S_0 \left[ m \mathbf{I}_{\perp} + (|m| + 1) \frac{\text{Im} \beta(x)}{\text{Re} \beta(x)} \mathbf{I} \right], \quad (9)$$

$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ ,  $\mathbf{I}_{\perp} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$ , что дает

$$\mathbf{V}_1(\boldsymbol{\rho}_c) = \int d\mathbf{k} \nabla_{\boldsymbol{\rho}_d} \tilde{\Gamma}_2^0(x, \mathbf{k}, \boldsymbol{\rho}_d) \Big|_{\boldsymbol{\rho}_d=0} \exp(-H(0, \lambda \mathbf{k}\mathbf{k}) - 2\pi i \mathbf{k}\boldsymbol{\rho}_c) \cong \pi S_0 \left[ m \mathbf{J}_{\perp}(\boldsymbol{\rho}_c) + (|m| + 1) \frac{\text{Im} \beta(x)}{\text{Re} \beta(x)} \mathbf{J}(\boldsymbol{\rho}_c) \right] \quad (10)$$

$$\mathbf{J}(\boldsymbol{\rho}_c) = \frac{\mathbf{e}_{\rho_c}}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial \rho_c} G(\rho_c), \quad G(\rho_c) = 2\pi \int_0^{\infty} d\kappa \kappa J_0(2\pi \kappa \rho_c) \exp(-H(0, \lambda \mathbf{k}\mathbf{k})), \quad (11)$$

$$\begin{Bmatrix} \mathbf{J}(\boldsymbol{\rho}_c) \\ \mathbf{J}_{\perp}(\boldsymbol{\rho}_c) \end{Bmatrix} = \int d\mathbf{k} \begin{Bmatrix} \mathbf{k} \\ \mathbf{k}_{\perp} \end{Bmatrix} \exp(-H(0, \lambda \mathbf{k}\mathbf{k}) - 2\pi i \mathbf{k}\boldsymbol{\rho}_c), \quad \mathbf{J}_{\perp}(\boldsymbol{\rho}_c) = \mathbf{J}(\boldsymbol{\rho}_{c\perp}), \quad (12)$$

$\mathbf{e}_{\rho_c}$  – орт, направленный вдоль вектора  $\boldsymbol{\rho}_c$ ,  $\mathbf{e}_{\theta}$  – орт азимутального угла (полярная система координат). Аналогичным образом проведем разложение второго слагаемого в (6)

$$\mathbf{V}_2(\boldsymbol{\rho}_c) = \int d\mathbf{k} \tilde{T}_0(x, \mathbf{k}) \nabla_{\boldsymbol{\rho}_d} H(\boldsymbol{\rho}_d, \boldsymbol{\rho}_d + \lambda \mathbf{k}\mathbf{k}) \Big|_{\boldsymbol{\rho}_d=0} \exp(-H(0, \lambda \mathbf{k}\mathbf{k}) - 2\pi i \mathbf{k}\boldsymbol{\rho}_c) \quad (13)$$

для двух выше указанных случаев соотношения внутреннего масштаба турбулентных неоднородностей и радиуса когерентности.

Для случая, когда  $\rho_{coh} \gg l_0$  имеем

$$\nabla_{\boldsymbol{\rho}_d} \Gamma_2(x, \boldsymbol{\rho}_c, \boldsymbol{\rho}_d) \Big|_{\boldsymbol{\rho}_d=0} = \frac{i\pi S_0}{S_1(\lambda x)^2} \rho_c G(\rho_c) \left[ -\frac{m \mathbf{e}_{\theta}}{S_1^{1/5}} + \left( 2S_2(\lambda x)^{1/3} - \frac{(|m| + 1) \text{Im} \beta(x)}{S_1^{1/5} \text{Re} \beta(x)} \right) \mathbf{e}_{\rho_c} \right] \quad (14)$$

где при условии  $\rho_{coh} \gg l_0$  функция  $H(0, \lambda \mathbf{k}\mathbf{k}) = S_1(\lambda \mathbf{k}\mathbf{k})^{5/3}$ ,  $S_1 = 2.19\pi^2 C_n^2 x \lambda^{-2}$ ,  $S_2 = 57.64 C_n^2 x^{5/3} \lambda^{-4/3}$ .

Во втором случае  $\rho_{coh} \ll l_0$  имеем

$$\nabla_{\boldsymbol{\rho}_d} \Gamma_2(x, \boldsymbol{\rho}_c, \boldsymbol{\rho}_d) \Big|_{\boldsymbol{\rho}_d=0} = \frac{iS_0}{2} \frac{\partial G(\rho_c)}{\partial \rho_c} \left[ m \mathbf{e}_{\theta} - \left( 2(2\pi)^3 \frac{x^2 C_1 T}{\lambda} - (|m| + 1) \frac{\text{Im} \beta(x)}{\text{Re} \beta(x)} \right) \mathbf{e}_{\rho_c} \right], \quad (15)$$

где  $C_1 = \int_0^1 d\xi (1-\xi) C_n^2(\xi)$ ,  $T = \int_0^\infty dt \Phi_0(t) t^3$ . Поскольку для интенсивности пучка разложение дает простое соотношение  $\langle I(x, \mathbf{p}_c) \rangle \cong S_0 G(\rho_c)$ , уравнение линий тока вектора Умова-Пойнтинга в режиме сильных флуктуаций приобретает следующий вид:

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial x} \cong \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\partial \ln G(\rho_c)}{\partial \rho_c} \left[ m \mathbf{e}_\theta + (|m|+1) \frac{\text{Im} \beta(x)}{\text{Re} \beta(x)} \mathbf{e}_\rho \right] + \begin{cases} -2\pi^2 x^2 C_1 T \frac{\partial \ln G(\rho_c)}{\partial \rho_c} \mathbf{e}_\rho, \rho_{coh} \ll l_0 \\ + \frac{S_2 \rho_c}{\lambda^{2/3} x^{5/3} S_1} \mathbf{e}_\rho, \rho_{coh} \gg l_0 \end{cases} \quad (17)$$

Из (17) следует, что в режиме сильной оптической турбулентности азимутальный угол стремится к постоянному значению, зависящему от топологического заряда, а критическая длина трассы при заданном значении  $C_n^2$  определяется соотношением коэффициентов при ортах. При этом очевидно, что структура поля среднего вектора Умова-Пойнтинга в режиме сильной оптической турбулентности уже не связана с первоначальным распределением сингулярного пучка, и соответствует дивергентному потоку энергии, характерному лазерным пучкам без начальных сингулярностей волнового фронта пучка.

1. *Berry M.* Singularities in waves and rays. *Physics of Defects.* Amsterdam, North-Holland, 1981. P. 453-543.
2. *Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г.* Спиральные пучки света // УФН. – 2004. – Т.174. №12. – С. 1273-1300.
3. *Z. Bouchal,* Resistance of nondiffracting vortex beam against amplitude and phase perturbations // *Opt. Commun.* – 2002. – V.210. – P.155-164.
4. *Аксенов В.П., Ф.Ю. Канев, Ч.Е. Погуца* Пространственная когерентность, средний на-клон волнового фронта и средний локальный волновой вектор лазерного пучка Лагерра-Гаусса за случайным фазовым экраном // *Опт. атм. и океана.* – 2010. – Т. 23. №5 – С. 383-391.
5. *Gbur G., Tyson R.K.* // *JOSA, A.* – 2008. – V.25. №1. – P. 225-230.
6. *Аксенов В.П. Измайлов И.В., Пойзнер Б.Н., Тихомирова О.В.* // *Опт. и спектроскопия.* – 2002. – Т. 92. №3. – С. 452-461.
7. *Аксенов В.П., Устинов А.В.* // *Опт. атм. и океана.* – 2003. – Т. 16. №8. – С. 680-687.
8. *Миронов В.Л.* Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. – Новосибирск: Наука. 1981. – 246 С.
9. *Маракасов Д.А., Рычков Д.С.* Метод расчета функции взаимной когерентности оптической волны в турбулентной атмосфере // *Оптика атм. и океана.* – 2010. – Т.23. № 09. – С.761-767.
10. *Marakasov D.A., Rytchkov D.S.* Method of tracing on energy flux streamlines in an optical wave propagating in turbulent atmosphere through gradient of mutual coherence function // *Proc. of 25th Int. Laser Radar Conference, 5-9 July, St.-Peterburg.* Tomsk: Budurchi, Ltd. 2010. V.1., pp.332-335.

# ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОГРАНИЧЕННОСТИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НА ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Банах В.А., Фалиц А.В., Залозная И.В.

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

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

e-mail: [banakh@iao.ru](mailto:banakh@iao.ru), [falits@iao.ru](mailto:falits@iao.ru), [iya@iao.ru](mailto:iya@iao.ru)

Ключевые слова: усиление обратного рассеяния, турбулентность

Представлены результаты численного анализа проявления эффекта усиления обратного рассеяния в режиме слабой интенсивности оптической турбулентности при различных дифракционных параметрах передающей апертуры и размеров отражающей поверхности. Показано, что величина усиления средней мощности рассеянного в обратном направлении излучения зависит от числа Френеля передающей апертуры  $\Omega$ . Так как число Френеля изменяется при изменении расстояния, с которого приходит лидарный сигнал, то это необходимо учитывать при профилировании интенсивности оптической турбулентности из лидарных данных.

В последнее время исследования эффекта усиления обратного рассеяния (УОР) в случайных средах переживают ренессанс в связи с возможностью создания методов и средств лидарного измерения интенсивности оптической турбулентности в атмосфере на основе этого эффекта. Задача создания дистанционного измерителя структурной постоянной турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха  $C_n^2$ , характеризующей интенсивность оптической турбулентности в атмосфере, давно привлекает внимание исследователей. Однако собственно лидарный способ определения интенсивности оптической турбулентности, когда приёмником регистрируется средняя мощность эхо-сигнала, и не требуется использовать матричный приёмник для регистрации распределения интенсивности принимаемого сигнала, как в [1, 2], впервые предложен в [3, 4]. Способ основан на использовании эффекта усиления обратного рассеяния в случайных средах [5] и сводится к регистрации двух эхо-сигналов двумя разнесёнными в приёмной плоскости приёмниками, в одном из которых, соосном с передающим каналом, средняя принимаемая мощность зависит от интенсивности оптической турбулентности вследствие прохождения зондирующим излучением и рассеянной волной одних и тех же случайных неоднородностей показателя преломления на трассе распространения, а в другом – нет. Отношение средних мощностей регистрируемых приёмниками сигналов определяет величину усиления эхо-сигнала в соосном с передающим приёмном канале. Величина усиления зависит от интенсивности турбулентных флуктуаций показателя преломления. Таким образом, измеряя коэффициент усиления, можно оценивать интенсивность турбулентности.

Эффекты корреляции встречных волн, и, в частности, УОР, детально исследованы для интенсивности рассеянного излучения [6]. В работе [4] впервые выполнены исследования усиления средней мощности рассеянного атмосферным аэрозолем в турбулентной атмосфере для режима слабой оптической турбулентности. Параллельно были проведены расчёты коэффициента усиления средней мощности для режимов промежуточной и сильной интенсивности оптической турбулентности [7, 8]. В работах [9-11] представлены теоретические результаты решения обратной задачи восстановления структурной постоянной турбулентных флуктуаций показателя преломления  $C_n^2$  из измерений средней мощности рассеянного оптического излучения. Теоретический анализ [4, 9-11] выполнен для светового источника в виде сферической волны. Режим сферической волны реализуется на трассах большой протяжённости при числах Френеля передающей апертуры  $\Omega$ , не превышающих 0,1. Для длины волны 0,5 мкм и передающей апертуры диаметром 2 см таким значениям  $\Omega$  соответствуют трассы протяженностью больше 50 км. На трассах меньшей протяжённости при анализе эффекта усиления требуется учитывать пространственную ограниченность оптического пучка, формируемого передающей апертурой. В данном сообщении представлены результаты анализа проявления эффекта усиления обратного рассеяния в режиме слабой интенсивности оптической турбулентности при различных дифракционных параметрах передающей апертуры и размеров отражающей поверхности. Рассматривается рассеяние на диффузной поверхности гауссова оптического пучка.

Согласно [6], выражение для средней интенсивности оптического пучка, рассеянного диффузной поверхностью в обратном направлении, имеет вид

$$\langle I^R(x_0, \mathbf{R}) \rangle = \frac{u_0^2 V_0^2 \Omega^2 \Omega_r}{kL(gg^* + \Omega\Omega_r)} \left\{ 1 - 3,51 \frac{3}{8} \beta_0^2 \left( \frac{\Omega}{gg^* + \Omega\Omega_r} \right)^{5/6} + P(\mathbf{R}) \right\}, \quad (1)$$

где

$$P(\mathbf{R}) = 7,02 \beta_0^2 \operatorname{Re} \int_0^1 d\xi \left[ (\alpha - i\xi(1-\xi)^{5/6}) {}_1F_1 \left( -\frac{5}{6}, 1; -\frac{(1-\xi)^2 R_f^2}{4(\alpha - i\xi(1-\xi))} \right) - \right. \\ \left. - \alpha^{5/6} {}_1F_1 \left( -\frac{5}{6}, 1; -\frac{(1-\xi)^2 R_f^2}{4\alpha} \right) \right]; \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{\Omega(1-\xi)^2 [1 + \Omega\Omega_r / 2 - i\Omega(1-L/F)]}{gg^* + \Omega\Omega_r},$$

$g = 1 + i\Omega(1-L/F)$ ,  $\Omega = ka^2/L$ ,  $L$  – расстояние между источником и рассеивающей поверхностью,  $F$  – радиус кривизны волнового фронта в центре передающей апертуры,  $a$  –



начальный радиус гауссового пучка,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $\Omega_r = ka_r^2/L$ ,  $a_r$  – радиус рассеивающей поверхности,  $u_0, V_0$  – амплитудные константы,  $\beta_0^2 = 1,23C_n^2 k^{7/6} L^{1/6}$  – индекс мерцаний плоской волны,  $\mathbf{R}_f = \mathbf{R}\sqrt{k/L}$ ,  ${}_1F_1(\alpha, \beta; z)$  – вырожденная гипергеометрическая функция.

Эффект усиления определяется слагаемым  $P(\mathbf{R})$ . Он максимален при  $\mathbf{R} = 0$  и убывает до нуля при  $|\mathbf{R}_f| \gg 1$ . Если рассеивающая поверхность имеет большие размеры  $\Omega_r \gg 1$ , то второе слагаемое в фигурных скобках обращается в нуль. То есть, в этом случае средняя интенсивность рассеянного излучения в отсутствие корреляции встречных волн, когда  $P(\mathbf{R}) = 0$ , не зависит от турбулентности.

На рисунке 1 представлены результаты расчёта слагаемого  $P(\mathbf{R})$ , нормированного на параметр  $\beta_0^2$ , при различных значениях  $\Omega$ . Рассеивающая поверхность задавалась безграничной. На рисунке 2 показаны расчёты коэффициента усиления средней мощности рассеянного излучения, регистрируемой приёмной апертурой радиуса  $A$ . Видно, что величина усиления средней мощности зависит от числа Френеля  $\Omega$ . Так как число Френеля изменяется при изменении расстояния, с которого приходит лидарный сигнал, то это необходимо учитывать при профилировании интенсивности оптической турбулентности из лидарных данных.

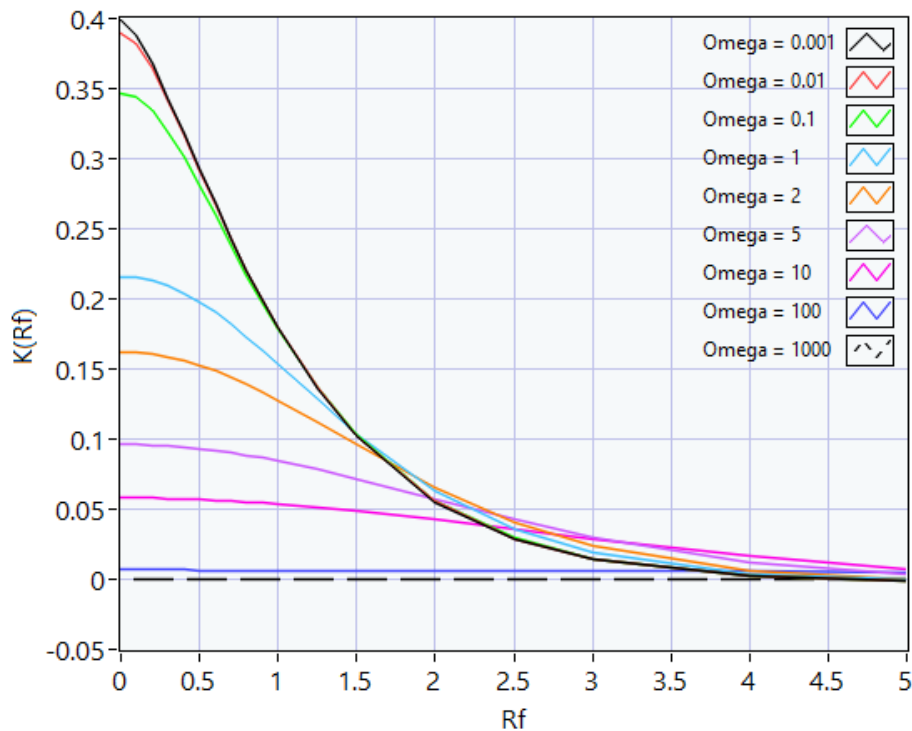


Рисунок 1 – Коэффициент усиления  $P(\mathbf{R})/\beta_0^2$ .

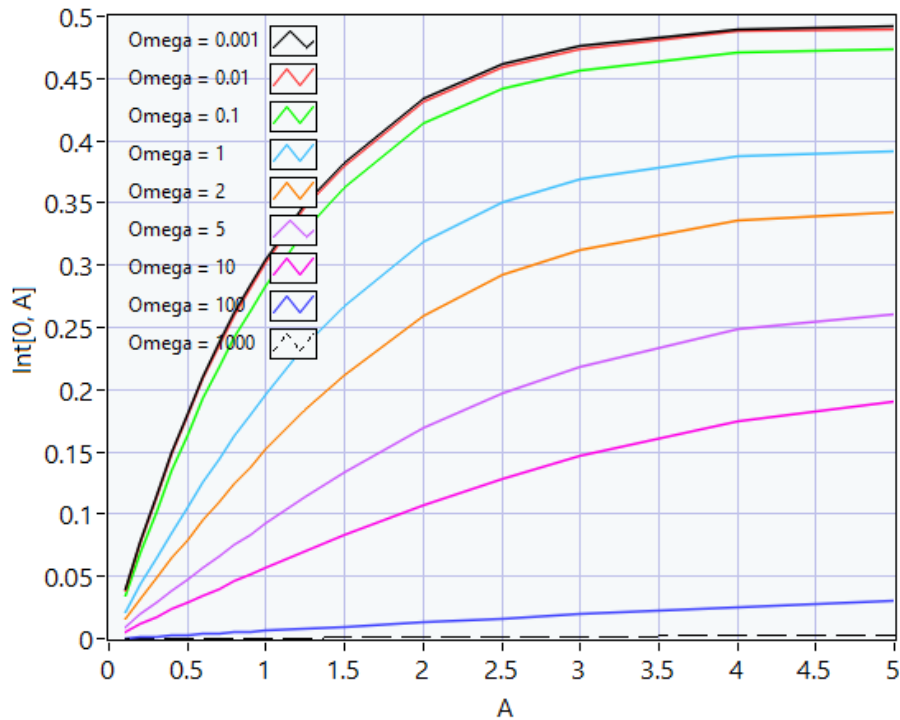


Рисунок 2 – Коэффициент усиления средней мощности рассеянного излучения, регистрируемой приёмной апертурой радиуса  $A$ .

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

1. *Беленький М.С., Бороноев В.В., Гомбоев Н.Ц., Миронов В.Л.* Оптическое зондирование атмосферной турбулентности. Новосибирск: Наука, 1986. 92 с.
2. *Zilbermen A., Koreika N.S.* Lidar measurements of atmospheric turbulence profiles // Proc. SPIE XVI Free Space Laser Communication Technologies. Bellingham, WA. 2004. V. 5338. P. 288–297.
3. *Гурвич А.С.* Лидар. Патент на полезную модель № 116245. Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 20 мая 2012 г.
4. *Гурвич А.С.* Лидарное зондирование турбулентности на основе эффекта усиления обратного рассеяния // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 6. С. 655–665.
5. *Виноградов А.Г., Кравцов Ю.А., Татарский В. И.* Эффект усиления обратного рассеяния на телах, помещенных в среду со случайными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 7. С. 1064–1070.
6. *Банах В.А., Миронов В.Л.* Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Изд-во «Наука Сибирское отд.» 1986, 173 с.
7. *Смалихо И.Н.* Расчет коэффициента усиления обратного рассеяния лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, с использованием численного моделирования // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т.25. №9. С.796–800.
8. *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.
9. *Гурвич А.С.* Лидарное позиционирование областей повышенной турбулентности ясного неба // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50. № 2. С. 166–174.
10. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. I. Уравнения. // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 10. С. 862–869.
11. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. II. Результаты численного моделирования. // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29. № 11. С. 987–993.

# АТМОСФЕРНЫЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ ЛИНИИ СВЯЗИ. МЕТОДЫ ПОСТРОЕНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ

Поллер Б. В.<sup>1</sup>, Бритвин А. В.<sup>1</sup>, Никитенко Н. С.<sup>1</sup>, Щетинин Ю. И.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт лазерной физики СО РАН, Россия, г. Новосибирск, e-mail: lablis@mail.ru;

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университета Россия,  
e-mail: yur.schetiinin@yandex.ru

Ключевые слова: ультрафиолет, атмосферные оптические линии связи, связь без прямой видимости

С каждым годом все большее количество коллективов принимает участие в разработке ультрафиолетовых (УФ) атмосферных линий связи и контроля. В статье рассматриваются преимущества УФ диапазона, история исследований и полученные результаты. Основным преимуществом УФ диапазона является большое рассеяние в атмосфере и малая естественный фоновая помеха. Это позволяет создать атмосферные линии связи без прямой видимости. Такие системы позволяют быстро развернуть линии связи в условиях сложной радио обстановки, режиме радиомолчания, между подвижными объектами.

Рост потребностей в увеличении объемов и скорости передачи информации в условиях ограничения использования радиодиапазона стимулирует интерес к новым беспроводным атмосферным ультрафиолетовым линиям связи и контроля.

В УФ диапазоне в отличие от инфракрасного (ИК) диапазона существуют физические факторы, существенно влияющие на построение и функционирование систем связи, включая связи в условиях отсутствия видимости между абонентами.

К их числу относятся следующие факторы:

1 Уровень солнечной помехи в УФ диапазоне в области 0,3 мкм в  $4,8 \cdot 10^3$  раз меньше, чем в области 0,8 мкм. Причем при длинах волн короче 0,29 мкм солнечная помеха полностью поглощается озоновым барьером в атмосфере, возникает так называемый «солнечно слепой» диапазон для оптических систем связи и контроля.

2. В УФ диапазоне значительно увеличивается молекулярное рассеяние фотонов в атмосфере. Например, на длине волны 0,2 мкм рассеянное излучение возрастает более чем в 200 раз по сравнению с рассеянием на 0,8 мкм, что позволяет в УФ диапазоне осуществлять обмен информацией без прямой видимости между абонентами.

3. Энергия квантов в УФ диапазоне значительно больше, чем в ИК диапазоне, что позволяет использовать люминесцентные преобразователи для изменения спектральных, временных и энергетических характеристик УФ сигналов. Оптические приемные системы могут выполняться в виде пленок, волокон с добавкой люминофоров и наночастиц.

### **Атмосферные УФ линии в условиях прямой видимости**

В настоящее время развивается элементная база (полупроводниковые излучатели и фотоприемники) для УФ диапазона. При работе УФ линии в «солнечно-слепом» диапазоне достигаются высокая помехоустойчивость и энергетическая эффективность, линия может работать при прямой солнечной засветки, что, например, приводит к помехам при связи в ИК линиях. Значительные возможности открывают для построения УФ линий связи с подвижными объектами, особенно с беспилотными летательными аппаратами.

### **Атмосферные УФ линии в условиях отсутствия прямой видимости**

Исследование возможности создания оптических линий связи в атмосфере на трассах без прямой видимости были начаты в США в шестидесятые годы прошлого века [1]. С середины 80-х годов в учреждениях АН СССР были начаты эксперименты по оценкам характеристик ультрафиолетовых линий связи на основе использования молекулярного рассеяния в атмосфере на длинах волн 0,33 мкм и 0,25 мкм на расстояниях не более 4 км [2]. На лазерной линии на 253 нм в 1998г. в ИЛФ СО РАН получены характеристики ослабления и флуктуации рассеянных сигналов на дальности до 1500 м [3]. На разработанной УФ линии на газоразрядном излучателе мощностью 100 мВт в области 250-330 нм получена дальность прямой связи до 8 км при отношении сигнал шум более 10. В 2002 г. была осуществлена передача речевой информации без прямой видимости между абонентами на расстояние 1 км с хорошим качеством [3, 4].

Также атмосферные УФ линии связи с рассеянием исследуются в ИОА СО РАН в публикациях [5, 6], получены оценки качества передачи сигналов на длине волны 255 нм на трассе 1300 м при разности высот в 85 м.

В ИЛФ СО РАН в 2015 -2018 гг. в условиях трасс обсерватории ИЛФ СО РАН «Кайтанак» на высотах от 1100 до 2100 м выполнены исследования характеристик лазерных линий в диапазоне от 0,36 до 1,55 мкм [7, 8]. Лазерные трассы на обсерватории в 8 – 14 раз выше над уровнем моря, чем трассы Академгородка г. Новосибирска и на них отсутствуют промышленные аэрозоли и городские фоновые оптические помехи.

Использовался передатчик на 9 светодиодах с углом расходимости 6 градусов и импульсной мощностью на длине волны 365 нм около 4,5 Вт и приемник на ФЭУ Hamamatsu с кварцевой линзой и оптическим фильтром. Выходные сигналы регистрировались с помощью осциллографов. Измерения на трассах производились в летнее время при метеорологической дальности видимости не менее 10 км.

При статистической обработке амплитуд принятых УФ импульсов установлено, что распределение УФ импульсов при закрытой трассе около 100 м близко к логнормальному закону, при открытой трассе около 1000 м близко к нормальному закону. Эксперименты

показывают, что при увеличении высоты подъема трассы связи увеличивается уровень прямого УФ сигнала, а уровень рассеянного УФ сигнала уменьшается, что, по-видимому, связано как с уменьшением концентрации молекул воздуха, так и наличия сторонних аэрозолей.

В ходе выполненных исследований первоначально использовался метод так называемой загоризонтной связи, когда УФ приемопередатчики направлялись в сторону вероятного расположения абонента за горой, за зданием, за лесом.

При этом углы наклона УФ лучей на трассе длиной 1–2 км не превышали 10–20 градусов. Сама зона облученности приемника была около десятков метров относительно проекции оси УФ луча на поверхность земли. То есть этот метод удобен для стационарных объектов с известными координатами. При построении таких линий применялись УФ излучатели с малыми углами расходимости и высокочувствительные фотоприемники с оптическими фильтрами (ФЭУ, микроканальные приемники и т.п.)

Для УФ линий связи с подвижными объектами с неизвестными координатами исследовался метод всенаправленной ближней связи с круговыми диаграммами излучения и приема, направленными под 90 градусов к поверхности земли (метод «УФ факелов»).

Эксперименты, выполненные в США по связи на УФ диодах на 285 нм и в СО РАН на 365 нм показали, что можно создать зоны всенаправленной связи до сотен метров с пропускной способностью до нескольких кбит/с. Также в СО РАН были произведены эксперименты по УФ связи на расстоянии до 600 м при использовании обратного рассеяния УФ излучения от газоразрядного излучателя в области 250-330 нм. Обратное рассеяние целесообразно использовать, когда абонент находится вплотную к зданию, холму и для получения сигнала от удаленного абонента диаграммы антенн УФ приемопередатчика этого абонента ориентируются на прием фотонов обратного рассеяния от УФ луча передатчика удаленного абонента.

### **Планарные и волоконные приемники для УФ диапазона**

Переход на УФ диапазон позволяет применять в качестве приемных антенн волоконные и планарные волноводы с люминофором. В отличие от линзовых и рефлекторных элементов они имеют большую площадь и малый вес, имеют большие углы поля зрения. Принцип работы таких антенн основан на преобразовании люминофором рабочего сигнала и за счет полного внутреннего отражения в пленке или волокне происходит концентрация сигнала на выходных торцах, которые могут быть подключены к непосредственно фотоприемникам или через оптические кабели.

В ИЛФ СО РАН работа над данными приемниками была начата в 2002 г. Были разработаны и испытаны волоконные и планарные антенны [10-12].

Начиная с 2016 г. появились публикации о разработке в США люминесцентных антенн на базе полимерных пленок и волоконных световодов для приема лазерных сигналов.

Исходя из рассмотренных материалов можно сделать следующие выводы:

1. Развитие УФ линии и сетей связи может обеспечить растущие потребности по пропускной способности систем передачи информации, так как УФ диапазон значительно превосходит по потенциальной пропускной способности используемый ИК диапазон.

2. В отличие от атмосферных ИК линий в атмосферных УФ линиях может обеспечиваться обмен информацией без прямой видимости между абонентами.

3. УФ линии и сети связи могут обеспечить рост устойчивости к электромагнитным помехам, обеспечить электромагнитную совместимость с существующими системами.

1. *G. L. Harvey*, "A survey of ultraviolet communication systems," Naval Research Laboratory Technical Report, Washington D.C., March 13, 1964.

2. *Пожидаев В.Н.* Выбор длины волны для систем загоризонтной связи в оптическом диапазоне. Радиотехника и электроника, 1977, № 11, с. 2265-2271.

3. *Б.В.Поллер, Ю.И. Щетинин, С.И. Коняев и др.* Характеристики атмосферного оптического канала связи с рассеянием. VIII международная научно-техническая конференция «Радиолокация, навигация, связь», том I, 23 – 25 апреля 2002 г., стр. 735 - 745.

4. *Б.В. Поллер, Б.В. Федоров, Ю.И. Щетинин.* Об эффективности передачи сообщений в атмосферных оптических каналах связи с рассеянием. IX международная научно-техническая конференция «Радиолокация, навигация, связь», том I, 22 – 24 апреля 2003 г., стр. 397 -402.

5. *Белов В. В., Абрамочкин В. Н., Гриднев Ю. В. и др.* Бистатическая оптико-электронная связь в УФ-диапазоне длин волн. Полевые эксперименты в 2016г. // Оптика атмосферы и океана. 2017. №2. С. 111-114

6. *Белов В. В., Гриднев Ю.В., Кудрявцев А.Н. и др.* Оптико-электронная связь в УФ-диапазоне длин волн на рассеянном лазерном излучении. // Оптика атмосферы и океана. — 2018. — №7. — С. 559 -562

7. *Поллер, Б. В.* Экспериментальные характеристики распространения лазерных сигналов на горизонтальной и наклонной трассах на горном Алтае [Текст] / Б. В. Поллер, А. В. Бритвин, А. Е. Кусакина // Интерэкспо Гео-Сибирь. – 2013. – Т. 5, № 3. – С. 108–110.

8. Экспериментальные характеристики распространения ультрафиолетовых многолучевых сигналов на трассах обсерватории «Кайтанак» Горного Алтая для систем лазерного мониторинга / *Бритвин А.В., Месенцова И.С., Павлов Н.А., Поважжаев А.В., Поллер Б.В.* // Интерэкспо ГЕО-Сибирь. XIV Междунар. науч. конгр., 23-27 апреля 2018 г., Новосибирск: Междунар. науч. конф. «СибОптика-2018»: сб. материалов в 2 т. - Новосибирск: СГУГиТ, 2018. - Т. 2. - С. 134-140.

9. *A.A.Golubenkov, A.I. Karapuzikov, B.V. Poller* Characteristics of ultraviolet gas-discharge emitter and polimeric spectrum transformers for laser telecommunications. MPLP, Novosibirsk, Russia, July 2-7, 2000.

10. *Шилов А. М., Поллер Б. В.* Полимерные световоды с люминофорными добавками для приемников оптического излучения. Труды ВНКСФ-9. Красноярск. 2003, Ч.2, с.614

# ПРОГРАММНО-АДАПТИВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ КОРРЕКЦИЕЙ ТУРБУЛЕНТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИМИТАЦИОННОМ СТЕНДЕ

Антошкин Л.В., Борзлов А.Г., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН,  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

[lant@iao.ru](mailto:lant@iao.ru), [alex.borzilov@mail.ru](mailto:alex.borzilov@mail.ru), [lvv@iao.ru](mailto:lvv@iao.ru), [lnl@iao.ru](mailto:lnl@iao.ru)

Ключевые слова: система адаптивной оптики, атмосферная турбулентность, дефлектор, гибкое зеркало, датчик волнового фронта Шэка-Гартмана

С целью отработки алгоритмов адаптивной коррекции, исследования и тестирования измерительной аппаратуры оцениваются характеристики созданного на базе ЛКАО ИОА СО РАН имитационного стенда по адаптивной оптике. Стенд позволяет сгенерировать турбулентность с заданными параметрами для конкретного гибкого зеркала. При этом формируется волновой фронт с различными турбулентными неоднородностями с варьированием их интенсивности, а также задается ветровой перенос неоднородностей в плоскости входной апертуры системы. Для дефлектора [2], включенного в схему стенда, программно формируются углы наклона оптического излучения. Датчик волнового фронта Шэка-Гартмана и, параллельно с ним, разрезной фотоприемник измеряют характеристики проходящего оптического излучения, которые сравниваются с заданными параметрами. Гибкое зеркало и дефлектор воспроизводят турбулентность с заданными параметрами и наклоны, соответственно.

Для развития современных элементов и систем адаптивной оптики был создан в ИОА СО РАН и продолжает развиваться имитационный стенд. Этот стенд (рис. 1) обеспечивает имитацию атмосферной турбулентности и позволяет создавать оптические пучки с заданными параметрами с возможностью динамического и статического воспроизведения любого временного фрагмента турбулентности.

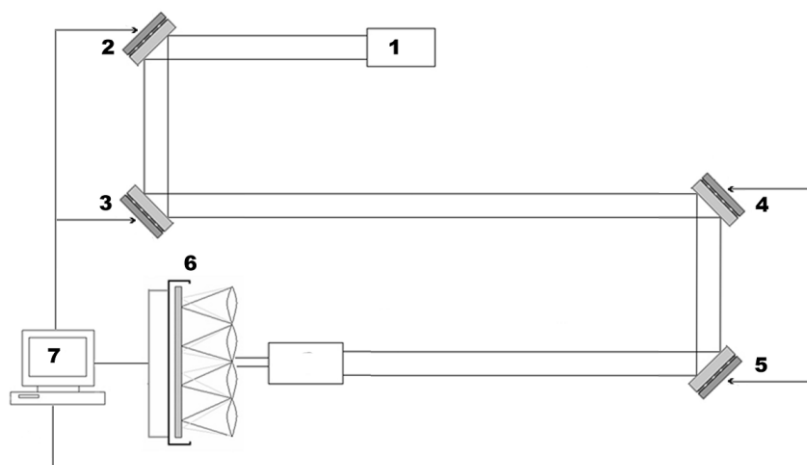


Рисунок 1 – схема экспериментальной установки макета адаптивной оптической системы на стенде

Дрожание принимаемого изображения, вызванное атмосферной турбулентностью и вибрациями конструкций приемной оптической системы, формируется устройством, которое включает в себя лазерный источник излучения с коллиматором (1), дефлектор (2) и гибкое зеркало (3).

Двухкоординатный оптический дефлектор, разработанный в ЛКАО ИОА СО РАН [1], предназначен для управления направлением отклонения оптических лучей и задания углов наклона волнового фронта. Гибкое зеркало U-Flex-56-HEX-59 (ООО «Визионика») обеспечивает формирование фазы светового поля с задаваемыми характеристиками. Набор управляющих сигналов для двухкоординатного дефлектора и гибкого зеркала формируется с помощью модели датчика волнового фронта Шэка–Гартмана, которая использует результаты, полученные на основе численной модели [2], в качестве источника информации о задаваемых искажениях фазы лазерного излучения на входной апертуре системы. Модель также имитирует дрожание оптического пучка на входной апертуре приемной системы под воздействием турбулентной атмосферы и дрожание оси лазерного излучения [3]. Разработанная модель, представляющая неограниченную и непериодическую выборку случайных фазовых экранов, позволяет воспроизводить эволюцию фазовых флуктуаций светового поля на входной апертуре адаптивной системы [2].

Коррекция задаваемых искажений волнового фронта также производится с помощью двухкоординатного оптического дефлектора (4) и гибкого зеркала U-Flex-56-HEX-59 (5) по данным, получаемым от реального датчика волнового фронта Шэка–Гартмана (6).

Проведены исследования зависимости точности реконструкции волнового фронта датчиком Шэка–Гартмана от параметров элементов его оптической части [4]. Показано, что варьирование размерности линзового раstra (8x8 и 16x16) сопровождалось изменением размера каждой субапертуры: 64x64 и 32x32, соответственно. Таким образом, в первом датчике имелось меньшее число субапертур с большей размерностью, чем во втором. Размерность раstra характеризует то, на сколько локальных участков разбивается измеряемый волновой фронт. С другой стороны, увеличение размерности линзового раstra в численной модели ведет к уменьшению области фокального пятна в плоскости регистрации. Изменение области фокального пятна ведет к изменению угла падения светового поля в пределах субапертуры, что сопровождается изменением вклада аббераций каждого порядка, в том числе дефокусировки.

Обоснована достаточность размерности линзового раstra 8x8 элементов для датчика волнового фронта, используемого на стенде [5]. Исследования зависимости точности реконструкции волнового фронта от используемого алгоритма определения энергетических центров тяжести фокальных пятен в плоскости их регистрации [6] показали, что приоритет



алгоритма центрирования изображений фокальных пятен определяется набором полиномов Цернике в разложении волновой функции.

Использование порогового алгоритма центрирования в качестве фильтра в комбинации с алгоритмом центрирования означает, что для каждой субапертуры определяется значение интенсивности, по которому выполняется отсечение нижней составляющей сигнала, поступающего на субапертуру. Предварительное отсечение нижней составляющей сигнала изменяет профиль фазового распределения, полученного на основе квадрантного алгоритма центрирования, но практически не влияет на результат применения алгоритма взвешенных центров тяжести. Данный вывод правомерен для всех случайных фазовых экранов из выборки турбулентных неоднородностей, что позволяет считать алгоритм взвешенных центров тяжести для адаптивной системы, работающей на атмосферной трассе, более точным, чем квадрантный алгоритм центрирования.

Практическое использование систем адаптивной оптики на горизонтальных приземных трассах [7] показало, что наличие ошибки реконструкции волнового фронта связано с виньетированием линзового растра в датчике волнового фронта. Эффект виньетирования возникает как от использования соответствующей оптики, например, использования в качестве приемника телескопа системы Кассегрена или системы Ньютона, так и от наличия «сильной» турбулентности на трассе распространения. Кроме того, круглая входная апертура адаптивной системы предполагает использование субапертур, расположенных внутри вписанного в растр круга диаметром, равным длине стороны растра, или внутри описанного вокруг растра круга диаметром, равным диагонали растра.

Проведен анализ точности реконструкции волнового фронта на основе не полностью определенной гартманогаммы с различными вариантами ее заполнения (виньетирования) [8]. Также рассмотрено влияние виньетирования на методику вычисления поперечных составляющих скорости ветра на входной апертуре системы [8], которая используется в алгоритмах прогнозирующего адаптивного управления.

Проведен анализ зависимости динамических свойств адаптивной оптической системы от характеристик гибкого зеркала и способа воздействия на него [9]. Показано, что временная трансформация управляющих зеркалом напряжений зависит от изгибной жесткости зеркала и от способа подачи напряжений на элементы управления зеркалом, позволяющего уменьшить время переходных процессов. Такой способ воздействия эффективен при определении функций отклика зеркала. На каждый элемент управления подается одно и то же единичное напряжение в виде монотонно возрастающей функции и сопоставление измеренной функции отклика с ее аналитическим представлением определяет величину вклада каждого элемента управления при

формировании управляющих напряжений. При управлении адаптивной коррекцией турбулентных искажений оптического излучения подача напряжения на элемент управления в виде монотонно возрастающей функции предполагает приблизительно те же временные затраты, что и переходные процессы в результате подачи максимального напряжения. Применение прогнозирующего алгоритма к управлению коррекцией турбулентных искажений оптического излучения [2], опираясь на знание долгосрочности прогноза  $\tau$ , позволяет подавать максимальное напряжение на элементы управления зеркалом и пренебрегать развивающимися переходными процессами. Получена формула, характеризующая зависимость долгосрочности прогноза фазовых искажений светового поля на входной апертуре системы от способа подачи напряжений на управляющие элементы зеркала и от его динамических характеристик.

На стенде реализуются новые идеи по исследованию динамических свойств адаптивной оптической системы в зависимости от временной трансформации управляющих зеркалом напряжений. Проведена оптимизация алгоритма управления АО путем построения прогноза искажений оптического сигнала по измерениям вектора скорости ветра. Установлено, что за счет применения метода возможно улучшение временного разрешения системы, т.е. повышение быстродействия и точности коррекции турбулентных искажений излучения без усовершенствования элементной базы систем АО.

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

1. *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. 135-138.

2. *Лавринов В.В.* Динамическое управление адаптивно-оптической коррекцией турбулентных искажений лазерного излучения // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т.30. № 10. С. 893-901.

3. *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.

4. *Kycherenko M.A., Lavrinov V.V., Lavrinova L.N.* Measurement of wavefront by sensors of Hartmann type with multilens rasters // Proc. SPIE. 2018. V.10833. P. 108332F.

5. *Лукин В.П., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Корольков В.П., Лавринова Л.Н., Насыров Р.К., Полецук А.Г., Черкашин В.В.* Датчик Шэка–Гартмана на основе раstra низкоапертурных внеосевых дифракционных линз // Автометрия. 2009. Т.45. №2. С. 88–98.

6. *Kazakov D.V., Lavrinov V.V., Lavrinova L.N.* Results of numerical testing of algorithms for centering of focal spots in a Shack-Hartmann wavefront sensor // Proceedings of SPIE. 2018. Vol.10833. CID: 108332D.

7. *Lukin V.P., Kopylov E.A., Lavrinov V.V., Seline A.A.* Methods of image correction formed on horizontal long paths // Proceedings of SPIE. Том: 10677. Номер статьи: UNSP 10677 3R

8. *Lavrinov V.V., Lavrinova L.N.* Reconstruction of the wavefront and measurement of the speed of cross-wind transport of turbulent distortions of optical radiation by not fully defined Shack-Hartmann pattern // Proc. SPIE. 2018. V.10833. P. 108332E.

9. *Лавринов В.В., Лавринова Л.Н.* Анализ зависимости динамических свойств адаптивной оптической системы от характеристик гибкого зеркала и способа воздействия на него // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т.31. №7. С.570-577.

## ВЗАИМНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МИКРОЛИНЗ И ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕНСИВНОСТИ В ОБЛАСТИ ФОКАЛЬНОГО ПЯТНА

Лавринов В.В., Лавринова Л.Н.

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

[lvv@iao.ru](mailto:lvv@iao.ru), [lnl@iao.ru](mailto:lnl@iao.ru)

Ключевые слова: датчик волнового фронта Шэка-Гартмана, диаметр субапертуры, фокусное расстояние, угол падения.

Расчет параметров линзового растра в датчике волнового фронта Шэка-Гартмана требует учета множества факторов, при этом представляет определенный алгоритм, оформление которого в виде программного продукта позволит решить проблемы, возникающие на этапе разработки адаптивных систем. Параметры линзового растра должны быть согласованы с одной стороны, с конкретной оптической системой, с другой, - с матрицей приемного устройства (видеокамеры), т.е. быть обусловленными такими параметрами как входная апертура адаптивной системы, длина волны оптического излучения, характеристики турбулентной атмосферы, а также зависеть от технических характеристик видеокамеры. При этом должен выполняться принцип: увеличение точности реконструкции волнового фронта датчиком Шэка-Гартмана в оптическом диапазоне обеспечивается уменьшением размера субапертур и минимизацией интерференционных эффектов на субапертурах при уменьшении фокусного расстояния.

Датчик волнового фронта (ДВФ) является одним из ключевых элементов системы адаптивной оптики (АО). Основная функция датчика заключается в получении информации об искажениях светового поля и ее преобразовании к представлению, удобному для конкретной адаптивной системы. Наиболее распространенными в фазосопряженных системах АО являются датчики гартмановского типа, в частности, ДВФ Шэка-Гартмана, поскольку позволяет проводить измерения, как для когерентного, так и для некогерентного оптического излучения.

Оптическая часть датчика выполняет преобразование приходящей на входную апертуру адаптивной системы волновой функции светового поля в изменение интенсивности, которое далее считывается фоточувствительной матрицей приемного устройства, работающего в оптическом диапазоне. Падающее световое поле в приближении геометрической оптики делится на парциальные пучки, которые фокусируются в плоскости приемного устройства. В качестве делителя волнового фронта обычно выступает линзовый растр. Линзовый растр состоит из идентичных линз, которые делят волновой фронт на субапертуры (апертура одной микролинзы). Пучок проходит через линзу и в плоскости приемного устройства принимает изображение в виде фокального пятна. Таким образом, на матричном приемнике регистрируется матрица из фокальных пятен или гартманограмма.

Для компенсации турбулентных искажений светового поля в системах АО, как правило, используются микролинзовые растры, которые представляют матрицы из идентичных микролинз с большими фокусными расстояниями и малой апертурой. Требования к микролинзовым растрам заключаются в следующем: равные фокусные расстояния линз, малый диаметр фокального пятна, стремящийся к дифракционному пределу, а также высокая плотность упаковки микролинз. Изготовление таких линзовых растров, предполагающее полную повторяемость параметров создаваемых микроэлементов со сферической формой поверхности, требует привлечения высокоточных технологий.

Одна из таких технологий [1] предлагает замену элемента растра на внеосевой фрагмент дифракционной линзы с таким же фокусом, но существенно большим диаметром. Расстояние от оптической оси дифракционной линзы до фрагмента выбирается таким образом, чтобы дифрагировавший сфокусированный пучок не перекрывался ни с одним пучком нулевого порядка дифракции от других линз. Растр внеосевых линз характеризуется высокой воспроизводимостью фокусов в растре, полным заполнением растра субапертурами и отсутствием интерференционного эффекта. При этом микроструктура внеосевой линзы мало отличается от линейной решетки.

Диаметр субапертуры определяется масштабом, на основе которого могут быть измерены наклоны волнового фронта оптического излучения, прошедшего через слой турбулентности. Таким масштабом в адаптивной оптике является параметр Фрида  $r_0$  (радиус когерентности), который является одним из самых важных показателей состояния турбулентной атмосферы. Параметр Фрида определяет, насколько в атмосфере преобладают флуктуации показателя преломления. Чем меньше параметр Фрида, тем больше исказится луч, прошедший через атмосферу, и наоборот, т.е. параметр Фрида характеризует интенсивность фазовых флуктуаций.

Отношение размера апертуры телескопа к радиусу когерентности или параметру Фрида дает численное значение числа степеней свободы оптического поля для адаптивного зеркала [2] или число, характеризующее разрешение системы (телескопа), например, отношение  $D/r_0 = 10$ , где  $D = 50\text{см}$  и  $r_0 = 5\text{см}$ .

Если параметр Фрида превышает диаметр субапертуры, то aberrации волнового фронта незначительно влияют на дифракционное изображение и локальные наклоны волнового фронта можно определять по смещениям центроидов. На каждой субапертуре датчика волновой фронт характеризуется двумя углами наклона или углами прихода.

На рис. 1 упрощенно изображено преломление пучка микролинзой. Плоскость DE соответствует плоскости приемного устройства, в данном случае совмещенной с фокальной

плоскостью линзы, АВ – результату линейной аппроксимации поверхности проходящего волнового фронта, ВС – главной плоскости микролинзы, прямая OD – главной оптической оси. Угол наклона волнового фронта к плоскости микролинзы  $\angle ABC$  равен углу прихода  $\alpha$ , тогда можно записать:  $\operatorname{tg}\alpha = \frac{1}{f_{\text{sub}}} \cdot DE$  или  $\alpha = \frac{1}{f_{\text{sub}}} \cdot DE$  при малых значениях  $\alpha$ , где  $f_{\text{sub}}$  – фокусное расстояние.

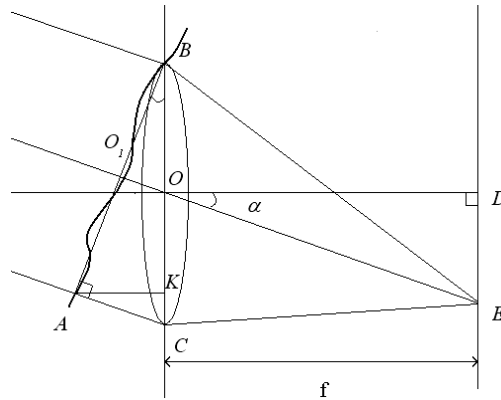


Рисунок 1 – схематичное изображение преломления оптического излучения одиночной микролинзой

Если  $\xi, \eta$  и  $\xi^0, \eta^0$  – координаты центроидов для измеряемого волнового фронта и опорного, соответственно, то углы прихода волнового фронта пропорциональны смещениям центроидов в плоскости регистрации:  $\alpha = \frac{1}{f_{\text{sub}}} \cdot (\xi - \xi^0) = \frac{1}{f_{\text{sub}}} \cdot \Delta\xi$  и  $\beta = \frac{1}{f_{\text{sub}}} \cdot (\eta - \eta^0) = \frac{1}{f_{\text{sub}}} \cdot \Delta\eta$ , где  $\alpha, \beta$  – углы прихода на субапертуре.

Размер углового поля микролинзы, в пределы которого попадают углы прихода ( $\angle ABC = \alpha$ ) волнового фронта, связан с диаметром субапертуры  $D_{\text{sub}}$ , соответствующим отрезку BC на рис. 1, соотношением [3]:

$$\sigma_{\alpha}^2 = 0,345\lambda^2 r_0^{-5/3} (D_{\text{sub}})^{-1/3}. \quad (1)$$

Разности фаз (на рис. 1 отрезок АК) выражаются в виде:

$$\Delta\varphi_x = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{D_{\text{sub}}}{f_{\text{sub}}} (\xi_k^0 - \xi_k), \quad \Delta\varphi_y = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{D_{\text{sub}}}{f_{\text{sub}}} (\eta_k^0 - \eta_k). \quad (2)$$

Поскольку дисперсия фазы имеет вид [4]:

$$\sigma_{\varphi}^2 = 1,85 \left( \frac{D_{\text{sub}}}{r_0} \right)^{5/3}, \quad (3)$$

то согласно выражению (1) в пределах субапертуры имеет место равенство:

$$\sigma_{\alpha}^2 = 0,186 \left( \frac{\lambda}{D_{\text{sub}}} \right)^2 \sigma_{\phi}^2. \quad (4)$$

Угол прихода в плоскости линзы:  $\frac{\lambda}{D_{\text{sub}}}$ ; в плоскости камеры – как  $\frac{a_c}{f_{\text{sub}}}$ , где  $a_c$  – размер области матрицы камеры (гартманогаммы) для соответствующего фокального пятна:

$$\sigma_{\alpha}^2 = 0,186 \left( \frac{a_c}{f_{\text{sub}}} \right)^2 \sigma_{\phi}^2. \quad (6)$$

Поскольку параметры линзового раstra должны быть согласованы с конкретной адаптивной оптической системой, то необходимо оценить угловое поле телескопа.

Для телескопа угловое увеличение (кратность):  $\Gamma = F/f$ , где  $F$  – фокусное расстояние объектива,  $f$  – фокусное расстояние окуляра, поле зрения окуляра. Угловое поле зрения:  $\omega = \Omega/\Gamma$ , где  $\Omega$  — угловое поле зрения окуляра. Угловое увеличение телескопа определяется из формулы для дифракционного предела углового разрешения телескопа:

$$\Psi_{\text{dif}} = \frac{1,22\lambda}{D}, \quad (7)$$

где  $\Psi_{\text{dif}}$  – угловое дифракционное разрешение [рад];  $\lambda$  – длина волны излучения видимого диапазона [см];  $D$  – диаметр главного монолитного зеркала телескопа [см]. По Максудову [5] половинная величина разрешения глаза составляет  $60''$ , тогда  $\Gamma = \frac{3 \cdot 10^{-4} D}{1,22\lambda}$ .

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

1. *Korolkov V.P., Nasyrov R.K., Shimansky R.V.* Optimization for direct laser writing of continuous-relief diffractive optical elements // Proc. SPIE 2007, vol. 6732. International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2007: Laser-assisted Micro- and Nanotechnologies. Ed.: V. Panchenko; O. Louchev; S. Malyshev. P. 67320P (12 pages)

2. *Лукин В.П.* Формирование оптических пучков и изображений основе применения систем адаптивной оптики // Успехи физических наук. – 2014. – Т. 184, №16. – С. 599–640.

3. *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.

4. *Лукин В.П.* Атмосферная адаптивная оптика, Н.: Наука. 1986. 248с.

5. *Gordon Walker* Astronomical Observations an Optical Perspective. Cambridge Universitypress, 1987, p. 17.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ФЛУКТУАЦИЙ ФАЗЫ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В ДАТЧИКЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА 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](mailto:den-kazakov-1995@mail.ru), [lvv@iao.ru](mailto:lvv@iao.ru), [lnl@iao.ru](mailto:lnl@iao.ru)

Ключевые слова: датчик волнового фронта Шэка-Гартмана, фазовые флуктуации светового поля, центроид, преобразование Фурье

Оптическим элементом в датчике волнового фронта Шэка-Гартмана является микролинзовый растр, который разбивает световое поле с фазовыми искажениями в приближении геометрической оптики на парциальные пучки. Фазовые флуктуации светового поля в пределах субапертуры соответствуют флуктуациям двух углов прихода или флуктуациям двух локальных наклонов волнового фронта в тех же пределах субапертуры и связаны с ними корреляционными соотношениями. В данном случае корреляция является количественной мерой «сходства» двух соответствующих фазовых распределений в пределах субапертуры на двух анализируемых гартманограммах. В работе представлены результаты численных экспериментов по реконструкции волнового фронта с применением корреляционного подхода к центрированию фокальных пятен.

Оптическая часть датчика волнового фронта (ДВФ) Шэка-Гартмана состоит из линзового растра и видеокамеры, установленной в плоскости регистрации изображения [1]. На каждой субапертуре (апертуре одной микролинзы) датчика волновой фронт характеризуется двумя углами наклона или углами прихода. Углы прихода волнового фронта пропорциональны смещениям энергетических центров тяжести фокальных пятен (центроидов) в плоскости регистрации и могут быть выражены через разности их координат:  $\alpha_k = \frac{1}{f} \cdot (\xi_k - \xi_k^0) = \frac{1}{f} \cdot \Delta \xi_k$  и  $\beta_k = \frac{1}{f} \cdot (\eta_k - \eta_k^0) = \frac{1}{f} \cdot \Delta \eta_k$ , где  $\alpha_k$ ,  $\beta_k$  – углы прихода на  $k$  – ой субапертуре;  $\xi_k$ ,  $\eta_k$  и  $\xi_k^0$ ,  $\eta_k^0$  – координаты центроидов измеряемого волнового фронта и опорного (например, усредненного по выборке гартманограмм или плоского);  $k = 1, 2, \dots, N_{\text{lens}} \cdot N_{\text{lens}}$ ,  $N_{\text{lens}} \cdot N_{\text{lens}}$  – число субапертур в растре;  $f$  – фокусное расстояние.

В основе корреляционного подхода к центрированию фокальных пятен в ДВФ Шэка-Гартмана лежит результат пространственной корреляции между участком распределения измеряемого волнового фронта  $\Phi_2^k(x, y)$  и участком распределения опорного волнового фронта  $\Phi_1^k(x, y)$ , соответствующими  $k$  – ой субапертуре линзового растра.

Действие ДВФ Шэка-Гартмана основано на измерении локальных наклонов волнового фронта, которые пропорциональны смещениям координат центроидов [2]:

$$\frac{\partial \varphi(x_k, y_k)}{\partial x} = \frac{1}{f} (\xi_k^0 - \xi_k), \quad \frac{\partial \varphi(x_k, y_k)}{\partial y} = \frac{1}{f} (\eta_k^0 - \eta_k), \quad (1)$$

$x_k, y_k$  – координаты точки волнового фронта, соответствующей  $k$  – ому центриду;  $f$  – фокусное расстояние.

Цель данной работы заключается в том, чтобы на основе корреляционной связи между распределениями  $W_k(x, y)$  и  $W_k^0(x, y)$  измерить локальные наклоны волнового фронта, по которым затем реализовать его реконструкцию.

Исследования выполнялись на основе численных экспериментов. Сценарий численных экспериментов следующий: на входной апертуре системы формируется световое поле с амплитудным распределением в виде константы и фазовым распределением волнового фронта, искаженного турбулентностью. Фазовые искажения светового поля представляют случайное поле коэффициентов показателя преломления из интервала  $l_0 \ll \rho \ll L_0$  и соответствуют спектральной плотности фазовых флуктуаций светового поля, которая задается спектром фон Кармана [3]:

$$F_s(\alpha) = 0,489 r_0^{-5/3} (\alpha^2 + \alpha_0^2)^{-1/6} \exp(-\alpha^2 / \alpha_m^2), \quad (2)$$

где  $\alpha_m = 5,92/l_0$ ,  $\alpha_0 = 2\pi/L_0$ ;  $L_0, l_0$  – внешний и внутренний масштабы неоднородностей.

Двумерное распределение фазы  $\Phi(x, y)$  формируются из спектральных отсчетов:

$$\Phi(\alpha) = [F_s(\alpha)]^{1/2} \Delta \alpha \exp(i\varphi_{\text{rand}}), \quad (3)$$

где  $\varphi_{\text{rand}}$  – равномерно распределенная фаза Фурье образа в интервале  $[0, 2\pi]$ .

Реконструкция предполагает представление искомого фазового распределения  $W(x, y)$  в виде разложения волновой функции по базисным модам, в качестве которых используются полиномы Цернике  $Z_j$ , ортогональные в круге единичного радиуса:

$$W(x, y) = \sum_{j=1}^{N_{\text{basis}}} c_j Z_j(x, y). \quad (4)$$

Точность измерения локальных наклонов волнового фронта, приходящего на входную апертуру адаптивной системы, оценивается среднеквадратической остаточной ошибкой между двумерными фазовыми распределениями  $\Phi(x, y)$  и  $W(x, y)$ :

$$\sigma^2 = \frac{1}{N \cdot N - 1} \sum_{-N \leq i \leq N} \sum_{-N \leq j \leq N} \{[\Phi(x_i, y_j) - W(x_i, y_j)]^2\}, \quad (5)$$



где  $N = N_{\text{grid}} / 2$ ;  $N_{\text{grid}} = 1024$ .

Корреляционный подход для измерения локальных наклонов волнового фронта демонстрируется на рис. 1. Двумерные распределения фазы  $\Phi_1(x, y)$  и  $\Phi_2(x, y)$  делятся на  $N_{\text{lens}} \cdot N_{\text{lens}}$  двумерных участка, которые соответствуют микролинзам растра, разбивающего световое поле с фазовыми искажениями в приближении геометрической оптики на парциальные пучки.

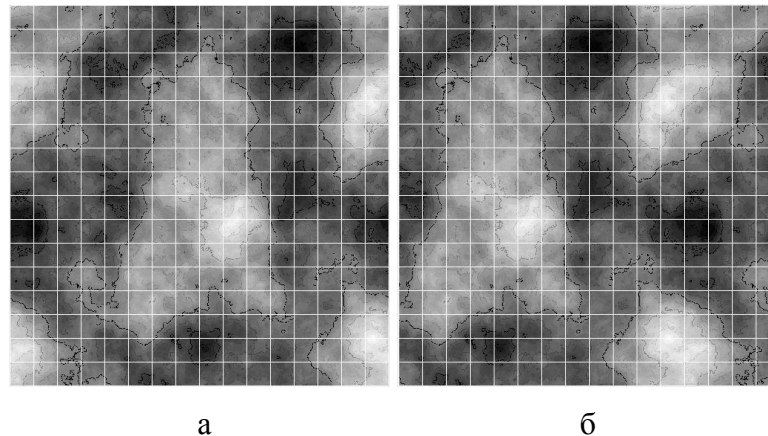


Рисунок 1 – двумерные фазовые распределения  $\Phi_1(x, y)$  (изображение а) и  $\Phi_2(x, y)$  (изображение б), разбитые на  $N_{\text{lens}} \cdot N_{\text{lens}}$  субапертур

Корреляция распределений  $\Phi_1^k(x, y)$  и  $\Phi_2^k(x, y)$  выполняется в виде операции свертки, которая интерпретируется как «схожесть» одного распределения с отражённой и сдвинутой копией другого и вычисляется с помощью преобразования Фурье [4]. Алгоритм вычисления смещений координат центроидов, которые соответствуют фазовому сдвигу между распределениями, состоит из следующих шагов:

1. если размерность распределения не записана как  $2^N$ , где  $N = 5, 6, \dots, N$ , то, чтобы устранить последствия краев, задается для каждого распределения окно Хана, в случае размерности  $2^N$  автоматически задается прямоугольное окно;

2. вычисляется дискретное преобразование Фурье каждого из распределений:

$$G_1 = \text{FFT}\{\Phi_1^k(x, y)\}, G_2 = \text{FFT}\{\Phi_2^k(x, y)\}; \quad (6)$$

3. в частотной области рассчитывается поперечный спектр мощности:

$$R = \frac{G_1 \cdot G_2^*}{|G_1 \cdot G_2^*|}, \quad (7)$$

где  $G_2^*$  – комплексно-сопряженное с  $G_2$  распределение, где звездочка означает знак комплексного сопряжения;

4. относительно спектра  $R$  выполняется обратное преобразование Фурье:

$$r = \text{FFT}^{-1}\{R\}; \quad (8)$$

5. определяется расположение пика и вычисляется взвешенная тяжесть вокруг пика:

$$(\Delta\xi_k, \Delta\eta_k) = \max_{x,y} \left\{ \max(\mathbf{r}) \right\}. \quad (9)$$

В дискретном мире для выполнения преобразования Фурье используется алгоритм быстрого преобразования Фурье или БПФ (FFT англ.). Аргументом функции БПФ является два массива временных отсчетов из  $2^N$  элементов, результатом два массива длиной  $2^N$  элементов, соответствующие действительной и мнимой части преобразования Фурье.

Чтобы реализовать прямое преобразование Фурье распределений  $\Phi_1^k(x, y)$  и  $\Phi_2^k(x, y)$ , т.е. преобразование их представления во временной области к виду в частотной области, распределения необходимо записать как комплексные двумерные функции, имеющие действительную и мнимую части. Для первого распределения имеют место соотношения вида:

$$\text{Re}(\Phi_1^k(x, y)) = A_1(x, y) \cos(\Phi_1^k(x, y)), \quad \text{Im}(\Phi_1^k(x, y)) = A_1(x, y) \sin(\Phi_1^k(x, y)), \quad (10)$$

и для комплексно-сопряженного второго

$$\text{Re}(\Phi_2^k(x, y)) = A_2(x, y) \cos(\Phi_2^k(x, y)), \quad \text{Im}(\Phi_2^k(x, y)) = -A_2(x, y) \sin(\Phi_2^k(x, y)), \quad (11)$$

где  $A_1(x, y)$ ,  $A_2(x, y)$  – распределения амплитуды для оптического излучения.

Эффективность корреляционного подхода к центрированию фокальных пятен в ДВФ Шэка-Гартмана оценивается посредством численных экспериментов с варьированием турбулентных неоднородностей, их интенсивности в сравнении с квадрантным алгоритмом центрирования и алгоритмом взвешенных центров тяжести.

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

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 раstra низкоапертурных внеосевых дифракционных линз // Автометрия. 2009. Т.45. №2. С. 88–98.

2. Антошкин Л.В., Коняев П.А., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Адаптивная коррекция и обработка изображений на основе датчика Гартмана // Методы и устройства передачи и обработки информации. 2008. № 10. С.187–196.

3. Лукин В.П., Фортес Б.В. Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 1999. 211с.

4. Короленко П.В. Оптика когерентного излучения // 1997. URL: <http://optics.sinp.msu.ru/co/2/par4.html> (дата обращения 11.02.2019)

# ВЛИЯНИЕ ОБЪЕМА И КАЧЕСТВА ИНФОРМАЦИИ, РЕГИСТРИРУЕМОЙ В ПЛОСКОСТИ ВИДЕОКАМЕРЫ, НА ТОЧНОСТЬ РЕКОНСТРУКЦИИ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В ДАТЧИКЕ ГАРТМАНОВСКОГО ТИПА

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](mailto:xardthis@mail.ru), [lvv@iao.ru](mailto:lvv@iao.ru), [lnl@iao.ru](mailto:lnl@iao.ru)

Ключевые слова: датчик волнового фронта Шэка-Гартмана, линзовый растр, субапертура

Датчик волнового фронта гартмановского типа состоит из двух частей: оптической и алгоритмической. Параметры элементов оптической части датчика могут варьироваться. Представлены результаты анализа реконструкции волнового фронта по измерениям датчика в зависимости от конфигурации включенных в реконструкцию субапертур линзового растра и от интенсивности турбулентных искажений светового поля, приходящего на входную апертуру адаптивной системы. Анализ выполнен на численных моделях датчика волнового фронта Шэка-Гартмана, атмосферной турбулентности и линзового растра с произвольной конфигурацией субапертур, включенных в реконструкцию волнового фронта.

Основными элементами оптической части датчиков гартмановского типа являются микролинзовый растр и высокоразрешающая видеокамера. В датчике волнового фронта (ДВФ) Шэка-Гартмана элементарная линза растра заменяется на внеосевой фрагмент дифракционной линзы с таким же фокусом, но большим по величине диаметром [1], что позволяет создавать растры с плотной упаковкой микролинз, и, как следствие, отсутствием интерференционного эффекта. Однако при определенных условиях, зависящих от конструкции оптико-электронной системы и от параметров турбулентности, часть субапертур не содержит информации о световом поле, либо эта информация приобретает такой вид, что становится нежелательной для использования ее в реконструкции волнового фронта. Реконструированное по таким измерениям датчика фазовое распределение значительно отличается от приходящего волнового фронта и характеризуется большой среднеквадратической остаточной ошибкой.

Заполняемость фокальными пятнами гартманограммы, а также изображение фокальных пятен в плоскости приемного устройства зависят от конструктивных особенностей оптико-электронной системы и от наличия «сильной» турбулентности на трассе распространения оптического излучения. Круглая входная апертура адаптивной системы предполагает использование субапертур, расположенных внутри вписанного в растр круга диаметром, равным длине стороны растра, или внутри описанного вокруг растра круга диаметром, равным диагонали растра.

Цель исследований заключается в том, чтобы на полученных оценках реконструкции волнового фронта по информации, измеренной датчиком при различном заполнении раstra субапертурами, отработать способы, позволяющие повысить качество реконструкции волнового фронта, учитывая влияние всех факторов, проявляющихся при формировании гартманогаммы.

Сценарий численных экспериментов следующий: на входной апертуре системы формируется световое поле с амплитудным распределением, заданным для чистоты эксперимента константой, и фазовым распределением  $\Phi(x, y)$  в виде случайного фазового экрана. Случайный фазовый экран представляет набор турбулентных неоднородностей со спектральной плотностью, заданной спектром фон Кармана [2]:

$$F_s(\alpha) = 0,489r_0^{-5/3}(\alpha^2 + \alpha_0^2)^{-1/6} \exp(-\alpha^2 / \alpha_m^2), \quad (1)$$

где  $\alpha_m = 5,92/l_0$ ,  $\alpha_0 = 2\pi/L_0$  представляют пространственные масштабы неоднородностей из интервала, где верхняя граница соответствует  $L_0 = 10$  м и нижняя –  $l_0 = 1$  мм. Поперечный размер неоднородностей, где сохраняются устойчивые фазовые соотношения между пространственно разнесенными точками, задается параметром Фрида  $r_0$ . Значения  $r_0$  варьировались в диапазоне 0,5 – 10 см, формируя турбулентность различной интенсивности: «сильная» турбулентность характеризуется  $r_0 = 5$  мм и  $r_0 = 1$  см. Параметр  $r_0$  нормировался на шаг расчетной сетки  $10a_0$ , где  $a_0 = 10$  см – размер входной апертуры системы. Измеряемый волновой фронт представляет двумерное фазовое распределение вида:

$$\Phi_{K,M} = [F_s(\alpha_{K,M})]^{1/2} \Delta\alpha \exp(i\varphi_{rand}), \quad (2)$$

где  $\alpha_{K,M} = \Delta\alpha\sqrt{(K^2 + M^2)}$ ;  $\Delta\alpha = 2\pi/(N_{grid} \cdot \Delta\rho)$  – шаг дискретизации по пространственной частоте;  $K, M$  – индексы, соответствующие узлам расчетной сетки размерностью  $N_{grid} \cdot N_{grid}$ ;  $\Delta\rho$  – расстояние между разнесенными точками с координатами  $\rho = (x, y)$ ;  $\varphi_{rand}$  – равномерно распределенная фаза Фурье – образа в интервале  $[0, 2\pi]$ .

Световое поле в приближении геометрической оптики линзовым растром разбивается на  $N_{lens} \cdot N_{lens}$  парциальных пучков. Каждая субапертура линзового раstra фокусирует отдельный парциальный пучок в плоскость видеокамеры. В плоскости регистрации формируется матрица из фокальных пятен – гартманограмма. Координаты центра вычисляются по формулам [3]:

$$\xi_k = \sum_{i=1}^{n_i} iI_i / \sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}, \quad \eta_k = \sum_{j=1}^{n_j} jI_j / \sum_{i=1}^{n_i} \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}, \quad I_i = \sum_{j=1}^{n_j} I_{ij}, \quad I_j = \sum_{i=1}^{n_i} I_{ij}, \quad (3)$$

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.

Искомое фазовое распределение  $W(x, y)$  представляется в виде разложения волновой функции по базисным модам, в качестве которых используются полиномы Цернике  $Z_j$ , ортогональные в круге единичного радиуса:

$$W(x, y) = \sum_{j=1}^{N_{\text{basis}}} c_j Z_j(x, y). \quad (4)$$

В численных экспериментах анализируются двумерные распределения  $\Phi(x, y)$  и  $W(x, y)$  размерностью  $N_{\text{grid}} = 1024$ . Размер линзовых растров составляет  $16 \times 16$  субапертур. Критерием точности реконструкции волнового фронта является среднеквадратическая остаточная ошибка.

Поскольку измерения ДВФ Шэка–Гартмана в плоскости регистрации представлены гартманогаммой, то имеет смысл более пристально рассмотреть область фокального пятна, согласованную с субапертурой для единичной микролинзы из плотной упаковки раstra. На рис. 1 представлена гартманогамма, полученная при измерении волнового фронта с учетом трех проблем, возникающих при фазоспряженной адаптивной коррекции турбулентных искажений оптического излучения.

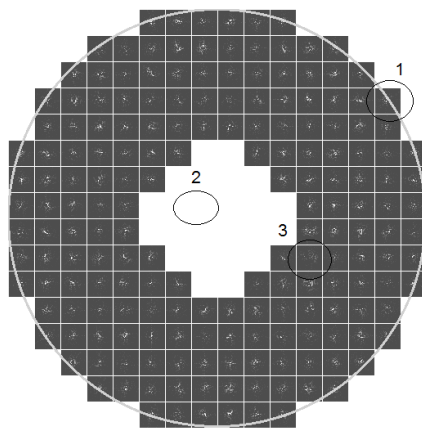


Рисунок 1 – гартманогамма в результате использования в качестве приёмника телескопов схемы Кассегрена или Ньютона при «сильной» атмосферной турбулентности:

$$r_0 = 5 \text{ мм}$$

Под номером 1 представлена область фокального пятна, соответствующего субапертуре, которая частично входит в пределы круглой апертуры системы, и часть информации о световом поле оказывается недоступна. Под номером 2 обозначена область фокального пятна для субапертуры, которая окажется перекрытой первичным зеркалом телескопа. В данном случае информация о световом поле отсутствует полностью.

Не менее значимым является третий вариант фокального пятна в плоскости регистрации, где распределение интенсивности «размазывается» по всей области фокального пятна, форма «пятна» практически отсутствует, здесь информация о световом поле приобретает такой вид, что становится нежелательной для использования ее в реконструкции волнового фронта.

Для фокального пятна по распределению интенсивности в пределах субапертуры определяются не только координаты центра тяжести (3), но и максимальная пиковая интенсивность

$$I_m = \frac{1}{I_0(x, y)} \max_{x, y} I(x, y), \quad (5)$$

эффективный радиус пучка

$$r_{ef} = \left\{ \frac{1}{P_0 D_{sub}} \iint (\vec{r} - \vec{r}_c)^2 I(x, y) dx dy \right\}^{1/2}, \quad (6)$$

а также относительная доля световой мощности, попадающей в пределы эффективного радиуса пучка:

$$J_c = \frac{1}{P_0} \iint \rho(x, y) I(x, y) dx dy, \quad (7)$$

где  $I(x, y)$  – распределение интенсивности области фокального пятна, соответствующей субапертуре;  $\rho(x, y) = \exp(-(x^2 + y^2)/r_{ef}^2)$  – весовая функция;  $P_0$  – полная мощность светового поля в пределах субапертуры;  $\vec{r}_c$  – координаты центроида;  $\vec{r}$  – координаты точки области фокального пятна в пределах субапертуры размером  $D_{sub}$ ;  $I_0(x, y)$  – интенсивность для неискаженного светового поля.

Данные интегральные характеристики позволят оценить уровень информации о световом поле в пределах субапертуры и использовать методы, повышающие критерий фокусировки парциальных пучков в плоскости регистрации фокальных пятен.

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

1. Лукин В.П., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Корольков В.П., Лавринова Л.Н., Насыров Р.К., Полецук А.Г., Черкашин В.В. Датчик Шэка–Гартмана на основе раstra низкоапертурных внеосевых дифракционных линз // Автометрия. 2009. Т.45. №2. С. 88–98.

2. Лукин В.П., Фортес Б.В. Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН. 1999. 211с.

3. Антошкин Л.В., Коняев П.А., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Адаптивная коррекция и обработка изображений на основе датчика Гартмана // Методы и устройства передачи и обработки информации. 2008. № 10. С.187–196.

# ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ПРОЯВЛЕНИЯ ЭФФЕКТА УСИЛЕНИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ОПТИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Банах В.А., Фалиц А.В.

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

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

e-mail: [banakh@iao.ru](mailto:banakh@iao.ru), [falits@iao.ru](mailto:falits@iao.ru)

Ключевые слова: усиление обратного рассеяния, турбулентность

Представлены результаты расчётов распределения средней интенсивности обратно рассеянного на удалённом аэрозольном слое лазерного пучка в плоскости излучения в зависимости от интенсивности турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха на трассе распространения. Показано, что с увеличением интенсивности оптической турбулентности фактор усиления сначала возрастает, достигая максимума, затем начинает убывать. Эффект усиления локализуется вблизи направления на источник. Размеры области его проявления с увеличением оптической турбулентности возрастают.

В последнее время ведутся исследования, направленные на разработку лидарных методов и средств измерения интенсивности оптической турбулентности в атмосфере на основе эффекта усиления обратного рассеяния (УОР) в случайных средах [1]. Величина усиления зависит от интенсивности турбулентных флуктуаций показателя преломления и, измеряя коэффициент усиления, можно оценивать интенсивность турбулентности. Библиография по этой теме представлена, например, в [2]. Экспериментальные зависимости коэффициента усиления обратного рассеяния от параметра  $\beta_0$ , характеризующего интенсивность оптической турбулентности на трассе зондирования, показывают, что не во всём диапазоне изменения интенсивности оптической турбулентности существует однозначная связь между интенсивностью турбулентности и коэффициентом усиления [2]. Это требует проведения теоретических исследований проявления эффекта УОР в максимально широком диапазоне изменения интенсивности оптической турбулентности (параметра  $\beta_0$ ) с целью нахождения в конечном итоге теоретических зависимостей, которые бы помогли устранить эту неоднозначность. В данном сообщении представлены результаты анализа проявления эффекта усиления обратного рассеяния при различной интенсивности оптической турбулентности, основанного на численном моделировании распространения лазерного излучения на локационной трассе в турбулентной атмосфере.

Рассматривалась следующая задача. Лазерный пучок диаметром 5 см распространяется в турбулентной атмосфере. На удалении 2 км происходит рассеяние лазерного излучения на аэрозольном слое. Рассеянное назад излучение регистрируется и анализируется в плоскости

источника. Численное моделирование осуществлялось в соответствии со следующим алгоритмом. На первом шаге выполняется моделирование распространения лазерного излучения в прямом направлении. Распределение поля на аэрозольном слое на удалении 2 км находится в результате численного решения параболического уравнения для комплексной амплитуды поля волны методом расщепления по физическим факторам. В соответствии с этим методом вся трасса разбивается на слои, и для каждого слоя моделируется случайный фазовый экран, имитирующий турбулентные искажения фазы оптической волны, распространяющейся в заданном слое, а затем для каждого слоя рассчитывается дифракция оптического поля с учетом этих искажений. Начальное распределение комплексной амплитуды поля лазерного пучка задавалось гауссовым.

На втором шаге моделируется распространение рассеянного излучения в обратном направлении. «Вторичный источник» рассеянного назад излучения, формируемый распределением интенсивности в «пятне подсвета», создаваемом падающим на аэрозольный слой лазерным пучком, является некогерентным. Это означает, что на любую точку приёмного объекта, регистрирующего рассеянное излучение, падает некогерентный пучок сферических волн от различных точек вторичного источника, и интенсивности этих волн складываются. Так что моделирование распространения рассеянного излучения в обратном направлении через те же турбулентные неоднородности показателя преломления, которые проходил лазерный пучок в прямом направлении, удобнее проводить не с использованием параболического уравнения, а на основе уравнения для лучевой интенсивности.

В плоскости рассеяния для каждого узла расчетной сетки формируется массив лучей, направленных из данной точки к плоскости приема под всевозможными углами. Каждому лучу приписывается начальное значение интенсивности, соответствующее интенсивности падающего пучка в исходной точке лучевой траектории. Рассчитывается траектория каждого луча вдоль трассы распространения с учетом случайных изменений его направления при прохождении тех же фазовых экранов, которые были созданы и использовались для моделирования турбулентных искажений лазерного пучка при распространении в прямом направлении. После того, как определены координаты всех лучей, пришедших в плоскость приема, в каждом узле расчётной сетки оценивается средняя интенсивность рассеянного излучения путём суммирования интенсивностей всех лучей, пришедших в узел.

Получающиеся в итоге двумерные распределения средней интенсивности рассеянного излучения в плоскости приема после нормировки на соответствующие распределения интенсивности рассеянного излучения в отсутствие турбулентных флуктуаций показателя преломления являются не чем иным как двумерными распределениями коэффициента усиления обратного рассеяния, значения которого зависят от интенсивности оптической турбулентности



на трассе распространения. На рис. 1 показан пример двумерных распределений коэффициента усиления при различных значениях структурной постоянной турбулентных флуктуаций показателя преломления  $C_n^2$ . Видно, что в центральной части расчётной сетки, где при моделировании задавалось начальное распределение лазерного пучка, формируется область, в которой значения коэффициента усиления с увеличением структурной постоянной сначала растут, достигая максимума, а затем начинают уменьшаться при дальнейшем увеличении  $C_n^2$ .

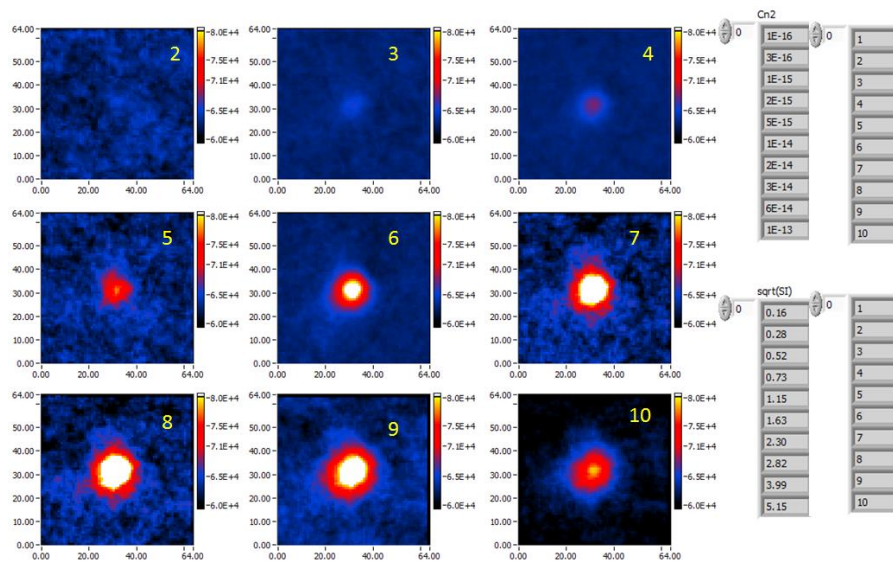


Рисунок 1 – Двумерные распределения коэффициента усиления в плоскости приема. Расстояния по осям даны в узлах расчётной сетки, шаг сетки 4 мм

На рис.2 показаны кривые для коэффициента усиления, рассчитанные в зависимости от расстояния от центра расчётной сетки к её периферии вдоль горизонтальной оси.

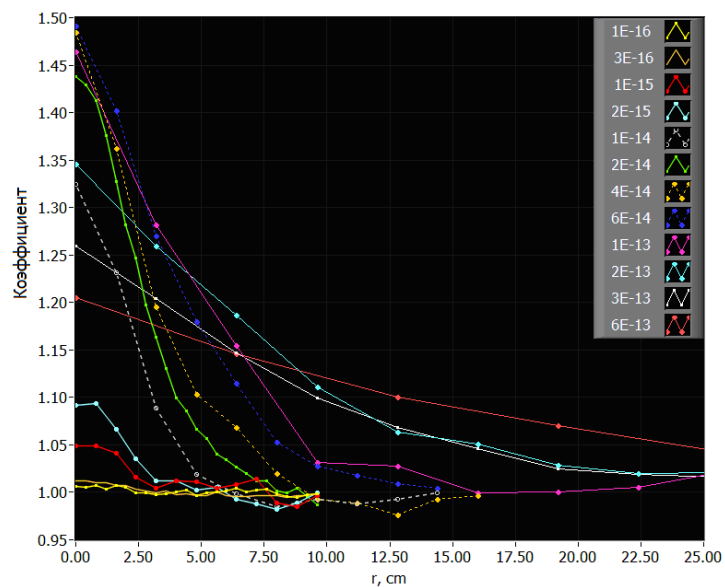


Рисунок 2 – Коэффициент усиления как функция расстояния от центра расчётной сетки при различных  $C_n^2$

Видно, что максимальное для представленных на рисунке графиков значение коэффициента усиления 1,5 достигается при  $C_n^2 = 6 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ . Дальнейшее увеличение  $C_n^2$  до  $6 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$  приводит к уменьшению значений коэффициента усиления в максимуме до 1,2. В режиме слабой оптической турбулентности до значений  $C_n^2$ , не превышающих  $2 \cdot 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ , эффект усиления локализуется в пределах радиуса первой зоны Френеля в круге радиусом примерно 2,5 см. С увеличением  $C_n^2$  размеры области существования эффекта усиления существенно возрастают.

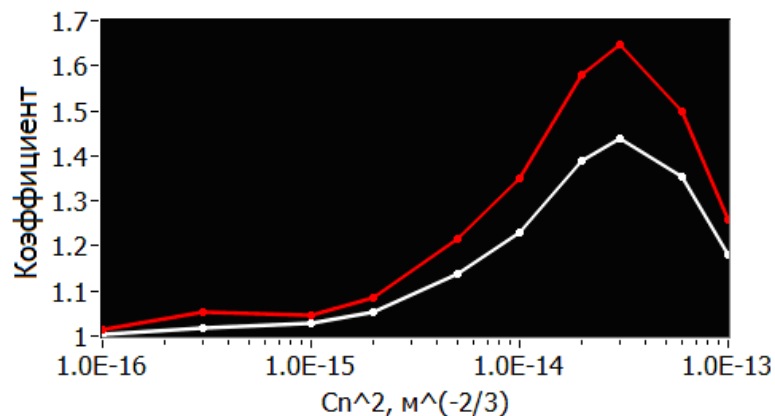


Рисунок 3 – Коэффициент усиления обратного рассеяния для средней мощности, принимаемой апертурой диаметром 5 см (белая кривая), и для интенсивности на оси оптической системы (красная кривая) в зависимости от структурной постоянной показателя преломления

На рисунке 3 представлены результаты расчета зависимости коэффициента усиления обратного рассеяния от структурной постоянной показателя преломления для отношения средней мощности, попадающей в круг с радиусом 2,5 см при распространении излучения в турбулентной атмосфере, к мощности, попадающей в круг такого же радиуса при распространении излучения на той же трассе в отсутствие турбулентных флуктуаций показателя преломления. Это отношение мощностей на рисунке представлено белой кривой. Красной кривой на рисунке 3 для сравнения показано отношение интенсивностей на оси приемной апертуры.

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

1. Гурвич А.С. Лидарное зондирование турбулентности на основе эффекта усиления обратного рассеяния // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. №6. С.655-665.
2. Банах В.А., Герасимова Л.О., Залозная И.В., Фалиц А.В. Усиление лидарного сигнала в режиме сильной оптической турбулентности // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т.31. №8. С.609–615.

# ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ БЕССЕЛЬ-ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Лукин И.П.

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

E-mail: lukin\_ip@iao.ru

Ключевые слова: бesselев пучок, атмосферная турбулентность, интенсивность, флуктуации интенсивности.

Работа посвящена изучению статистических характеристик флуктуаций интенсивности фундаментальных бesselев-гауссовых оптических пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере. Исследование флуктуаций интенсивности проведено методом статистических моментов, конкретно, анализируется поведение функции когерентности четвёртого порядка. Получено асимптотическое решение для области слабых флуктуаций интенсивности, используя это решение, проведены расчёты дисперсии и пространственной корреляционной функции флуктуаций интенсивности фундаментального бesselев-гауссова оптического пучка в турбулентной атмосфере. Обнаружен эффект относительного ослабления флуктуаций интенсивности фундаментального бesselев-гауссова пучка по сравнению с аналогичной характеристикой гауссова пучка. Показано, что флуктуации интенсивности фундаментального бesselев-гауссова пучка существенно неоднородны в поперечном сечении пучка. Пространственная корреляционная функция флуктуаций интенсивности фундаментального бesselев-гауссова пучка в пределах его первого максимума слабо чувствительна к изменению параметра бesselева пучка.

В настоящее время активно проводятся исследования статистических характеристик различных типов оптических пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере [1 – 6]. Среди всего многообразия оптических пучков рассматривались бesselевы [6], бesselев-гауссовы [1, 2, 5] и модифицированные бesselев-гауссовы [4, 5] пучки. В данной работе приведены результаты расчёта методом малых возмущений статистических характеристик флуктуаций интенсивности фундаментального бesselев-гауссова пучка в турбулентной атмосфере.

Поле когерентного фундаментального бesselев-гауссова оптического пучка, распространяющегося в положительном направлении оси координат  $Ox$ , в начальной плоскости ( $x = 0$ ) запишем в следующем виде [1, 2, 5]:  $U_0(\mathbf{\rho}) = E_0 \exp[-\rho^2/(2a_0^2)] J_0(\beta\rho)$ , где  $E_0$  – начальная амплитуда поля на оптической оси пучка;  $a_0$  – радиус гауссова фактора поля пучка;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число оптического излучения;  $\lambda$  – длина волны оптического излучения в вакууме;  $\beta = \sqrt{k^2 - k_x^2}$  – компонента волнового вектора  $\mathbf{k}$ , ортогональная оси  $Ox$  (параметр бesselева пучка);  $k_x$  – компонента волнового вектора по направлению оси  $Ox$ ;  $\mathbf{\rho} = \{y, z\}$  – вектор поперечной к направлению распространения оптического излучения пространственной

координаты;  $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$  – модуль этой координаты;  $J_0(x)$  – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Статистические характеристики флуктуаций интенсивности оптического пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере, можно найти, решая методом малых возмущений уравнение для функции когерентности четвёртого порядка параболической амплитуды поля оптического излучения  $\Gamma_4(x, \rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4) = \langle E(x, \rho_1)E^*(x, \rho_2)E(x, \rho_3)E^*(x, \rho_4) \rangle$ , полученного из параболического уравнения Леонтовича в приближении марковского случайного процесса для флуктуаций диэлектрической проницаемости среды [7], где  $E(x, \rho)$  – параболическая амплитуда оптического поля  $U(x, \rho) \cong E(x, \rho)\exp(ikx)$  в точке  $\{x, \rho\}$ .

На рис. 1 представлено поведение дисперсии флуктуаций интенсивности фундаментального бessel-гауссова пучка  $\sigma_I^2(x, 0)$ , нормированной на дисперсию флуктуаций интенсивности гауссова пучка  $\sigma_{I_{gb}}^2(x, 0)$ , на оптической оси бessel-гауссова пучка (т.е при  $\rho_1 = \rho_2 = \rho_3 = \rho_4 = 0$ ). Здесь  $I(x, \rho) = E(x, \rho)E^*(x, \rho)$  – интенсивность оптического пучка,  $\Omega_0 = ka_0^2/x$  – число Френеля передающей апертуры пучка оптического пучка, а  $x$  – расстояние от источника до приёмника.

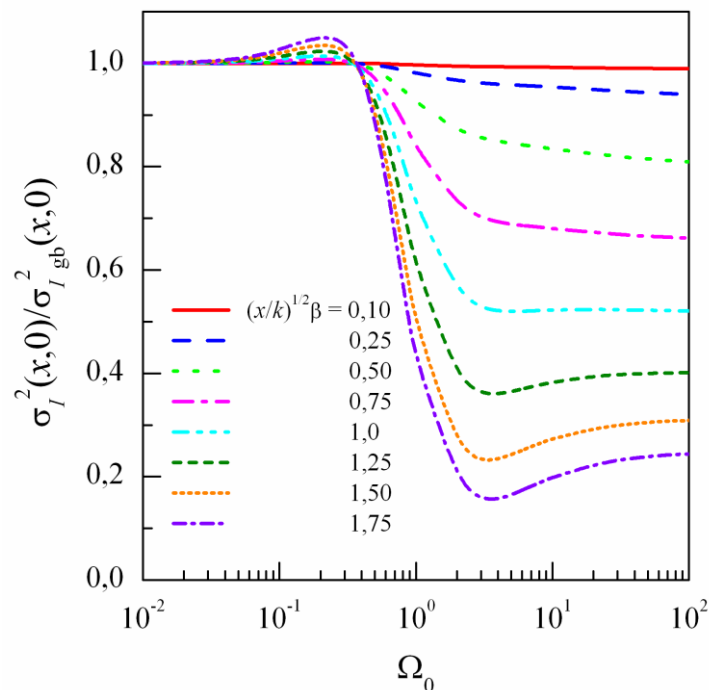


Рисунок 1 — Дисперсия флуктуаций интенсивности бessel-гауссова пучка в турбулентной атмосфере (на оптической оси пучка)

Рисунок 1 наглядно демонстрирует, что эффект относительного уменьшения флуктуаций интенсивности бessel-гауссова пучка относительно флуктуаций интенсивности гауссова пучка в турбулентной атмосфере имеет место при выполнении условия  $\Omega_0 > 0,5$ .

Обнаруженный эффект ослабления флуктуаций интенсивности фундаментального бessel-гауссова пучка сопровождается ещё одним – существенной неоднородностью распределения флуктуаций интенсивности по поперечному сечению пучка. Отношение дисперсии флуктуаций интенсивности фундаментального бessel-гауссова пучка в точке  $\rho_1 = \rho_2 = \rho_3 = \rho_4 = \mathbf{R}$ , смещённой с оптической оси пучка, к дисперсии флуктуаций интенсивности этого же пучка на его оптической оси представлено на рис. 2.

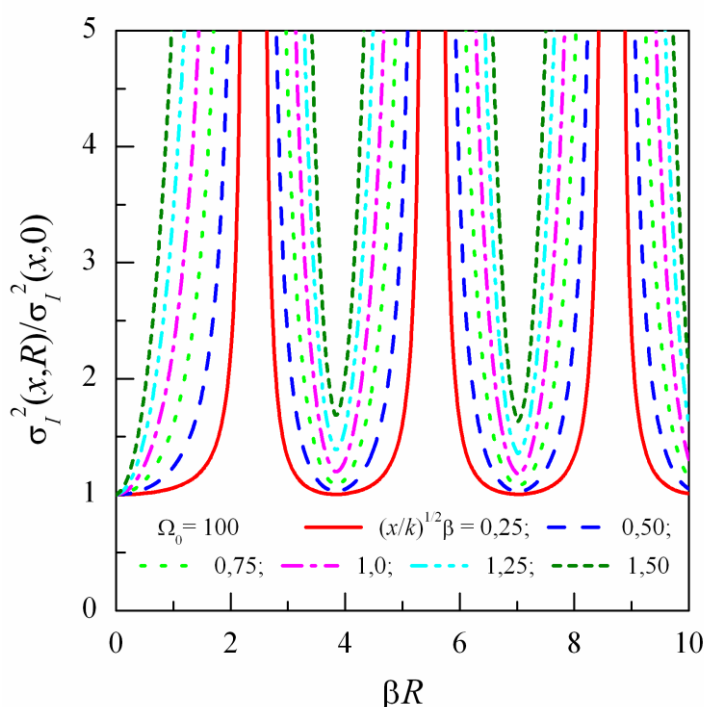


Рисунок 2 — Дисперсия флуктуаций интенсивности бessel-гауссова пучка в турбулентной атмосфере (поперечное сечение)

На рис. 3 представлены результаты расчёта нормированной корреляционной функции флуктуаций интенсивности фундаментального бessel-гауссова пучка. Обращает на себя внимание относительно слабая чувствительность нормированной корреляционной функции к величине параметра бесселева пучка. Таким образом, хотя значения дисперсий флуктуаций интенсивности фундаментального бessel-гауссова и гауссова пучков значительно разнятся, корреляционные функции в этих случаях оказываются достаточно близки. Можно заключить из этого, что пространственные структуры флуктуаций в двух этих случаях очень похожи, отличаются, в основном, только интенсивности флуктуационных процессов.

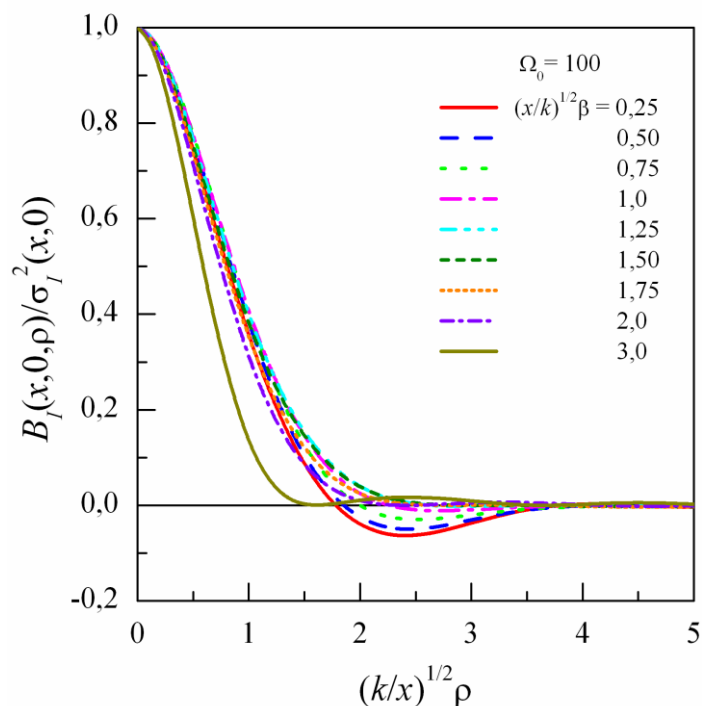


Рисунок 3 — Нормированная корреляционная функция флуктуаций интенсивности фундаментального бessel-гауссова пучка (вблизи оптической оси пучка)

Проведённое рассмотрение позволило оценить область значений параметров пучка для которых наблюдается относительное ослабление флуктуаций интенсивности фундаментального бessel-гауссова оптического пучка при распространении в турбулентной атмосфере по сравнению с флуктуациями интенсивности гауссова оптического пучка.

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

1. Eyyuboglu H.T., Baykal Y., Sermutlu E., Cai Y. Scintillation advantages of lowest order Bessel-Gaussian beams // Appl. Phys. B. 2008. V. 92. N 2. P. 229-235.

2. Eyyuboglu H.T., Sermutlu E., Baykal Y., Cai Y., Korotkova O. Intensity fluctuations in  $J$ -Bessel-Gaussian beams of all orders propagating in turbulent atmosphere // Appl. Phys. B. 2008. V. 93. N 2-3. P. 605-611.

3. Eyyuboglu H.T. Concept of area scintillation // Appl. Phys. B. 2009. V. 96. N 2-3. P. 301-308.

4. Eyyuboglu H.T., Baykal Y., Sermutlu E., Korotkova O., Cai Y. Scintillation index of modified Bessel-Gaussian beams propagating in turbulent media // J. Opt. Soc. Amer. A. 2009. V. 26. N 2. P. 387-394.

5. Eyyuboglu H.T. Area scintillations of Bessel-Gaussian and modified Bessel-Gaussian beams of zeroth order // Appl. Phys. B. 2010. V. 98. N 1. P. 203-210.

6. Лукин И.П. Флуктуации бесселева пучка в случайно-неоднородной среде // Изв. ТПУ. 2010. Т. 316. № 2. С. 63-67.

7. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.

# ВЛИЯНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИЕМНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ НА ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ВЕТРА КОРРЕЛЯЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Дудоров В.В., Еремина А.С.

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

[dvv@iao.ru](mailto:dvv@iao.ru), [an.s.eremina@gmail.com](mailto:an.s.eremina@gmail.com)

Ключевые слова: скорость ветра, турбулентность, оптические изображения.

На основе численного моделирования исследовано влияния размеров приемной апертуры и разрешения фотоприемной матрицы на точность измерения поперечной скорости ветра на основе корреляционного анализа турбулентных искажений в оптических изображениях. Определены оптимальные характеристики приемной оптической системы (видеокамеры), необходимой для реализации метода пассивного определения поперечной скорости ветра.

# МОНИТОРИНГОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КРАЙНЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ФОНА НА ГОРНОМ АЛТАЕ В СЕЗОННО-СУТОЧНОМ ЦИКЛЕ НАБЛЮДЕНИЙ

<sup>1</sup>Гвоздарев А.Ю., <sup>2</sup>Колмаков А.А., <sup>1</sup>Кудин Д.В., <sup>1</sup>Учайкин Е.О., <sup>2</sup>Цюпа И.Ю.

<sup>1</sup> Горно-Алтайский государственный университет, г. Горно-Алтайск, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

e-mail: gvozdarev@ngs.ru, kolmakov@mail.tsu.ru, ensase@mail.ru, evgeniy\_uch@mail.ru,

tsyupaigor@mail.ru

Ключевые слова: резонатор Земля–ионосфера, электромагнитный фон, шумановские резонансы.

В работе представлены результаты трехлетних мониторинговых исследований магнитной составляющей ЭМ–фона на Горном Алтае в сезонно-суточном цикле наблюдений. Описаны вариации резонансных частот и амплитуд первых трех мод шумановских резонансов.

В резонаторе Земля–ионосфера, возбуждаемом мировыми центрами грозовой активности, в результате интерференции электромагнитных волн крайне низкочастотного диапазона (до 30 Гц) возникает глобальное явление, называемое шумановскими резонансами (ШР) [1], по имени первооткрывателя теоретика – В.О. Шумана [2]. Длина рядов экспериментальных данных, полученных на территории Горного Алтая в измерительном пункте «Байгазан» к настоящему времени близка к трем годам. Целью работы является общий анализ вариаций основных характеристик параметров ШР на Горном Алтае с учетом мирового времени и сезона года.

На магнитной станции «Байгазан» использовался индукционный магнитометр разработки лаборатории робототехники ГАГУ на базе индукционных датчиков ИНТ-1 [3], при помощи которых осуществлялась цифровая регистрация двух ортогональных компонент магнитной индукции электромагнитного поля:  $V_x$  и  $V_y$  (частота дискретизации АЦП – 100 Гц). Обработка данных проводилась по методике, принятой в НИ ТГУ [4]. Для каждой компоненты индукции поля во временном окне длительностью 10 с (спектральное разрешение – 0,1 Гц) посредством дискретного преобразования Фурье рассчитываются амплитудные спектры  $V_x(f)$  и  $V_y(f)$  и далее определяются значения модуля горизонтальной компоненты  $V_{xy}(f)$ . Путем усреднения динамических спектров на трехминутных интервалах (по ансамблю из 18 реализаций) далее определялись основные спектральные характеристики шумановских резонансов, а именно амплитуды и резонансные частоты ( $A_j$ , и  $f_j$ ) первых трех мод ( $j = 1..3$ ).

Проводимая статистическая обработка позволила вычислить среднемесячные значения частот и амплитуд ШР трех резонансных мод за период с 2016 по 2018 год. Для всех трех мод



ШР у их амплитуд наблюдался явно выраженный сезонный ход с максимумом в летние месяцы и минимумом – в зимние [4]. При этом летние среднемесячные максимумы в  $\sim 1.85$  выше зимних минимумов. Наблюдения показали, что кроме выраженных сезонных вариаций имеют место вариации резонансных параметров с масштабами порядка суток и менее (12 часов, 8 часов и т.д.). Сезонно-суточное распределение амплитуд ( $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ ) первых трех мод на Алтае представлено на рисунке 1, здесь месяц с номером 1 – январь 2016.

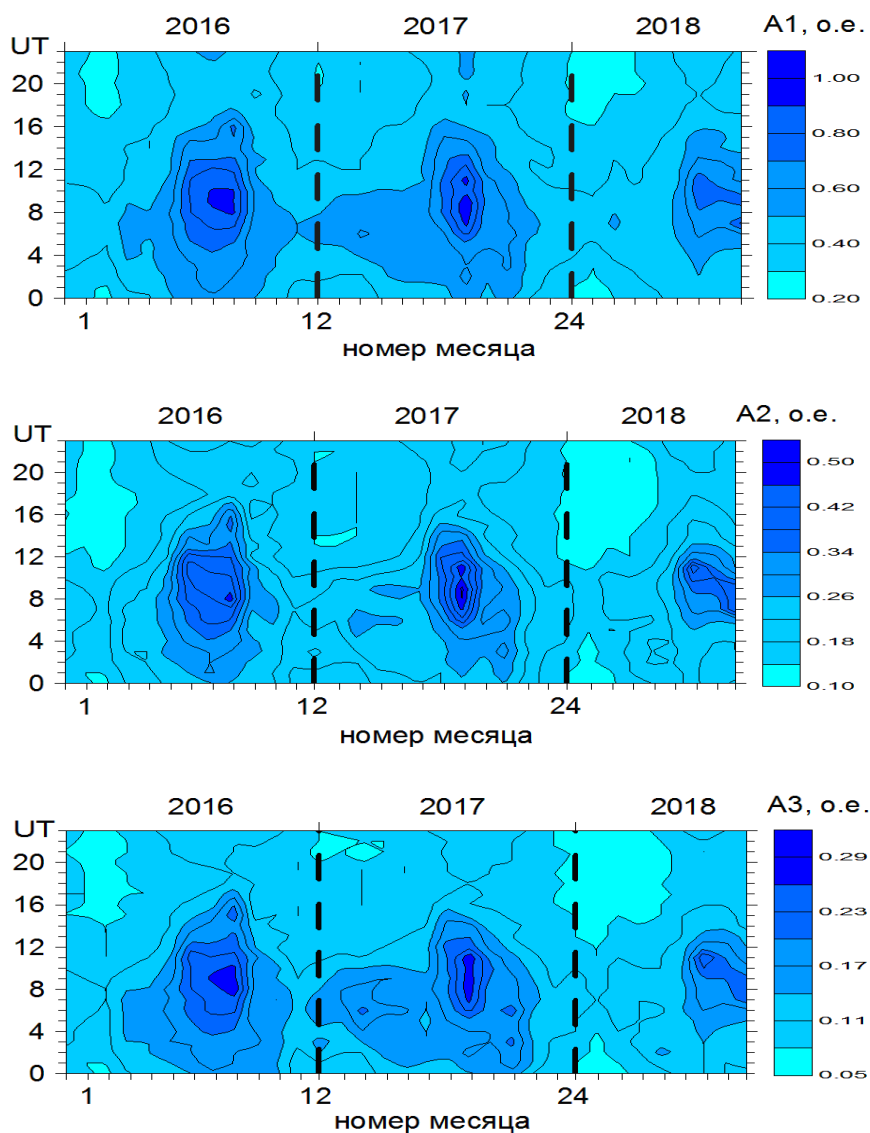


Рисунок 1 — сезонно-суточные распределения амплитуд первых трех мод ШР на Байгазане за период с 2016 г. по 2018 г.

На рисунке 2 приведено сезонно-суточное распределение частот трех мод ШР на Байгазане за трехлетний период. Для частоты первой моды ШР в сезонно-суточном ходе локальные минимумы наблюдаются: 1) в марте в  $\sim 08$  UT и  $\sim 18-20$  UT, 2) июле–августе в  $\sim 08$

UT. Локальные максимумы регулярно присутствуют: 1) в феврале в ~13 UT, 2) апреле–мае в ~13 UT и ~20 UT и 3) декабре в 13–15 UT. В целом не смотря на то, что экстремумы год от года сохраняют свою привязку ко времени, имеет место общее среднее уменьшение частоты первой моды на всем интервале наблюдений.

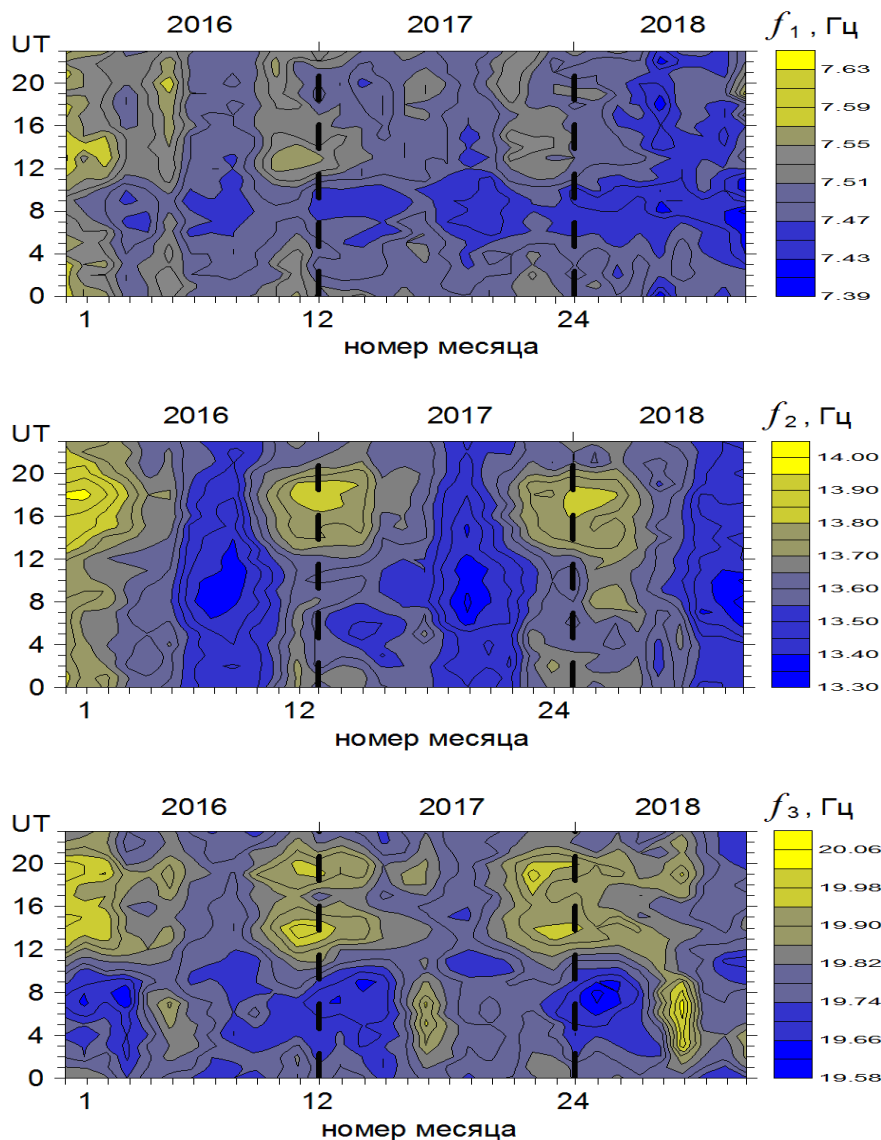


Рисунок 2 — сезонно-суточные распределения частот первых трех мод ШР на Байгазане за период с 2016 г. по 2018 г.

У второй моды (рис. 2) резонансная частота в среднем также претерпела уменьшение на всем интервале наблюдений, но менее значительное, чем частоты первой моды. Положение локальных экстремумов отличается от поведения  $f_1$  и  $f_3$ . Так в сезонно-суточном ходе локальные минимумы наблюдаются: 1) в июле–августе в 09–10 UT, 2) феврале ~04 UT. Локальные максимумы регулярно присутствуют в декабре–январе в ~00 UT и ~17 UT.

Для частоты третьей моды ШР в сезонно-суточном ходе локальные минимумы наблюдаются: 1) в январе-марте в 05–06 UT, 2) апреле ~22 UT и 3) июле в ~10 UT. Локальные максимумы регулярно присутствуют: 1) в апреле в ~19 UT, 2) мае в 04–07 UT, 3) октябре ~19–20 UT и 4) ноябре–декабре в ~14 UT. Отметим рост величины майских максимумов частоты третьей моды и одновременное уменьшение августовских минимумов этого параметра.

Приведем объяснение обнаруженным экспериментальным феноменам. В виду того, что планетарные очаги грозовой активности смещаются в летнее полушарие Земли, как следствие происходит их приближение к месту измерений («Байгазан») в период июнь–август. Это приводит к росту уровня магнитной индукции в широкой полосе частот, также увеличиваются и амплитудные значения мод ШР.

В сезонно–суточном ходе локальные зимние минимумы примерно в пять раз ниже летних локальных максимумов. При этом в сезонном ходе (без учета суточной динамики) летние среднемесячные максимумы только в ~1.85 выше зимних минимумов, что однозначно объясняется большим сглаживанием при увеличении набора усредняемых данных.

В целом не смотря на то, что экстремумы сезонно-суточного распределения частоты первой моды ШР год от года сохраняют свою привязку ко времени, имеет место среднее уменьшение их величины на всем интервале наблюдений. Этот факт по нашему мнению обусловлен солнечной активностью, оказывающей влияние на верхнюю стенку резонатора – нижнюю ионосферу Земли.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-45-040202 р\_а.

1. *Bliokh P.V., Nikolaenko A.P., Filippov, Y.F.*, Global electromagnetic resonances in the Earth–ionosphere cavity, Kiev: « Naukova Dumka Press », 1977. с. 199.

2. *Schumann W.O.*, Über die strahlungslosen Eigenschwingungen einer leitenden Kugel, die von einer Luftschicht und einer Ionosphären Hülle umgeben ist. Zeitschrift für Natur-Forschung. №7a 1952. P. 149-154.

3. *Учайкин Е.О. Кудин Д.В., Гвоздарев А.Ю.* Разработка индукционного магнитометра на основе датчика ИНТ-1 и результаты мониторинга на магнитной станции Байгазан // Взаимодействие полей и излучения с веществом: Труды Международной Байкальской молодежной научной школы по фундаментальной физике и конференции молодых ученых. 2015. С. 267-268. *Зуев В.В.* Сибирская лидарная станция – уникальный экспериментальный комплекс для дистанционных исследований атмосферы // Оптика атмосферы и океана. 2000. Т.13. №1. С.94-99.

4. *Колесник С.А., Колмаков А.А., Недосеков Д.А., Шошин Е.Л.* Вариации спектральных характеристик шумановских резонансов по данным многолетних магнитных измерений в Томске // Изв. вузов. Физика. – 2016. Т.59. №12/2. С.181-184.

ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕНИ ЭКСПОЗИЦИИ НА СТЕПЕНЬ АНИЗОПЛАНАТИЗМА  
ТУРБУЛЕНТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, СФОРМИРОВАННЫХ  
ОДНО- И МНОГОАПЕРТУРНЫМИ СИСТЕМАМИ

Дудоров В.В., Еремина А.С.

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

[dvv@iao.ru](mailto:dvv@iao.ru), [an.s.eremina@gmail.com](mailto:an.s.eremina@gmail.com)

Ключевые слова: оптические изображения, многоапертурные системы наблюдения, турбулентная атмосфера.

В работе проанализирована эффективность восстановления искаженных атмосферной турбулентностью изображений, сформированных одноапертурными и многоапертурными системами. На основе численного моделирования показано, что использование многоапертурных систем наблюдения для компьютерной коррекции атмосферных искажений в условиях анизопланатизма позволяет существенно сократить время экспозиции. При этом основные искажения хорошо корректируются при синтезировании изображений за время короткой экспозиции, соответствующей случаю «замороженной» турбулентной среды. Для коррекции остаточных мелкомасштабных искажений требуется время на порядок меньше, чем в случае синтезирования длинноэкспозиционных изображений с помощью одноапертурной системы наблюдения.

## ПРОГРАММНОЕ И ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ТЕМАТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ РОССИЙСКИХ СПУТНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Белов В.В., Гриднев Ю.В., Зимовая А.В., Тарасенков М.В., Энгель М.В.

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

e-mail: [belov@iao.ru](mailto:belov@iao.ru), [yuri@iao.ru](mailto:yuri@iao.ru), [avk@iao.ru](mailto:avk@iao.ru), [tmv@iao.ru](mailto:tmv@iao.ru), [angel@iao.ru](mailto:angel@iao.ru),

Ключевые слова: спутниковые данные, статистическое моделирование, атмосферная коррекция.

В работе представлены результаты работы по созданию программного обеспечения тематической обработки данных некоторых российских спутниковых систем, созданного на основе алгоритма атмосферной коррекции, разработанного в ИОА СО РАН. Программный комплекс позволяет восстанавливать коэффициенты отражения земной поверхности с использованием RTM-алгоритма атмосферной коррекции в видимом и ближнем ИК-диапазоне в приближении однородной поверхности. В состав программного обеспечения входят конверторы для чтения и распаковки входных форматов спутниковых данных и сопутствующих метаданных, модуль атмосферной коррекции, вспомогательный модуль для создания модели атмосферы. Атмосферная коррекция включает процедуры статистического моделирования освещенности земной поверхности; расчеты сферического альbedo атмосферы, интенсивности излучения, не взаимодействовавшего с земной поверхностью; и интенсивности отраженного поверхностью излучения.

В 2018 году в ИОА СО РАН выполнена работа по созданию программного и информационного обеспечения данных некоторых российских спутниковых приборов ДЗЗ. Разработка велась на основе методических и программных средств атмосферной коррекции, разработанных в ИОА СО РАН [1, 2]. В качестве инструментов разработки использованы свободно распространяемые программные средства.

Цель работы состояла в создании программного комплекса, предназначенного для восстановления коэффициентов отражения земной поверхности на основе принимаемого спутниковыми приборами оптического излучения. Для решения данной задачи определены следующие функциональные характеристики разрабатываемого программного обеспечения:

- 1) расшифровка данных спутниковых измерений и сопутствующих метаданных, подготовка данных к расчетам, запись результатов расчетов в стандартный формат;
- 2) формирование оптической модели атмосферы;
- 3) расчет потоков излучения, формирующего принимаемое спутниковым прибором излучение;
- 4) проведение атмосферной коррекции.

Функциональные характеристики реализованы через создание набора модулей. Модуль подготовки данных представляет собой конвертор для чтения и записи исходных данных и

результатов расчетов в формат GeoTIFF [3], преимущественно используемый для хранения данных измерений российских спутниковых приборов и метаданных. Данный формат обеспечивает возможность использования стандартных программных средств для просмотра и анализа полученных результатов (например, ENVI). Конвертор разработан на основе пакета GDAL [4] и имеет интерфейс для использования совместно с модулями, созданными на языках Python, C и Fortran.

При расчете атмосферных корректирующих поправок необходимо использовать информацию о состоянии атмосферы в момент проведения измерений, а также аппаратные характеристики приборов. Эти данные записываются в оптическую модель атмосферы, для генерации которой разработана отдельная программа. Модель атмосферы формируется для данных каждого канала спутникового прибора и включает в себя следующие величины: солнечную постоянную, профили коэффициентов аэрозольного и молекулярного ослабления и рассеяния и индикатрисы рассеяния для 32 слоев атмосферы в диапазоне высот от 0 до 100 км.

Исходными данными для построения оптической модели являются длина волны излучения центра  $\lambda$ , ширина  $\Delta\lambda$  и аппаратная функция канала регистрирующей аппаратуры, аэрозольная оптическая толщина атмосферы при  $\lambda = 0.47, 0.55$  и  $0.66$  мкм, общее содержание озона, приземное давление, общее содержание водяного пара, вертикальный профиль температуры.

Для формирования моделей оптических свойств атмосферы в момент наблюдения (или близкий к нему) в программе используются данные о солнечных постоянных, спектрах поглощения  $O_2$ ,  $O_3$ ,  $H_2O$ , аэрозольные модели LOWTRAN-7 [5], общее содержание водяного пара, общее содержание озона и данные о коэффициентах молекулярного рассеяния воздуха при нормальных условиях. В качестве источников информации об атмосферных параметрах по технологии, разработанной в ИОА СО РАН [6], применяются данные измерений спектрорадиометра MODIS. В качестве альтернативы могут употребляться результаты наземных измерений. Сформированные таким образом модели оптических свойств атмосферы используются при расчетах атмосферных корректирующих поправок.

Модуль расчета этих величин представляет собой набор отдельных программ, реализованных на языке Fortran. Расчеты осуществляются методом Монте-Карло с помощью алгоритмов, учитывающих сферичность атмосферы [7, 8]. В данной версии программного обеспечения выполняется статистическое моделирование освещенности земной поверхности; осуществляются расчеты сферического альbedo атмосферы, интенсивности излучения, не взаимодействовавшего с земной поверхностью, и интенсивности отраженного поверхностью излучения. Атмосферная коррекция выполняется с учетом рассчитанных поправок.

Последовательность обработки данных и вызов конверторов и расчетных модулей задаются при работе управляющего модуля, реализованного на языке Python. Представленное программное обеспечение предназначено для работы в операционной системе Linux. Разработка и тестирование работы программного комплекса производилась в среде операционной системы openSUSE leap 42.3. Схема работы программного комплекса приведена на рисунке 1.

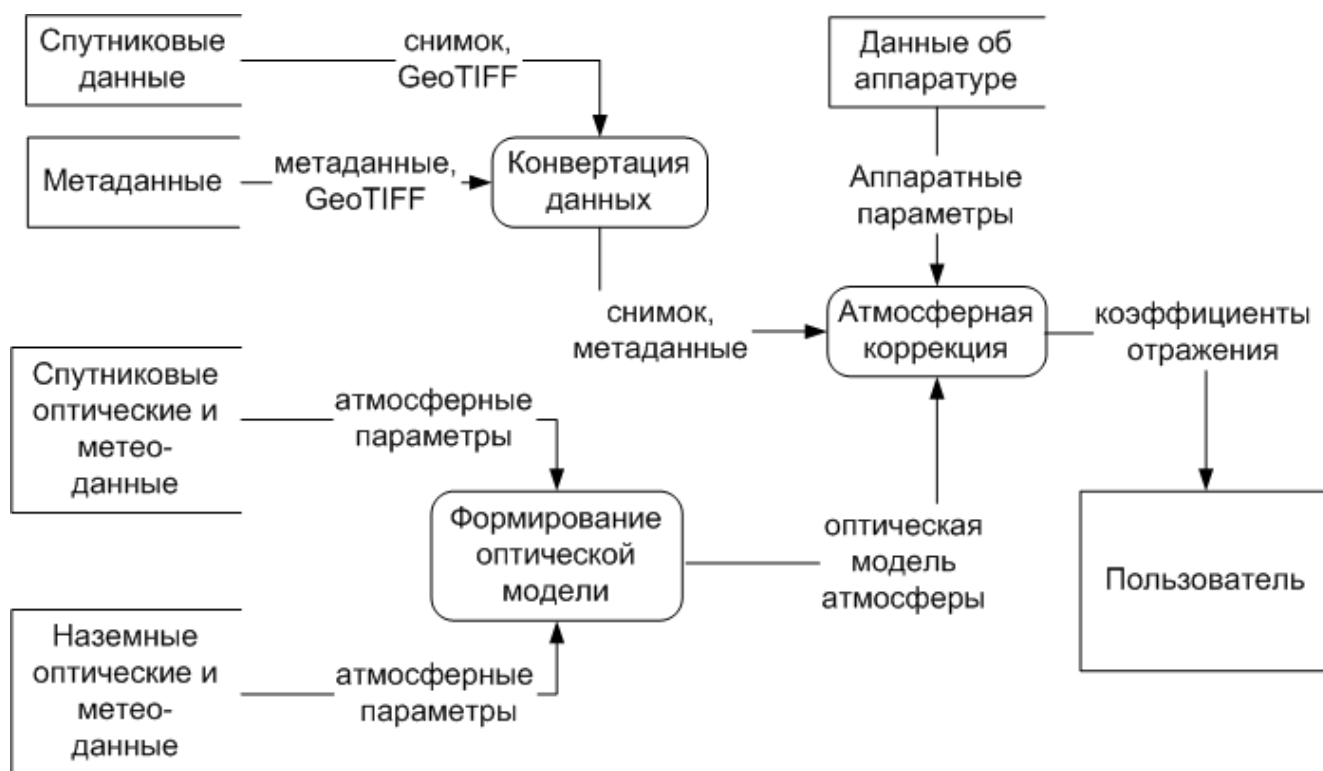


Рисунок 1 — Схема работы программного комплекса

Описанное программное обеспечение предназначено для восстановления коэффициентов отражения (альбедо) земной поверхности по спутниковым измерениям световых потоков отечественными приборами Сангур и ГСА спутника Ресурс-П и КМСС спутника Метеор-М. В первой версии данного программного комплекса для каждого из приборов разработан отдельный управляющий модуль, что связано с недостаточной стандартизацией форматов спутниковых данных и метаданных.

Дальнейшее развитие представленного программного комплекса тематической обработки данных российских спутниковых приборов предполагается вести в следующих направлениях:

1. Включение дополнительных расчетных модулей, обеспечивающих расчеты корректирующих атмосферных поправок.

2. Увеличение быстродействия расчетов за счет использования технологий параллельного программирования.
3. Включение генератора оптических моделей атмосферы в состав комплекса. Использование в составе комплекса сетевых источников данных, необходимых для формирования оптических моделей атмосферы.
4. Развитие интерфейсной части комплекса. Создание средств визуализации и анализа спутниковых изображений.
5. Увеличение номенклатуры спутниковых приборов, данные которых можно обрабатывать с помощью предлагаемого программного обеспечения.

1. Белов В.В., Тарасенков М.В. О точности и быстродействии RTM-алгоритмов атмосферной коррекции спутниковых изображений в видимом и УФ-диапазонах. // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 07. С. 564-571.

2. Тарасенков М.В., Белов В.В. Комплекс программ восстановления отражательных свойств земной поверхности в видимом и УФ-диапазонах. // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 07. С. 622-627.

3. GeoTIFF [Электронный ресурс]. URL: <https://trac.osgeo.org/geotiff/>

4. GDAL - Geospatial Data Abstraction Library [Электронный ресурс]. URL: <https://www.gdal.org>

5. Kneizys F.X., Shettle E.P., Anderson G.P., Abreu L.W., Chetwynd J.H., Selby J.E.A., Clough S.A., Gallery W.O. User Guide to LOWTRAN-7. ARGL-TR-86-0177. ERP 1010. Hansom AFB. MA 01731, 1988. 137 p.

6. Афонин С.В. К вопросу о применимости восстановленных из космоса метеоданных MODIS для атмосферной коррекции спутниковых ИК измерений // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т.23. № 8. С. 684-688.

7. 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.

8. Белов В.В., Тарасенков М.В. Статистическое моделирование интенсивности световых потоков, отраженных сферической земной поверхностью. // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. № 01. С. 14-20.



# ОСОБЕННОСТИ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ВОЗДУХА ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ ОБЪЕКТОВ РАЗНОГО ТИПА

Дудоров В.В., Еремина А.С.

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

[dvv@iao.ru](mailto:dvv@iao.ru), [an.s.eremina@gmail.com](mailto:an.s.eremina@gmail.com)

Ключевые слова: скорость ветра, турбулентность, оптические изображения.

На основе обработки видеорядов изображений объектов (наблюдаемых сцен) разного типа определены способы фильтрации структуры объекта, позволяющие визуализировать турбулентные неоднородности воздуха на трассе наблюдения. Показано, что в реальных условиях наблюдения для определения скорости смещения турбулентных неоднородностей воздуха необходимо учитывать не только местоположение слоя неоднородностей между приемной оптической системой и наблюдаемым объектом, но и геометрические характеристики элементов самого наблюдаемого объекта.

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ПО ОБРАБОТКЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ  
ДЛЯ ЗАДАЧ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ВЕТРА И КОРРЕКЦИИ  
ТУРБУЛЕНТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ

Дудоров В.В., Еремина А.С., Шестаков С.О.

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

[dvv@iao.ru](mailto:dvv@iao.ru), [an.s.eremina@gmail.com](mailto:an.s.eremina@gmail.com)

Ключевые слова: многоапертурные системы наблюдения, скорость ветра, турбулентность.

В среде программирования C++ разработан программный комплекс, реализующий прием и обработку видеоизображений с частотой до 200 Гц в режиме реального времени. Для задач восстановления искаженного турбулентными неоднородностями воздуха изображения, а также визуализации турбулентных неоднородностей и определения скорости их смещения на основе корреляционного анализа изображений реализован алгоритм на основе использования графических процессоров. Продемонстрирована коррекция изображений в условиях анизопланатизма искажений, а также восстановление скорости поперечного ветра на коротких атмосферных трассах.

# СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОУМ ВИХРЕВОГО ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ АДАПТИВНОЙ ФАЗОВОЙ КОРРЕКЦИИ

В.В. Дудоров, В.В. Колосов

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

[dvv@iao.ru](mailto:dvv@iao.ru), [kvv@iao.ru](mailto:kvv@iao.ru)

Ключевые слова: турбулентная атмосфера, вихревые пучки, орбитальный угловой момент, адаптивная оптика.

На основе численного моделирования исследуется влияние адаптивной фазовой коррекции на характеристики вихревых лазерных пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере. В работе проанализировано влияние размеров и типа опорных источников излучения на эффективность коррекции турбулентных искажений вихревых пучков с разным значением ОУМ.

# ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КРИПТОГРАФИЧЕСКОГО КЛЮЧА ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ АДАПТИВНОЙ ОПТИКИ

В.В. Дудоров, В.В. Колосов

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

[dvv@iao.ru](mailto:dvv@iao.ru), [kvv@iao.ru](mailto:kvv@iao.ru)

Ключевые слова: лазерные системы связи, турбулентная атмосфера, корреляция сигналов, криптографический ключ, адаптивная оптика.

На основе численного моделирования исследуется влияние адаптивной фазовой коррекции на эффективность формирования криптографического ключа турбулентным потоком воздуха в сопряженных приемо-передающих лазерных системах. В работе проанализированы зависимости степени корреляций сигналов на приемо-передающих апертурах от протяженности трассы, диаметров излучающих апертур и длины волны излучения в условиях использования методов адаптивной коррекции.

# ФОРМИРОВАНИЕ КРИПТОГРАФИЧЕСКОГО КЛЮЧА ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА В СОПРЯЖЕННЫХ ПРИЕМО-ПЕРЕДАЮЩИХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМАХ

В.П. Аксенов<sup>1</sup>, В.В. Дудоров<sup>1</sup>, В.В. Колосов<sup>1</sup>, М.Е. Левицкий<sup>2</sup>,  
Т.Д. Петухов<sup>1</sup>, Ч.Е. Погуца<sup>1</sup>, Е.С. Абрамова<sup>3</sup>.

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

<sup>2</sup>АО НВП «Топаз», г. Томск, Россия

<sup>3</sup>Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики,  
г. Новосибирск, Россия

[dvv@iao.ru](mailto:dvv@iao.ru), [kvv@iao.ru](mailto:kvv@iao.ru), [top@iao.ru](mailto:top@iao.ru), [smileedition@gmail.com](mailto:smileedition@gmail.com), [pce@iao.ru](mailto:pce@iao.ru)

Ключевые слова: лазерные системы связи, турбулентная атмосфера, корреляция сигналов, криптографический ключ.

Стойкость методов защиты информации с использованием односторонних математических функций базируется на алгоритмической сложности их взлома для современных компьютеров. Появление квантовых компьютеров достаточной мощности кардинально изменит ситуацию. Поэтому в настоящее время остро встает вопрос о разработке методов распределения ключей на новых принципах. К таким методам относится квантовая криптография и криптография на основе стохастических физических процессов. В оптическом диапазоне используется случайность принимаемой мощности излучения, вызванная атмосферной турбулентностью. В докладе приводятся результаты численного моделирования и лабораторных экспериментов по исследованию зависимости степени корреляций сигналов на приеме-передающих апертурах от протяженности трассы, диаметров излучающих апертур и длины волны излучения. Выполнены оценки вероятностей ошибок при формировании криптографических ключей.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ШУМАНОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ НА ГОРНОМ АЛТАЕ И ТОМСКОЙ ОБЛАСТИ  
ЗА ПЕРИОД С 2016 ПО 2018 ГОД

<sup>1</sup>Гвоздарев А.Ю., <sup>1</sup>Учайкин Е.О., <sup>2</sup>Колмаков А.А., <sup>2</sup>Цюпа И.Ю., <sup>2</sup>Колесник С.А.

<sup>1</sup>Алтайский государственный университет, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия

В работе приводятся результаты сравнительного анализ спектральных характеристик шумановских резонансов на Горном Алтае и Томской области за период с 2016 по 2018 год.

# ВЛИЯНИЕ ДВУКРАТНОГО РАССЕЙНИЯ НА РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ БАТИМЕТРИИ

А.А. Сущенко<sup>1,2</sup>, Е.Р. Лю<sup>1</sup>, В.А. Кан<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

<sup>2</sup>Институт прикладной математики ДВО РАН, Владивосток, Россия

e-mail: [sushchenko.aa@dvfu.ru](mailto:sushchenko.aa@dvfu.ru), [kan.va@inbox.ru](mailto:kan.va@inbox.ru), [elizavetarobertovna@gmail.com](mailto:elizavetarobertovna@gmail.com)

Ключевые слова: уравнение переноса излучения, гидролокатор бокового обзора, двукратное рассеяние сигнала, батиметрия, диффузное отражение.

Аннотация: Исследуется задача батиметрии с использованием гидролокаторов бокового обзора (ГБО). На основе кинетической модели распространения акустического сигнала во флуктуирующей среде сформулирована обратная задача, заключающаяся в нахождении функции, описывающей отклонения уровня дна водных бассейнов от средней заданной горизонтальной плоскости. В приближении двукратного донного рассеяния и некоторых допущениях на диаграмму направленности приемной антенны получено решение прямой задачи. В качестве решения обратной задачи (батиметрии) получено нелинейное дифференциальное уравнение для функции, описывающей отклонение рельефа морского дна. Проведен численный анализ решения задачи батиметрии и исследовано влияние двукратно рассеянного сигнала на восстановление батиметрической функции.

## **Введение.**

Задача батиметрии представляет собой изучение рельефа водных бассейнов и направлена на исследование морфологии морского дна, мониторинг экологического состояния водных ресурсов и построение трехмерной модели-карты высот. На практике батиметрия океана, как правило, основана на гидролокации морского дна многолучевым сонаром или интерферометром. Под задачей батиметрии будем понимать определение функции, описывающей отклонение рельефа морского дна от некоторой заданной глубины (горизонтального уровня). В настоящее время наибольшую популярность получили автономные необитаемые подводные аппараты, на борту которых установлен гидролокатор бокового обзора. Действие ГБО основано на периодическом излучении импульсных звуковых посылок и детектировании отраженных эхосигналов от удаленных участков морского дна. На основе принятого сигнала, формируется акустическое изображение по обоим бортам подводного аппарата. Как следует из обзора, проведенного в статье [1], основная модель восстановления рельефа основана на приближении однократного рассеяния, которая, очевидно, не учитывает ошибку, вносимую многократным переотражением [2]. В работе предлагается анализ влияния двукратного рассеяния на восстановление карты высот морского дна при эхолокационной съемке ГБО.

## **1. Математическая модель**

Процесс распространения акустического излучения описывается уравнением переноса [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  $\mu$  и  $\sigma$  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.

Будем предполагать, что функция  $J$  описывает точечный изотропный источник звука:

$$J(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = J_0 \delta(\mathbf{r}) \delta(t),$$

где  $\delta$  – 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:

$$I|_{t < 0} = 0, \quad (2)$$

$$I(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = 2 \sigma_d \int_{\Omega_+(\mathbf{y})} |\mathbf{n}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{k}'| I(\mathbf{r}, \mathbf{k}', t) d\mathbf{k}', \quad \mathbf{r} \in \gamma, \mathbf{k} \in \Omega_-(\mathbf{r}), \quad (3)$$

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  $\partial G$ ,  $\sigma_d$  – коэффициент донного рассеяния. Задача (1) – (3) представляет собой начально-краевую задачу для определения функции  $I$  при заданных  $\mu, \sigma, J, \sigma_d$ .

Введем дополнительное условие на носителе приемной антенны, который сосредоточен в точке  $\mathbf{O} = (0,0)$  начала координат:

$$\int_{\Omega_+(\mathbf{y})} S^{\pm}(\mathbf{k}) I|_{\Gamma^{\pm}}(\mathbf{O}, \mathbf{k}, t) d\mathbf{k} = I^{\pm}(t). \quad (4)$$

Здесь,  $S^{\pm}(\mathbf{k})$  при  $\mathbf{k} \in \{\mathbf{k} \in \Omega: \text{sgn}(k_1) = \pm 1\}$  характеризует диаграмму направленности приемной антенны по «правому» и «левому» бортам носителя антенны, соответственно;  $I^{\pm}(t)$  определяют измеряемую суммарную интенсивность слева и справа ГБО;  $I|_{\Gamma^{\pm}}(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} I(\mathbf{r} \pm \epsilon \mathbf{k}, \mathbf{k}, t \pm \epsilon)$ .

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]:



$$I^\pm(t) = X_{[0, \pm\infty]} \frac{8 \sigma_d J_0 \exp(-\mu ct) \left( y_1 u'_{y_1} + l - u(y_1) \right)^2}{c^2 t^3 |u'_{y_1} (l - u(y_1)) - y_1| \sqrt{1 + (u'_{y_1})^2}} +$$

$$4 \sigma_d^2 J_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S^\pm(\mathbf{k}) \frac{\exp(-\mu(|\mathbf{y}| + |\mathbf{z}| + |\mathbf{y} - \mathbf{z}|))}{|\mathbf{y}|^2 |\mathbf{z}|^2} \delta \left( t - \frac{|\mathbf{y}| + |\mathbf{z}| + |\mathbf{y} - \mathbf{z}|}{c} \right) \times$$

$$|\mathbf{n}(\mathbf{y}) \cdot \mathbf{y}| |\mathbf{n}(\mathbf{y}) \cdot \mathbf{z}| \sqrt{1 + (u'_{y_1})^2} \sqrt{1 + (u'_{z_1})^2}, \quad (5)$$

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 ( $I_2$ ).

## 2. Батиметрия океана

В статье [4] авторами было получено решение задачи батиметрии в приближении однократного рассеяния и узкой диаграммы направленности приемной антенны. Получено нелинейное дифференциальное уравнение относительно функции  $u$ , для численного решения которого была построена следующая схема:

$$u'_i = \frac{1}{y_{1,i}} \left( u_{i-1} - l + \sqrt{1 + v_{0,i-1}^2} \sqrt{\frac{I(t_i) c^2 t_i^3 |v_{0,i-1} (l - u_{i-1}) - y_{1,i}|}{8 \sigma_d J_0 \exp(-\mu ct_i)}} \right), \quad (6)$$

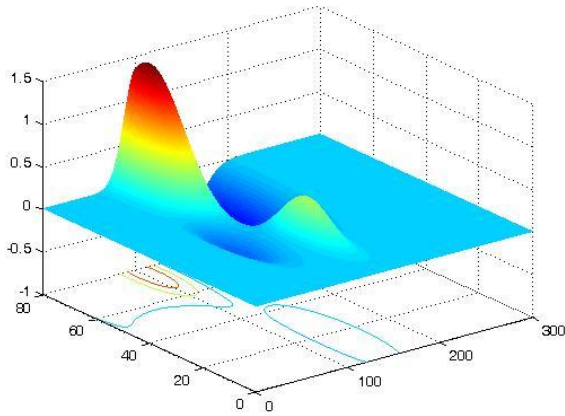
где  $t_i = 2c^{-1}(y_{1,i}^2 + (l - u_{i-1})^2)^{1/2}$ ,  $v_{0,i} = u'_i$  и  $u(0) = 0$ . При построении численного алгоритма в качестве  $v_0$  берется значение  $u'$ , вычисленное в предыдущем узле:  $v_{0,i} = u'_{i-1}$ . Такой подход требует наличия второго начального условия, которое может быть получено путем решения алгебраического уравнения 4-ой степени при использовании начального условия  $u(0) = 0$ .

## 3. Вычислительный эксперимент

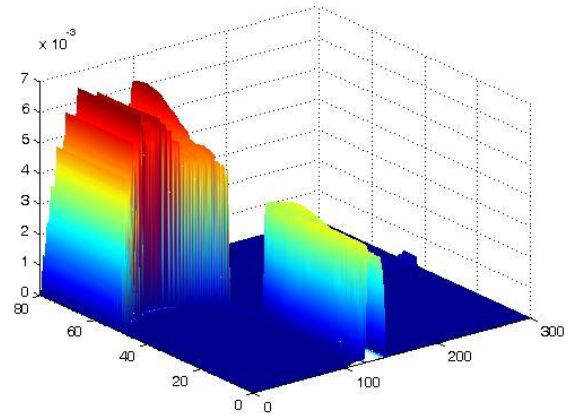
В случае обобщения задачи батиметрии для случая  $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3$ , в приближении узкой диаграммы направленности приемной антенны, задача дистанционного зондирования ГБО, движущимся с постоянной скоростью  $V$  вдоль оси  $r_3 = 0$ , сводится к решению задачи (1) – (3) и решается независимо на каждом интервале зондирования. В представленном эксперименте ГБО движется со скоростью  $V = 1$  м/с, испуская импульсные посылки на дистанции от 0 до 80 м с шагом 0,4 м. Для проведения вычислительного эксперимента в качестве параметров эхолокационного зондирования брались величины из таблицы 1 [4]. Цель эксперимента: определить влияние двукратного рассеяния на восстановление рельефа морского дна.

Таблица 1. Параметры зондирования

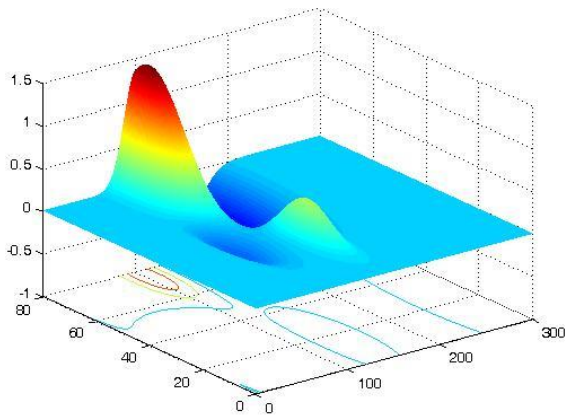
$\mu, [\text{м}^{-1}]$	$\sigma_d$	$c, [\text{м/с}]$	$J_0$	$l, [\text{м}]$	$y_1, [\text{м}]$	$y_3, [\text{м}]$
0.018	1	1500	1	20	[0, 300]	[0, 80]



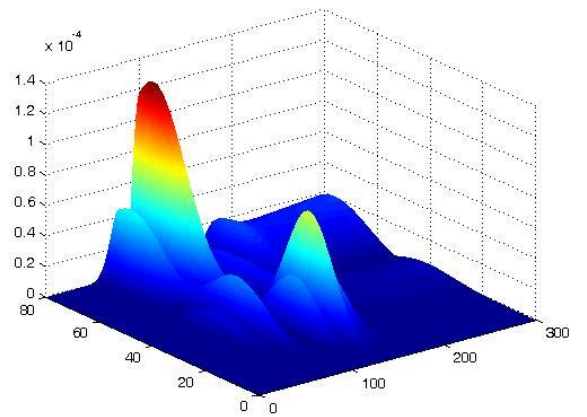
(а)



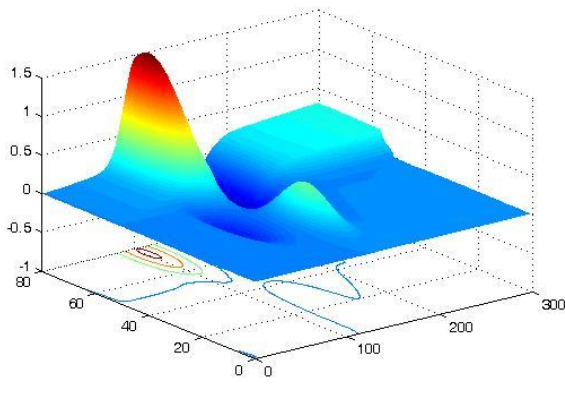
(б)



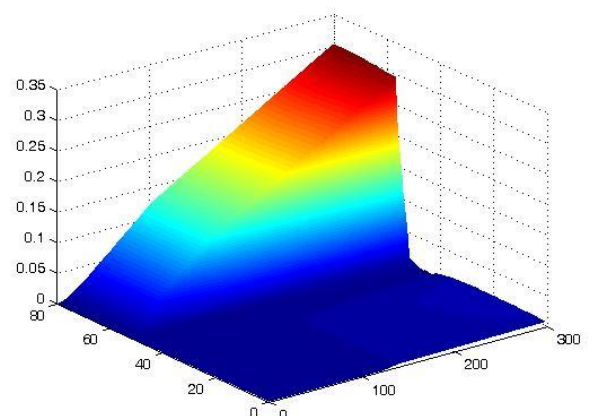
(в)



(г)



(д)



(е)

Рисунок 1 – (а) – точное решение  $u$ ; (б) –  $I_2/I$ ; (в) – восстановленная ф-я  $u$  при  $I = I_1$ ; (г) – ошибка  $\Delta u$  при  $I = I_1$ ; (д) – восстановленная ф-я  $u$  при  $I = I_1 + I_2$ ; (е) –  $\Delta u$  при  $I = I_1 + I_2$ .

На рисунке 1 (а) представлен график точного решения функции  $u$ , на основе которого рассчитывался принимаемый сигнал  $I(t)$  по формуле (5). На рисунке 1 (в), (г) представлен

график восстановленной функции  $u$  по формуле (6) и ошибки  $\Delta u$ , соответственно. В качестве принимаемого сигнала для построения графика 1 (в) брались значения только однократно рассеянного сигнала  $I_1$ , т.е. только первого слагаемого в формуле (5). В качестве численного метода решения дифференциального уравнения (5) был выбран итерационный метод предиктор-корректор с точностью  $1.0E - 15$ . Численная схема (5) содержит линеаризацию производной в правой части ( $v_{0i} = u'_{i-1}$ ), как видно из рисунка 1 (г) максимальная ошибка достигает 0,01%, что говорит о высокой точности численного метода.

На рисунках 1 (д), (е) изображен график восстановленной функции  $u$  и ошибки  $\Delta u$  в случае, когда измеряемый сигнал  $I$  вычислялся по формуле (5) с учетом двукратного рассеяния. Для расчета интеграла в формуле (5) был разработан алгоритм определения траекторий распространения сигнала, соответствующих двукратному отражению от дна. На рисунке 1 (б) изображен график отношения сигналов  $I_2/I$ , показывающий вклад двукратно рассеянного сигнала в общий измеренный сигнал, который не превосходит 0,1 %. Несмотря на столь малый вклад, двукратно рассеянный сигнал существенно влияет на восстановление донной поверхности  $u$ . Ошибка восстановления  $\Delta u$  увеличивается с дальностью зондирования и достигает 0.3 м.

### **Заключение**

Таким образом, авторами было исследовано решение задачи батиметрии при учете двукратно рассеянного сигнала. В предложенных экспериментах двукратно рассеянный сигнал не превосходил 0,1 % в суммарно измеренном ГБО сигнале, но при решении задачи батиметрии ошибка восстановления достигла 20%. Стоит отметить, что данный результат был получен при 100% отражении сигнала от морского дна. В случае частичного отражения (~10%), ошибка уменьшается в 10 раз и составляет ~2%.

### **Благодарности**

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-31-00050.

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.

# ФАЗОВО-СОПРЯЖЕННАЯ АДАПТАЦИЯ СИНГУЛЯРНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА ТУРБУЛЕНТНЫХ ТРАССАХ

Сенников В.А., Коняев П.А., Лукин В.П.

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

[wsen@iao.ru](mailto:wsen@iao.ru)

Ключевые слова: компьютерное моделирование, оптические вихри, атмосферная турбулентность.

Аннотация Методом компьютерного моделирования решается задача оценки искажений сингулярных световых пучков при их распространении в случайно-неоднородной среде. Применяются методы адаптивной фазово-сопряжённой коррекции амплитудно-фазового распределения когерентной волны от опорного источника-бакена. Используется метод расщепления для решения скалярного волнового уравнения распространения и динамический алгоритм симуляции изменяющейся во времени случайной среды, основанный на модели авторегрессии со скользящим средним.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ СИСТЕМ ВИДЕНИЯ

И.Ю.Гендрина, А.И. Давыдова

Научный исследовательский Томский государственный университет

igendrina@bk.ru

Ключевые слова: система видения, статистическое моделирование, статистическая обработка, гармонический анализ, вейвлет-анализ.

Аннотация. В системах видения через атмосферу получено угловое распределение яркости рассеянного излучения для различных условий наблюдения. Расчеты проведены методом Монте-Карло. Статистическая обработка результатов численных экспериментов проведена на основе вейвлет-анализа

Под системой видения [1] понимают схему наблюдения, включающую в себя подстилающую поверхность, «мутную среду» (атмосферу) и оптическое устройство, осуществляющее регистрацию приходящего излучения. Для изучения переноса излучения в таких системах традиционно используется теория систем и теория переноса излучения [1].

В наших предыдущих работах [2,3] был применен один из методов статистического исследования, хорошо зарекомендовавший себя в различных научных областях - корреляционно-регрессионный анализ. В частности, были построены и проанализированы регрессионные зависимости углового распределения яркости от длины волны и геометрических параметров слоя повышенной мутности (например, слоя сплошной облачности). В настоящей работе мы продолжаем анализировать результаты моделирования, применяя аппарат математической статистики. Одним из современных методов исследования различных сигналов и функций является вейвлет-анализ, основанный на представлении изучаемых зависимостей в виде разложения по системе специальных функций – вейвлетов.

В работе представлена попытка интерпретации результатов моделирования систем видения с точки зрения вейвлет-анализа.

1. Зуев В.Е., Белов В. В., Веретенников В. В. Теория систем в оптике дисперсных сред. – Томск: Издательство СО РАН, 1997. – 402 с.
2. Gendrina I.Yu., Kvach A.S. The Monte Carlo method for determining the vision system characteristics.// J. of International Scientific Publication: Education Alternatives. Volume 11, Part 1. ISSN 1313-2571. – Bulgaria, p.236 – 244.
3. Алексеенко М. А., Гендрина И. Ю. Регрессионный анализ результатов имитационного моделирования переноса излучения в системах видения через атмосферу.// Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т.58, №11-2, с. 7-9.

## ТЕСТИРОВАНИЕ АЛГОРИТМА ПРОФИЛИРОВАНИЯ СКОРОСТИ ВЕТРА

Афанасьев А.Л.<sup>1</sup>, Маракасов Д.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск,

e-mail: [afanasiev@iao.ru](mailto:afanasiev@iao.ru), [mda@iao.ru](mailto:mda@iao.ru)

Ключевые слова: скорость ветра, пассивный оптический метод, алгоритм профилирования.

Аннотация. В численных и натуральных экспериментах проведено тестирование алгоритма ветрового профилирования, основанного на взаимном корреляционном анализе турбулентных флуктуаций энергетических центров тяжести бинокулярных видеоизображений удаленных некогерентных источников. Показано, что выбором конфигурации взаимного расположения источников и приемных объективов возможно добиться формирования устойчивой корреляционной функции со смещенным относительно нулевой задержки максимумом. Смещение по величине и направлению согласуется с величиной и направлением турбулентного потока на соответствующем участке трассы.

При решении ряда научных и технических задач возникает потребность в измерении профиля скорости ветра вдоль определенного выделенного направления. Необходимость ветрового профилирования возникает при организации оптической связи и локации, при изучении динамики ветровых полей, при решении вопросов авиабезопасности, при выработке поправок компенсирующих ветровой снос боеприпасов при стрельбе и других задачах. Использование для этих целей измерителей контактного типа (механических и акустических анемометров) малоэффективно и принципиально не всегда применимо. В настоящее время наиболее перспективным направлением является разработка оптических методов ветрового профилирования. Оптические методы обладают дистанционностью, оперативностью, возможностью использования на протяженных трассах в различных атмосферных условиях в режиме реального времени. Среди оптических методов определенными достоинствами обладают пассивные методы зондирования, использующие турбулентные флуктуации оптического излучения, отраженного окружающими объектами при естественном солнечном освещении. В докладе представлены результаты тестирования в численных и натуральных экспериментах корреляционного алгоритма оценки профиля ветра, реализованного при построении макета бинокулярного пассивного оптического измерителя (ПОИ) [1].

Ключевым фактором, позволяющим перейти от измерения интегральной по трассе скорости ветра [1], к оценке скорости ветра на отдельных участках трассы, является организация определенной конфигурации оптических каналов. При реализации схемы профильных измерений приемные объективы в приемной плоскости необходимо разносить под некоторым углом относительно вектора поперечной скорости ветра (т.е. одновременно по

горизонтали и вертикали). При этом соответствующие элементы анализируемого изображения (источники) должны быть также пространственно диагонально разнесены, но в противоположном направлении. Очевидно, что в такой конфигурации расстояние между образованными лучами зрения зависит по величине и направлению от дальности, а ветровой перенос возмущений с одного луча на другой будет возможен только на том участке трассы, где разнос оптических осей каналов параллелен вектору скорости ветра. Оценка ветра на этом участке будет определяться отношением данного разноса ко времени задержки максимума взаимной корреляционной функции (ВКФ) флуктуаций какой-либо интегральной характеристики выбранных участков изображений. В тестируемом алгоритме в качестве рабочей характеристики был использован энергетический центр тяжести (ЭЦТ) изображения.

Численный эксперимент выполнен по следующей схеме. На трассе длиной  $L$  распространяется излучение некогерентного источника  $S_1$  и регистрируется в плоскости резкого изображения приемного объектива  $T_1$ . На расстояниях  $z_j, j=1..M$  от источника расположены турбулентные слои, которые моделируются фазовыми экранами. На той же трассе моделируется распространение излучения источника  $S_2$ , смещенного относительно  $S_1$  в поперечной к направлению распространения плоскости. Регистрация изображения источника  $S_2$  осуществляется в плоскости резкого изображения объектива  $T_2$ , который также смещен в поперечной плоскости относительно объектива  $T_1$ . В каждый последующий момент времени выполняется моделирование распространения излучения источников  $S_1$  и  $S_2$  через фазовые экраны, движущиеся с различными скоростями. В плоскости резкого изображения объективов рассчитываются распределения интенсивности излучения и их ЭЦТ. В результате образуются временные ряды смещений ЭЦТ изображений для каждой пары источник-объектив.

Для моделирования распространения излучения точечного источника было использовано тождество

$$\begin{aligned} & \frac{1}{i\lambda\Delta} \int d\mathbf{p} U(z, \mathbf{p}) \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda z} \rho^2 + \frac{i\pi}{\lambda\Delta} (\mathbf{p} - \mathbf{r})^2 \right\} = \\ & = \mu \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda(z+\Delta)} r^2 \right\} \frac{1}{i\lambda\Delta'} \int d\mathbf{p} U(z, \mathbf{p}) \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda\Delta'} (\mathbf{p} - \mu\mathbf{r})^2 \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где слева записан результат распространения поля точечного источника, находящегося в начале координат, из плоскости  $z$  вперед на расстояние  $\Delta$  при наличии возмущений заданных амплитудным множителем  $U(z, \mathbf{p})$ . В правой части – сферическая волна того же источника, пришедшая в плоскость  $z + \Delta$ , а возмущение ее комплексной амплитуды представлено как результат распространения исходного возмущения  $U(z, \mathbf{p})$  на расстояние  $\Delta' = \Delta\mu$  с коэффициентом масштабирования всех пространственных координат  $\mu = z/(z + \Delta)$ .

Моделирование распространения возмущения  $U(z, \rho)$  через смещающиеся фазовые экраны осуществлялось с помощью алгоритма, приведенного в [2]. Объективы задавались с гауссовой функцией пропускания радиусом  $a$ .

При конкретной реализации численного эксперимента на трассе длиной  $L = 100$  м неоднородности моделировались двумя фазовыми экранами на расстояниях  $z_1=30$  м,  $z_2=70$  м. Флуктуации фазы на экранах соответствовали турбулентному слою толщиной 1 м со степенной структурной функцией показателя преломления  $D(r) = C_n^2 r^{2/3}$ . Значение структурной характеристики выбрано равным  $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ , что соответствует режиму слабых флуктуаций интенсивности для данной длины трассы. Радиус приемных диафрагм был принят равным  $a = 2$  см. Моделирование выполнялось на сетке  $512 \times 512$  с шагом в плоскости приемных объективов 2 мм. Горизонтальный разнос источников и приемных объективов был принят одинаковым и равным 10 см, вертикальный разнос объективов был равен 15 см, вертикальный разнос источников  $y_s$  варьировался от 0 до 40 см. Ветровой перенос неоднородностей моделировался горизонтальным смещением фазовых экранов на 1 пиксель за 1 такт по времени вправо для первого экрана и влево для второго.

На рис. 1 представлены корреляционные функции временных рядов смещений ЭЦТ изображений, рассчитанные для двух значений вертикального разноса пар источников, соответствующих заданному положению фазовых экранов.

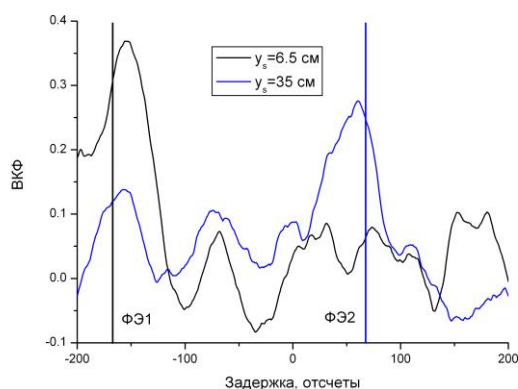


Рисунок 1 – ВКФ смещений ЭЦТ изображений при двух значениях вертикального разноса источников  $y_s$ . Вертикальными линиями показаны задержки, соответствующие заданной скорости экранов.

Из рисунка видно, что положения корреляционных максимумов соответствуют по величине и направлению задержкам, обусловленным заданной при моделировании скоростью смещения фазовых экранов на соответствующей дальности. Т.е. тестируемый алгоритм



профилирования позволяет выделить информацию о скорости переноса неоднородностей на различных участках трассы.

Верификация разработанного алгоритма профилирования также проведена в модельном эксперименте с использованием макета ПОИ. В эксперименте объектом наблюдения служили специальные мишени в виде матрицы контрастных элементов (меток). Длина трассы 80 м.

Фазовый экран, локализованный в конкретной точке трассы, моделировался при помощи искусственного турбулентного потока теплого воздуха в горизонтальном направлении перпендикулярно линии визирования. На всем остальном пространстве между приемными объективами и мишенью регулярный поперечный поток воздуха отсутствовал.

С целью организации системы лучей зрения, пересекающихся на различных дальностях, приемные объективы разносились одновременно в вертикальном и горизонтальном направлениях. В изображениях мишени, формируемых каждым из объективов, осуществлялось выделение определенных участков изображения. Выбор конкретной пары меток обеспечивал горизонтальный разнос между лучами зрения (т.е. разнос, совпадающий с направлением потока) только на конкретной дальности. На остальных дистанциях, наряду с горизонтальным, присутствовал и вертикальный разнос, что приводило к отсутствию вклада данного участка трассы в корреляцию дрожаний. Таким образом, селекция положения анализируемого турбулентного слоя по дальности осуществлялась путем выбора соответствующих пар меток на мишени. В ходе эксперимента оценки скорости поперечного потока производились одновременно на четырех выделенных дистанциях в режиме реального времени. При этом, тепловентилятор, формирующий поперечный турбулентный поток со скоростью  $\sim 1.5$  м/с размещался только на одном из контролируемых участков трассы. Макетом ПОИ устойчиво фиксировалось наличие соответствующего по величине и направлению поперечного воздушного потока именно на данной дистанции. На остальных выделенных участках трассы, где в это время поток отсутствовал, формирование корреляционной функции с устойчивым максимумом не происходило, и скорость переноса не определялась, что является практическим подтверждением работоспособности тестируемого метода профилирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ проект №18-42-700005 р\_а.

1. *Афанасьев А.Л., Банах В.А., Маркасов 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.

2. *Banakh V.A., Falits A.V.* Turbulent statistics of laser beam intensity on ground-to-satellite optical link // Proc. SPIE. Atmospheric and Oceanic Optics. Atmospheric Physics. 2001. V.4678. P. 132-143.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА РЕФРАКЦИИ ГЕОДЕЗИЧЕСКИМ МЕТОДОМ НА КОРОТКОМ БАЗИСЕ В ЗИМНИХ УСЛОВИЯХ

Уставич Г.А., Никонов А.В., Скрипников В.А., Скрипникова М.А.

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, г. Новосибирск, Россия  
e-mail: ystavich@mail.ru, sibte@bk.ru, v.a.skripnikov@ssga.ru, m.a.skripnikova@ssga.ru

Ключевые слова: коэффициент рефракции, тахеометр, тригонометрическое нивелирование

Вертикальная рефракция оказывает влияние на результаты тригонометрического нивелирования. Известно, что в летний период, в близ полуденное время измеренные тахеометром превышения меньше истинных, а угловые ошибки могут достигать 20" и более. В ходе эксперимента на базисе длиной 364 м геодезическим методом был определен коэффициент рефракции в зимних условиях, при высоте визирного луча до 1,6 м. Средний коэффициент составил  $k=+2,3$ , т.е. в зимних условиях измеренные превышения больше истинных значений, а угловая ошибка составила величину +13,5".

## *Введение*

Неоднородность земной атмосферы обуславливает отклонение светового или лазерного луча от его первоначального направления. Под неоднородностью атмосферы понимается неравномерность температуры, давления, влажности или состава газов на пути прохождения светового (лазерного) луча, что вызывает изменение показателя преломления воздушной среды. Из-за непостоянства показателя преломления в различных точках среды световой луч фактически образует кривую с переменной кривизной и кручением. Известно, что главной причиной искривления светового луча в пространстве является существование в приземном слое воздуха градиентов температуры, которым кроме того присущи большие и быстрые колебания в течение суток. В дневное время стратификация в приземной части атмосферы характеризуется отрицательными градиентами температуры, т.е. температура воздуха уменьшается с высотой. Поскольку температура меняется с высотой, то наиболее существенно искривление светового луча в вертикальной плоскости. Угол в вертикальной плоскости, образованный касательной к кривой светового луча в точке наблюдения и прямой, проходящей через эту точку и точку наведения называют углом вертикальной рефракции. Различают также горизонтальную (боковую) рефракцию, но она может оказать ощутимое влияние на результаты геодезических измерений в основном при приближении визирного луча к местным предметам. Например, известны случаи систематического искажения горизонтальных углов при близком прохождении визирного луча к опоре геодезического сигнала или вдоль стены здания, а также при непостоянстве температурного поля, что характерно для измерений в подземных выработках [1].

Результаты одностороннего геометрического или тригонометрического нивелирования подвержены влиянию вертикальной рефракции. С целью исключения, или по крайней мере минимизации этого влияния, выполнять геометрическое нивелирование принято способом из середины, а в тригонометрическом нивелировании измерять превышения между двумя точками в прямом и обратном направлениях. Не всегда имеется возможность выполнения тригонометрического нивелирования в обратном направлении, например, при определении отметок контрольных марок, закрепленных на сооружении с целью контроля его вертикальных деформаций. В подобных случаях принято в результаты одностороннего нивелирования вводить поправку за рефракцию. В общем виде превышение  $h$  из тригонометрического нивелирования определяется по известной формуле

$$h = S \cdot \sin \alpha + i - l + \frac{S^{KM}}{2R^{KM} \cos^2 \alpha} S - \frac{S^{KM}}{2R^{KM} \cos^2 \alpha} S \cdot k, \quad (1)$$

где  $S$  – наклонное расстояние;  $\alpha$  – угол наклона;  $i$  – высота тахеометра;  $l$  – высота визирной цели;  $R$  – радиус Земли (6371 км);  $k$  – коэффициент рефракции.

Четвертое слагаемое формулы (1) является поправкой за кривизну Земли, а пятое слагаемое – поправкой за рефракцию. В практике часто используют коэффициент рефракции  $k = +0,13$ . Данное значение коэффициента получено Гауссом в 1823 г. при измерении Ганноверской дуги и является средним из 28 отдельных определений. Значение коэффициента рефракции, близкое к стандартному значению  $k = +0,13$  было характерно для измерений в сетях триангуляции, т.е. при прохождении визирного луча сравнительно высоко над подстилающей поверхностью. И даже в таком случае значение коэффициента рефракции может колебаться в зависимости от конкретных местных условий (высота визирного луча, длина трассы, время суток, период года и т.д.). Например, при выполнении Гауссом 28 определений коэффициента максимальное значение в серии составило  $+0,208$ , а минимальное  $+0,114$  [2].

При выполнении нивелирования со штатива, в трехметровом приземном слое воздуха, характер вертикальной рефракции принципиально отличается. В этом случае  $k$  может принимать отрицательные значения, что соответствует выпуклому к низу лучу визирования. Причем по абсолютной величине коэффициент рефракции может значительно отличаться от стандартного значения  $+0,13$ . Пожалуй, первым величину влияния рефракции на результаты нивелирования короткими лучами оценил Н.Я. Цингер еще в 1872 г. Превышения, измеряемые в течение дня нивелир-теодолитом со штатива, при длине визирного луча 238 м оказались меньше истинных на величину от 1 до 70 мм, в зависимости от высоты визирования.

Наиболее обширные исследования влияния рефракции на результаты тригонометрического нивелирования при длине визирного луча до 1 км и его прохождении над

разными подстилающими поверхностями были выполнены во второй половине XX века в Львовском политехническом институте. Важным результатом данных исследований является доказательство того, что коэффициент рефракции в течение дня может изменяться в значительных пределах (в конкретном случае от +2,37 до -4,40), причем большую часть дня (в летний период) измеряемые превышения меньше истинных ( $k < 0$ ) [3].

Коэффициент рефракции может быть получен геодезическим методом:

– из одностороннего тригонометрического нивелирования между точками с превышением, известным из геометрического нивелирования;

– из одновременных двухсторонних измерений углов наклона между двумя точками.

Исследования влияния вертикальной рефракции на результаты геодезических измерений производились большинством авторов [3-5] в благоприятных климатических районах или в бесснежное время года, когда накопленные возле поверхности почвы массы перегретого под действием солнечной радиации воздуха образуют турбулентные потоки движущиеся вверх. Характер теплообменных процессов в зимнее время несколько отличается, а искривление визирного луча в это время года менее исследовано, поэтому задача по оценке степени искажения результатов тригонометрического нивелирования в условиях снежного покрова и отрицательных температур является весьма актуальной.

### **Основная часть исследования**

Для определения абсолютной величины коэффициента рефракции в зимних условиях были проведены экспериментальные измерения. Измерения производились 31.01.2019 г. в облачную погоду, при температуре воздуха минус 10°С. На расстоянии 364,3 м друг от друга были установлены два штатива с трегерами и адаптерами. Между штоками адаптеров было определено превышение из геометрического нивелирования, выполненного по программе II класса с применением точного цифрового нивелира Trimble DiNi 0.7 и комплекта инварных реек. Расстояние от нивелира до реек при нивелировании находилась в пределах от 14 до 32 м. Превышение по линии определялось до (прямой ход) и после (обратный ход) основной части эксперимента. Разница сумм превышений из прямого и обратного ходов составила 0,9 мм, а среднее значение превышения было принято в качестве эталонного (табл.1).

Таблица 1. Результаты геометрического нивелирования

Направление хода	Количество станций	$h$ , мм	$h_{ср}$ , мм	Время
Прямо	8	+6433,10	+6432,65	11:30
Обратно	8	-6432,20		16:30

В дальнейшем на одном адаптере был закреплен отражатель (высота 1,3 м), а на место другого установлен электронный тахеометр Leica TM-30 ( $m_\alpha=0,5''$ ). Высота тахеометра составила 1,6 м. В течение четырех часов (с 12:30 до 16:30) с периодичностью 15–20 минут тахеометром выполнялись серии односторонних измерений превышения по линии. Каждая серия измерений включала 12 наведений на отражатель. Наведения выполнялись посредством функции автоматического поиска визирной цели (ATR) с применением лазера инфракрасного диапазона. По измерениям в каждой серии вычислялись средние квадратические ошибки (СКО) измерения угла наклона. СКО находились в пределах от 1,0'' до 2,1'', а среднее значение ошибки составило  $m_\alpha=1,37''$ .

Коэффициент рефракции  $k$  вычислялся по формуле [2]

$$k = 1 - \frac{2R}{S^2} (h_T - S \cdot \sin \alpha) \quad (2)$$

где  $h_T$  – превышение, вычисленное по результатам геометрического нивелирования II класса. Полученные в процессе измерений коэффициенты  $k$  находятся в пределах от +2,12 до +2,52 (рис. 1).

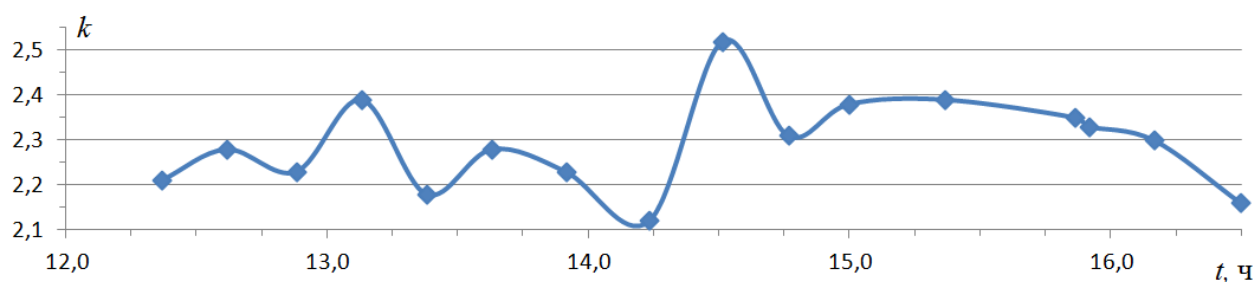


Рисунок 1 – Изменение коэффициента рефракции с 12:20 до 16:30

Учитывая, что ошибка в измерении угла наклона величиной  $m_\alpha=1,5''$  приводит в нашем случае к изменению коэффициента рефракции на 0,25, можно считать, что колебания  $k$  на графике (рис.1) практически не превышают точности их определения. Среднее из 16 определений коэффициента рефракции составило +2,3, что соответствует ошибке в угле наклона +13,5''.

### Выводы

1. Измеренные в зимнее время углы наклона (и соответственно превышения из одностороннего тригонометрического нивелирования) больше истинных значений. Для условий эксперимента разность измеренного и вычисленного по результатам геометрического нивелирования угла составила +13,5'', что соответствует коэффициенту рефракции +2,3.

2. В дневное время (12:20 до 16:30) не зафиксировано изменений рефракции с течением времени, что, по-видимому, связано с облачной, безветренной погодой и постоянством температуры воздуха.

3. Сравнительно большой по величине коэффициент  $k=+2,3$  можно объяснить безветренной погодой и небольшой высотой визирного луча над подстилающей поверхностью в виде снежного наста (высота визирного луча на большей части траектории не превышала 1,4 м).

1. Беспалов Ю.И., Терещенко Т.Ю. Лазерные маркшейдерско-геодезические измерения в строительстве / СПбГАСУ. – СПб., 2010. – 227 с.

2. Иордан В., Эггерт О., Кнейссль М. Руководство по высшей геодезии. Ч.II. Прецизионное и тригонометрическое нивелирование – М.: Госгеолтехиздат, 1963. 263 с.

3. Дрок М.К. Исследование точности определения превышений в ходах геодезического нивелирования на короткие расстояния в равнинной местности // Научные записки ЛПИ. 1961. №6. С.183–199.

4. Hirt C., Guillaume S., Wisbar A., Bürki B. and Sternberg, H. Monitoring of the refraction coefficient of the lower atmosphere using a controlled set-up of simultaneous reciprocal vertical angle measurements // J. of Geophys. Res. (JGR). 2010. 115, D21102.

5. Никонов А.В. Исследование влияния вертикальной рефракции на результаты тригонометрического нивелирования короткими лучами способом из середины // Изв. вузов. Геодезия и аэрофотосъемка. 2014. № 1. С.28–34.

## ВЫБОР ЭНЕРГЕТИЧЕСКИ ПОПОЛНЯЮЩЕЙ ДИФРАКЦИОННО-ЛУЧЕВОЙ ТРУБКИ НА ОСНОВЕ КРИТЕРИЯ АВТОМОДЕЛЬНОСТИ

Гейнц Ю.Э.<sup>1</sup>, Землянов А.А.<sup>1</sup>, Минина О.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

<sup>2</sup> 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.

На основе метода дифракционно-лучевых трубок проведен анализ самофокусировки и филаментации импульсного излучения титан-сапфирового лазера. Показано, что при самофокусировке в лазерном пучке формируются световые структуры, обладающие автомодельными свойствами. Благодаря этому часть дифракционно-лучевых трубок сообща формирует нелинейный фокус, а остальные трубки «размывают» картину фокусировки. Результатом такого пространственного и временного «размытия» является увеличение размера фокуса для усредненных (по импульсу) лучей и уменьшение радиуса энергетически пополняющей трубки (по сравнению с мгновенными дифракционными лучами из центрального временного среза импульса). Этим объясняется и менее выраженное расслоение пучка на внутреннюю (самофокусирующуюся) и внешнюю (дефокусирующуюся) части для усредненных лучей.

# ИЗМЕНЕНИЕ ЭНЕРГИИ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИ ПОПОЛНЯЮЩЕЙ ДИФРАКЦИОННО-ЛУЧЕВОЙ ТРУБКЕ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЗДУХЕ

Гейнц Ю.Э.<sup>1</sup>, Землянов А.А.<sup>1</sup>, Минина О.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

<sup>2</sup> 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 в постфиламентационных световых каналах, образованных пучками суб- и миллиметрового радиуса, содержится мощность около  $\sim 0.6-0.9 P_{cr}$ , и она слабо зависит от начальных параметров лазерного импульса. В целом энергозатраты излучения на филаментацию снижаются при увеличении радиуса пучка.



# ЗАДАЧА ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ АКУСТИЧЕСКОГО ШУМА В ОКЕАНЕ

Ворновских П.А.<sup>1</sup>, Сущенко А.А.<sup>1,2</sup>, Кан В.А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

<sup>2</sup>Институт прикладной математики ДВО РАН, Владивосток, Россия

e-mail: vornovskikh\_pa@students.dvfu.ru, sushchenko.aa@dvfu.ru, kan\_va@dvfu.ru

Ключевые слова: уравнение переноса излучения, объемное рассеяние, гидролокация морского дна, дистанционное зондирование.

Аннотация. В работе рассмотрена задача дистанционного зондирования океана точечным изотропным источником звука. Формулируется обратная задача, заключающаяся в определении коэффициента объемного рассеяния в слабо рассеивающей среде. Получена формула для расчета принимаемого сигнала с учетом акустического шума, который вызван распределенным источником звука. Проведены вычислительные эксперименты для анализа решения обратной задачи при наличии акустических помех в среде.

## **Введение**

В современной литературе объемное рассеяние в океане представлено только в качестве эмпирических или полуэмпирических моделей. Основные исследования проводились в закрытых бассейнах с ограниченным объемом [1]. Диффузоры были созданы с использованием внешних источников, и затухание сигнала измерялось на малых расстояниях [2], что формулирует некоторые вопросы об адекватности этих моделей. Кроме того, в эмпирических моделях учитывается рассеяние без эффекта многократности. Для устранения этих недостатков при описании процесса дистанционного зондирования океана авторами выбрана кинетическая модель, основанная на интегро-дифференциальном уравнении переноса излучения с соответствующими начальными и граничными условиями [3], [4]. Как правило, влияние объемного рассеяния увеличивается в придонном слое или на больших расстояниях за счет увеличения числа диффузоров, покрытых диаграммой направленности приемной антенны. Распространение излучения в приближении однократного рассеяния рассматривалось в работах [5], [6]. Каждый последующий акт рассеяния увеличивает вычислительную нагрузку при решении прямой задачи и усложняет решение обратной. В работе [7] нами было получено решение обратной задачи для нестационарного уравнения переноса излучения в приближении однократного рассеяния, заключающейся в определении коэффициента объемного рассеяния при зондировании среды точечным изотропным источником. В данной работе исследуется влияние дополнительного источника (акустического шума) на решение обратной задачи.

## 1. Постановка задачи

Объектом исследования представляется нестационарное уравнение переноса излучения:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \mathbf{k} \cdot \nabla_r I(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) + \mu I(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = \frac{\sigma}{|\Omega|} \int_{\Omega} I(\mathbf{r}, \mathbf{k}', t) d\mathbf{k}' + J(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t), \quad (1)$$

где  $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^2, t \in [0, T]$  и волновой вектор  $\mathbf{k}$  принадлежит единичной окружности  $\Omega := \{\mathbf{k} \in \mathbb{R}^2: |\mathbf{k}| = 1\}, |\Omega| = 2\pi$ . Функция  $I(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$  интерпретируется как плотность потока энергии волны в момент времени  $t$  в точке  $\mathbf{r}$ , распространяющейся в направлении  $\mathbf{k}$  со скоростью  $c$ . Величины  $\mu$  и  $\sigma$  имеют смысл коэффициентов затухания и рассеяния, соответственно, а функция  $J$  описывает источники звукового поля. Стоит отметить, что все рассуждения в работе представлены в общем виде и могут быть обобщены и для случая  $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3$  [7]. Однако для простоты изложения и описания вычислительного эксперимента мы ограничимся случаем  $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^2$ , а также рассмотрим задачу в слабо рассеивающей среде, т.е. при  $\sigma \ll \mu$ .

Процесс распространения эхосигналов происходит в области  $G \equiv \mathbb{R}^2$ . Пусть  $J_0$  описывает точечный изотропный источник звука, находящийся в точке  $\mathbf{O}$  начала координат и испускающий импульс в начальный момент времени.  $J_1$  – источник, находящийся в точке  $\mathbf{r}_0$  и распределенный по окружности радиуса  $R$ :

$$J_0(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = P_0 \delta(\mathbf{r}) \delta(t), \quad (2)$$

$$J_1(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) = \begin{cases} P_1, & |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| < R \\ 0, & \text{иначе.} \end{cases} \quad (3)$$

где  $\delta$  – дельта-функция Дирака и  $P_0, P_1$  – мощности источников  $J_0, J_1$ , соответственно.

Предполагая, что до момента времени  $t = 0$  источники звука в среде отсутствуют и решение затухает на бесконечности, запишем начальные и граничные условия:

$$I|_{t < 0} = 0, \quad (4)$$

$$I|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (5)$$

Уравнение (1) с условиями (4), (5) при заданных  $\mu, \sigma, J$  образуют начально-краевую задачу для нахождения неизвестной функции  $I$  в области  $G$ , решение которой будем искать в точке  $\mathbf{O}$  начала координат. Другими словами, мы задаем точечный приемник в точке  $\mathbf{O}$ . В работе [7] источник выбирался точечным и изотропным ( $J = J_0$ ). Таким образом, если приемник и источник сосредоточены в начале координат, то значение измеренного сигнала, не претерпевающего актов рассеяния в среде (прямо летящего)  $I_0(\mathbf{O}, \mathbf{k}, t) = 0$ , а однократно рассеянный сигнал может быть вычислен по формуле:

$$I(\mathbf{O}, \mathbf{k}, t) = I_1(\mathbf{O}, \mathbf{k}, t) = \frac{J_1}{|\Omega|} \exp(-\mu ct) \sigma \left( \frac{ct}{2} \mathbf{k} \right) \frac{1}{t} =: I_1(\mathbf{O}, \mathbf{k}, t). \quad (6)$$

Делая замену  $\mathbf{r} = ct\mathbf{k}/2$  и вводя обозначение для принимаемого сигнала  $\bar{I}(\mathbf{r}, t) := I(\mathbf{O}, \mathbf{k}, t)$ , из уравнения (6) получаем соотношение для определения коэффициента объемного рассеяния [7]:

$$\sigma(\mathbf{r}) = \frac{|\Omega| t \exp(\mu ct)}{P_0} \bar{I}(\mathbf{r}, t), \mathbf{r} \in \mathbb{R}^2. \quad (8)$$

Уравнение (8) является решением обратной задачи, которая заключается в определении коэффициента объемного рассеяния  $\sigma$ , в приближении однократного рассеяния, точечного источника, испускающего импульс в начальный момент времени, и приемника, сосредоточенного в начале координат.

Далее, рассмотрим задачу (1), (4), (5) с комбинированным источником  $J = J_0 + J_1$ . Тогда измеренный приёмником сигнал в приближении однократного рассеяния запишем в следующем виде:

$$I(\mathbf{O}, \mathbf{k}, t) = I_0(\mathbf{O}, \mathbf{k}, t) + I_1(\mathbf{O}, \mathbf{k}, t) = \int_0^{ct} \exp(\mu t') J_1 \left( -t' \mathbf{k}, \mathbf{k}, t - \frac{t'}{c} \right) dt' + \frac{P_0}{|\Omega|} \exp(-\mu ct) \sigma \left( \frac{ct}{2} \mathbf{k} \right) \frac{1}{t} + \frac{1}{|\Omega|} \int_0^{ct} \exp(-\mu t') \sigma(-t' \mathbf{k}) \int_0^R \int_0^{2\pi} J_1 \left( \mathbf{x} - t' \mathbf{k}, -\frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|}, t - \frac{t' + |\mathbf{x}|}{c} \right) \frac{\exp(-\mu |\mathbf{x}|)}{|\mathbf{x}|} \rho d\rho d\varphi dt', \quad (9)$$

где  $\mathbf{x} = \mathbf{r}_0 + t' \mathbf{k} + \rho(\cos\varphi, \sin\varphi)$ .

## 2. Вычислительный эксперимент

Цель вычислительного эксперимента: определить влияние дополнительного источника  $J_1$  на решение задачи восстановления коэффициента объемного рассеяния, которое получено в случае точечного изотропного источника. С практической точки зрения мы рассматриваем задачу дистанционного зондирования в океане. Коэффициентом объемного рассеяния  $\sigma$  мы моделируем биологические объекты (скопления планктона, стаи рыб). В толще моря существуют как отдельные дискретные рассеиватели, так и простирающиеся горизонтально, биологические скопления, залегающие обычно на глубинах до 1000 м. «Призрачное дно» образовано именно этой полупрозрачной для звука биологической пеленой, которая при заходе Солнца поднимается до глубины 100-150 м, а на рассвете опускается на 300-600 м [8].  $J_1$  моделирует активный источник в толще океана (акустический буй, автономный обитаемый аппарат или подводную лодку).

Параметры эхолокационного зондирования представлены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры зондирования

$\mu$ [м <sup>-1</sup> ]	$c$ [м/с]	$x_1$ [м]	$x_2$ [м]	$P_0$	$P_1$	$R$ [м]	$r_0$
0.9	1500	(-80,80)	[0, 40]	1	$\frac{10^{-4}}{\pi R^2}$	15	(0; -56)

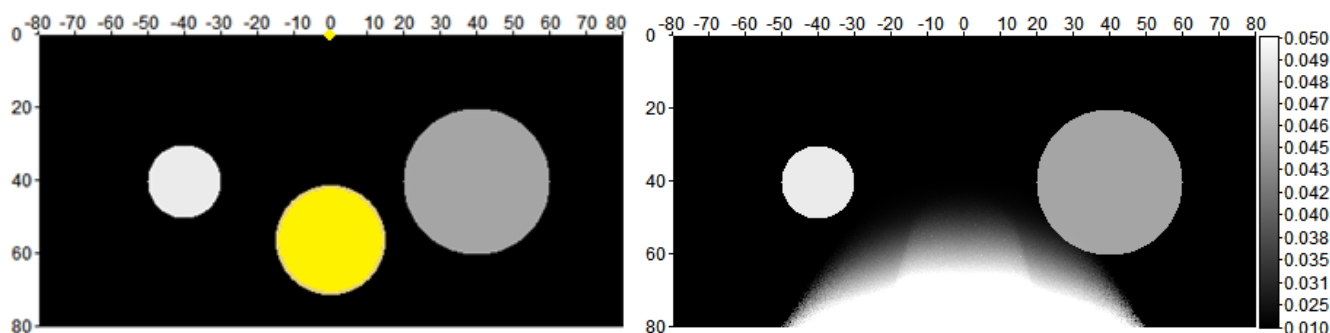


Рисунок 1 – Распределение коэффициента объемного рассеяния. Слева: точное решение и положение источников (желтый цвет). Справа: восстановленная функция  $\sigma$ .

На рисунке 1 изображен коэффициент объемного рассеяния  $\sigma$  в градациях серого. Слева изображено точное решение и источники излучения, выделенные желтым цветом. Точечный источник, находясь в точке начала координат, в то время как центр распределённого источника находится на одной окружности с центрами неоднородностей. Как видно из рисунка 1 (справа) дополнительный источник вносит существенную ошибку при восстановлении коэффициента объемного рассеяния. В центре помех четко виднеются контур, соответствующий прямо летящему излучению. Однократно рассеянный сигнал имеет большую площадь образования помех, но при этом нарастает равномерно. Ошибка увеличивается с увеличением расстояния от приемника. Это связано с несоизмеримой компенсацией излучения, т.к. ожидается что сигнал, отраженный от данной точки, прошел большее расстояние от начала координат и обратно. В действительности же излучение преодолевает расстояние почти вдвое меньше.

### Заключение

Таким образом, авторами было исследовано влияние акустических помех на восстановление коэффициента объемного рассеяния. Серия экспериментов продемонстрировала зависимость ошибки восстановления от местоположения дополнительного источника. Задача масштабируется на случай нескольких дополнительных источников.

### Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-31-00050.

1. *Griffiths G.* Technology and Applications of Autonomous Underwater Vehicles. Florida: CRC Press, 2002. 368 p.
2. *Andreeva I. B.* Comparative Estimates of Surface, Bottom, and Volume Sound Scattering in the Ocean // *Acoustical Physics*. 1995. V. 41. № 5. P. 699–705.
3. *Kan V.A., Prokhorov I.V., Sushchenko A.A.* Determining the bottom surface according to data of side-scan sonars // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*. 2016. V. 10035. Art. no. 1003518.
4. *Kovalenko E.O., Sushchenko A.A., Prokhorov I.V.* Processing of the information from side-scan sonar // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*. 2016. V. 10035. Art. no. 100352C.
5. *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.
6. *Прохоров И.В., Сущенко А.А.* Исследование задачи акустического зондирования морского дна методами теории переноса излучения // *Акустический журнал*. 2015. Т. 61. №3. С. 400-408.
7. *Vornovskikh, P.A., Sushchenko, A.A.* Remote sensing problem with multiple scattering effect // *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*. 2017. V. 10466. Art. no 104661Y.
8. *Безруков Ю.Ф.* Океанология. Часть I. Физические явления и процессы в океане. Симферополь: Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, 2006. 159 с.

# РАЗРАБОТКА МАКЕТА ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОГО ЭМИССИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА С ПОВЕРХНОСТЬЮ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ОБРАЗЦОВ

Достовалов Н.Н.

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, г. Новосибирск,

Россия,

[dostovalov@ssga.ru](mailto:dostovalov@ssga.ru)

Ключевые слова: лазерно-искровая эмиссионная спектрометрия, спектр атомной эмиссии, поверхностный слой, полное внутреннее отражение, оптическое туннелирование, лазерная плазма.

Сообщается о разработке макета лазерно-искрового эмиссионного спектрометра, предназначенного для исследования тонких пленок или слоя частиц размерами менее 100 нм, осажденных на поверхности прозрачной подложки.

Лазерно-искровая эмиссионная спектрометрия широко применяется для элементного анализа различных образцов – жидкостей, газов, твердых тел, аэрозолей, взвесей.

При определении элементного состава образцов в виде тонких пленок или частиц размерами менее 100 нм, осажденных на поверхности подложки в ходе технологического процесса их производства, лабораторных исследований или природных воздействий может применяться наиболее распространенная оптическая схема исследования твердых образцов методом лазерно-искровой эмиссионной спектрометрии, при которой лазерное излучение для создания плазмы подводится сверху подложки, по нормали к ней, как показано на рисунке 1, *а*. Но при такой схеме возможно возникновение помех, обусловленных сверхмалым количеством вещества в тонкой пленке и близостью поверхности подложки из другого материала, в результате чего наблюдается загрязнение плазмы парами подложки.

Для устранения указанного недостатка предлагается использование эффекта полного внутреннего отражения.

Как показано на рисунке 1, *б*, сфокусированное лазерное излучение под углом полного внутреннего отражения падает изнутри прозрачной подложки на её верхнюю поверхность с нанесенным образцом; световая волна частично туннелирует сквозь границу раздела двух сред и проникает в область расположения образца на верхней поверхности подложки.

Туннелирующее излучение поглощается частицами образца на поверхности. Поглощённая энергия нагревает частицы и переводит их в плазму, излучение которой пригодно для анализа спектральными приборами.

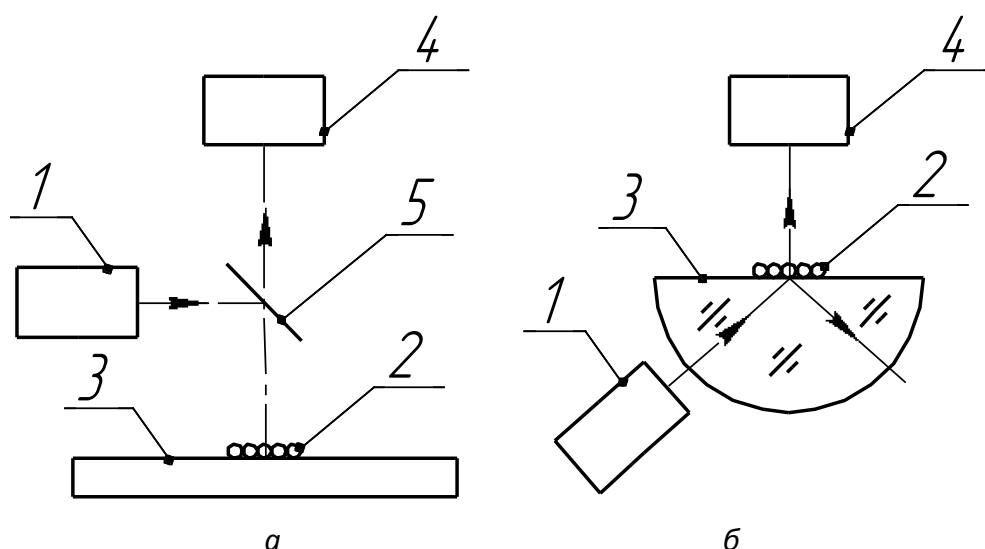


Рисунок 1 — упрощённые оптические схемы лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии:

*а* — наиболее распространённая схема; *б* — предлагаемая в данном сообщении

1 — лазер; 2 — исследуемый образец; 3 — подложка; 4 — спектрометр;

5 — светоделительная пластинка или призма.

Устройство, основанное на данной оптической схеме, может быть сконструировано в виде приставки к серийным микроскопам или спектрометрам, или быть встроено в технологическую установку получения наночастиц для осуществления функции контроля технологического процесса их выращивания. [1, 2]

Результаты предыдущего исследования [3] подтвердили возможность получения лазерной плазмы в поле затухающей световой волны в парах наночастиц на поверхности подложки в условиях полного внутреннего отражения.

В дальнейших исследованиях необходима регистрация спектральной характеристики образующейся вспышки и подтверждение присутствия в ней линейчатых атомно-эмиссионных спектров, что предполагается выполнить с помощью разрабатываемого макета спектрометра.

В качестве основы макета спектрометра был выбран монохроматор МУМ-1, дополненный блоком подвода и сбора излучения, а также электронной частью, позволяющей регистрировать изображения спектров.

Электронная часть состоит из ПЗС линейки TCD1304DG, отладочной платы NUCLEO-F401RE, осуществляющей подачу управляющих импульсов на ПЗС линейку, оцифровку

полученных с линейки данных и их передачу по интерфейсу SPI на микрокомпьютер Raspberry Pi 3 model B.

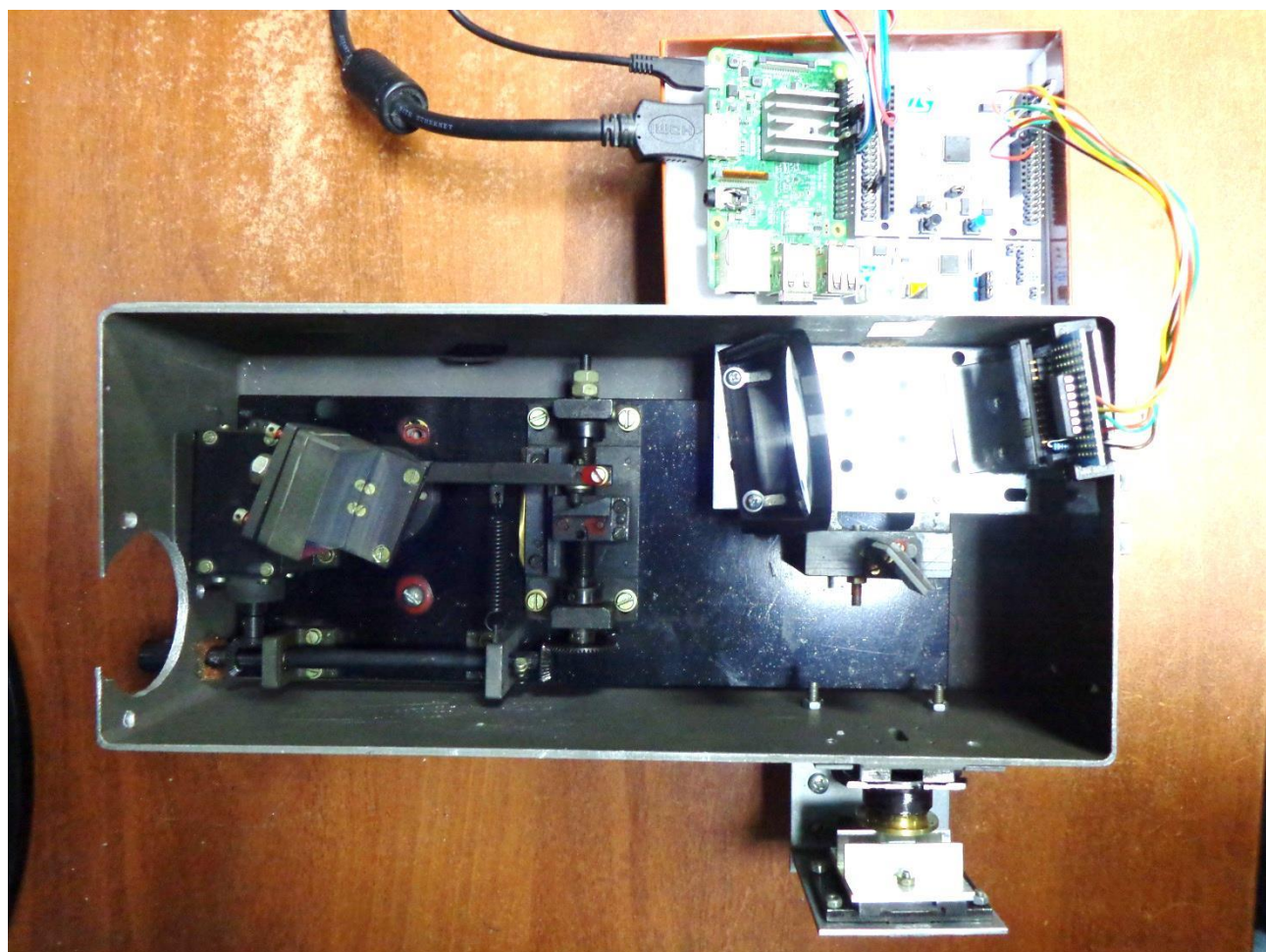


Рисунок 2 — макет разрабатываемого спектрометра

1. Способ и устройство атомно-эмиссионного спектрального анализа нанообъектов: Пат. 2573717. Россия, МПК, G 01 J 3/443, G 01 N 21/63, B 82 Y 35/00. Чесноков В. В., Чесноков Д. В.; Сиб. гос. ун-т геос. и техн. № 2014124085/28 ; заявл. 11.06.2014 ; опубл. 27.01.2016 Бюл. № 3.

2. Чесноков В. В., Чесноков Д. В. Разработка перспективных методик исследования атомно-эмиссионного спектра монослоя наночастиц // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2015. XI Междунар. науч. конгр. : Междунар. науч. конф. «СибОптика-2015» : сб. материалов в 3 т. (Новосибирск, 13–25 апреля 2015 г.). – Новосибирск : СГУГиТ, 2015. Т. 1. – С. 176–183.

3. Чесноков В.В., Чесноков Д.В., Достовалов Н.Н. О возможности исследования параметров нанообъектов по их атомно-эмиссионным спектрам, возбуждаемым лазерным излучением на поверхностях с полным внутренним отражением // Вестник СГУГиТ. Том 22, № 1, 2017. – Новосибирск: Изд-во СГУГиТ, 2017. – Часть 1. – С. 252-261.



ЛОКАЛИЗАЦИЯ АНДЕРСОНА НИЗКОЧАСТОТНЫХ МОД ПРИ РАССЕЯНИИ НА  
ФИЛАМЕНТАХ, ФОРМИРУЕМЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В  
НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Булыгин А.Д., Минина О.В.

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

Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

e-mail: b.a.d@iao.ru, mov@iao.ru

Ключевые слова: фемтосекундный лазерный импульс, филаментация, локализация Андерсона.

Аннотация. Рассмотрено взаимодействие низкокогерентного фона с множеством филаментов, что соответствует распространению мощного фемтосекундного лазерного импульса в режиме оптической турбулентности. Рассматривая филаменты как локализованные центры рассеяния, в соответствии с теорией Андерсона можно ожидать, что при определенных соотношениях на плотность числа филаментов и величину пространственно-угловых частот компонент фонового поля проявится эффект локализации Андерсона. Проверка данного предположения в работе проведена на основе численного расчёта.

# УПРАВЛЕНИЕ ПРОФИЛЕМ АСТИГМАТИЧЕСКОГО ЭНЕРГОНЕСУЩЕГО КОЛЛИМИРОВАННОГО ПУЧКА

Бабанин Е.А., Бланк А.В., Насонов А.А., Сухарева Н.А.

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

e-mail: babanin.eugen@gmail.com, blankarkadiy@physics.msu.ru, nasonov.al17@gmail.com,  
suhareva@phys.msu.ru

Ключевые слова: коллимированный волновой пучок, конвертация пространственных мод, децентрированная оптическая система, атмосферная трасса, абберации высокого порядка

Рассмотрено распространение энергонесущего коллимированного волнового пучка с возможностью управления профилем интенсивности в особых оптических децентрированных системах. Исследованы передаточные характеристики в случае одномодового и многомодового волновых пучков, полученные из экспериментальных серий, проводимых на атмосферном полигоне. На основе полученных и проанализированных выборок данных предлагается развитие методов управления площадью, ориентацией, эксцентриситетом и элонгацией профиля интенсивности волнового пучка на основе параметров второго пространственного момента.

Подавляющее число задач распространения волнового пучка решается в осесимметричном параксиальном приближении[1], сохраняющим исходный профиль и тип модовой структуры, сформированные в процессе генерации и вывода излучения из оптической системы. Если оптическая система децентрирована, например, по габаритным условиям, для решения специальных технологических задач, возникают дополнительные условия её юстировки с введением новых типов симметрии ядра передаточной характеристики и созданием новых возможностей управления профилем пучка в зоне наведения. Собственные функции уравнения распространения волнового пучка в оптическом волокне и в свободном пространстве существенно различаются[2]. Даже в простейшем случае выведения из волокна только моды LP01 или LP10 их совпадение с профилем TEM00 определяется качеством пучка. Это особенно важно для технологических лазерных систем высокой мощности в непрерывном режиме фактор качества пучка  $M^2$  может быть весьма далек от единичного значения. Корректным будет представление такого пучка при его прохождении через децентрированную систему через разложение в базисе собственных функций волнового уравнения Леонтовича-Фока[3]. Если исходный пучок осесимметричен, следует выбрать базис Лагерр-Гаусса. Для выполнения космического эксперимента создана децентрированная оптическая система наведения энергонесущего волнового пучка.

Работы выполнены на экспериментальном атмосферном полигоне РКК "Энергия" с длиной трассы 1350 метров. Оптическая схема системы наведения и позиционирования пучка

построена по трехлинзовой децентрированной схеме с использованием на выходе сектора параболического интерференционного зеркала[4]. Оптическая система позволяет по однотипной геометрии работать с волновыми пучками различных длин волн. Ниже описаны результаты, полученные для одномодового энергонесущего волнового пучка с длиной волны 1083 нм. По аналогичным протоколам тестирования, но на лабораторной трассе исследованы передаточные характеристики для многомодового пучка с длиной волны 808 нм. Определим орты системы координат, связанной с оптической системой следующим образом: X-направление вдоль направления пучка, Y-направление по горизонтали и ортогонально X, Z-направление по вертикали и ортогонально X и Y.

Пусть координата  $(Y_0, Z_0)$  соответствует конфокальному положению позиционной линзы и выходного зеркала оптической системы. Перестройка продольной и поперечной координат позиционной линзы вблизи центральной позиции выполнялась с шагом 10 микрон в диапазоне значений  $\pm 4$  миллиметра. Прикладное исследование решало следующие задачи:

- анализ преобразований симметрии и ориентации профиля интенсивности волнового пучка на выходе децентрированной оптической системы.
- определение передаточных характеристик оптической системы для квазиодномодового волнового пучка.
- разработка методов управления площадью, ориентацией, эксцентриситетом и элонгацией профиля интенсивности волнового пучка.
- линейные аппроксимации пространственных параметров как функций положения позиционной линзы.

На выходе атмосферной трассы располагался мелкодисперсный матовый экран, за которым устанавливалась ИК камера технического зрения. Рабочее поле матового экрана составляет  $300 \times 300$  мм<sup>2</sup> и соответствует рабочему полю матрицы ФЭП. Источник излучения - одномодовый волоконный лазер на длине волны 1083 нм. Профиль моды на выходе из волокна не является модой распространения в свободном пространстве. Длительность регистрации одной серии составляет 3с, частота опроса 1 кГц. Масштаб отображения поверхности матового экрана составляет 1пт/мм, апертура регистрации  $256 \times 256$ пт<sup>2</sup>. Зададим на плоскости регистрации декартову систему координат с ортами в горизонтальном и вертикальном направлении  $(x, y)$ . Пусть  $I(r, c, k)$  - регистрируемое распределение интенсивности на кадре  $k$  в пикселе на пересечении  $r$ -ой строки и  $c$ -го столбца. Вектор первого пространственного момента определяет значения координат энергетического центра на анализируемом кадре  $k$ . Форма пучка в эллиптической аппроксимации описывается тензором второго центрального пространственного момента:

$$M_{xx}^{(2)}(k) = \frac{\sum \sum_{r,c=1,256} (r - M_x^{(1)}(k))^2 I(r, c, k)}{\sum \sum_{r,c=1,256} I(r, c, k)}; \quad M_{yy}^{(2)}(k) = \frac{\sum \sum_{r,c=1,256} (c - M_y^{(1)}(k))^2 I(r, c, k)}{\sum \sum_{r,c=1,256} I(r, c, k)}$$

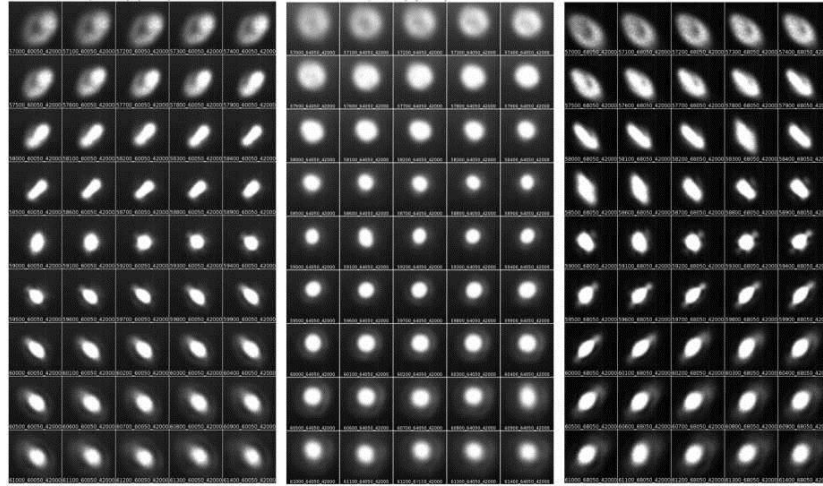
$$M_{xy}^{(2)}(k) = \frac{\sum \sum_{r,c=1,256} (r - M_x^{(1)}(k))(c - M_y^{(1)}(k)) I(r, c, k)}{\sum \sum_{r,c=1,256} I(r, c, k)}$$

Различные комбинации из трех параметров второго пространственного момента позволяют определить различные характеристики профиля пучка, такие как: эффективную площадь пучка, значение астигматизма, значение элонгации, характерные диаметры пучка, пространственную ориентацию большей оси аппроксимирующего эллипса, эксцентриситет.

Для каждой видеовыборки, регистрируемой в эксперименте, построена развертка усредненных по кадрам выборки распределений интенсивности. Шаг сканирования положения позиционной линзы вдоль направления распространения пучка составляет  $\delta X = 10$  микрон. Выбор шага определяется диапазоном изменения продольной координаты и временем отдельной серии. Диапазон изменения продольной координаты должен быть достаточным для перехода от левого к правому регистрируемым максимумам расплывания волнового пучка, что соответствует 4000 микронам. В центральной позиционной точке (+000,+000) диагональные элементы тензора вторых пространственных моментов совпадают, т.е. пучок полностью стигматичен, недиагональные элементы должны быть тождественно равны нулю и главное значение угла ориентации эффективного эллипсоида равно нулю. Переход от стигматического пучка к астигматическому при уходе от центральной позиции связано с вариацией локальных радиусов кривизны параболического зеркала в выбранной при конструировании системы зоне падения пучка.

Используемая оптическая система формирования профиля пучка в центрованном состоянии имеет плоскость симметрии, включающую ось вращения параболоида зеркала и ось симметрии линзовой группы. При горизонтальных смещениях позиционной линзы от центра сведения оптических элементов плоскость симметрии исчезает, как и при вертикальных смещениях. Однако, в первом приближении для построения количественного алгоритма управления пучком на расстоянии 1350 метров этот эффект будем считать не критичным. При различных смещениях возможно создавать тороидальные фронтальные и осевыми проекции волнового пучка, открытые и закрытые тороиды, переходящими в пределе в гауссову форму вблизи оптического центра системы.

Определим набор пространственных характеристик энергонесущего пучка, принципиальных для прогнозирования покрытия матрицы ФЭП. Все обсуждаемые параметры могут быть определены через компоненты матрицы второго центрального пространственного момента.



(-400 мкм, 0 мкм)

(0 мкм, 0 мкм)

(400 мкм, 0 мкм)

Рисунок 1 – Изменение профилей при поперечном и продольном смещении позиционной линзы  
Угол наклона большей оси аппроксимирующего эллипса и эффективная площадь пучка могут быть представлены в виде:

$$2\theta = \arctan\left(\frac{2M_{xy}^{(2)}}{M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)}}\right), \quad S_{BeamEllips} = \pi \frac{D_1 D_2}{4} = 4\pi \sqrt{M_{xx}^{(2)} M_{yy}^{(2)} - (M_{xy}^{(2)})^2}$$

Для диаметров аппроксимирующего эллипса справедливо представление через центральные пространственные моменты второго порядка в следующем виде:

$$D_{1,2} = 2\sqrt{2} \sqrt{M_{xx}^{(2)} + M_{yy}^{(2)} \pm \text{sign}(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)}) \sqrt{(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)})^2 + 4(M_{xy}^{(2)})^2}}$$

Эксцентриситет:

$$Ext = \frac{D_1^2 - D_2^2}{D_1^2 + D_2^2} = \text{sign}(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)}) \frac{\sqrt{(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)})^2 + 4(M_{xy}^{(2)})^2}}{M_{xx}^{(2)} + M_{yy}^{(2)}}$$

Элонгация:

$$ELong^2 = \frac{D_{max}^2 - D_{min}^2}{D_{max}^2}; \quad ELong^2 = \frac{2\sqrt{(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)})^2 + 4(M_{xy}^{(2)})^2}}{M_{xx}^{(2)} + M_{yy}^{(2)} + \sqrt{(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)})^2 + 4(M_{xy}^{(2)})^2}}$$

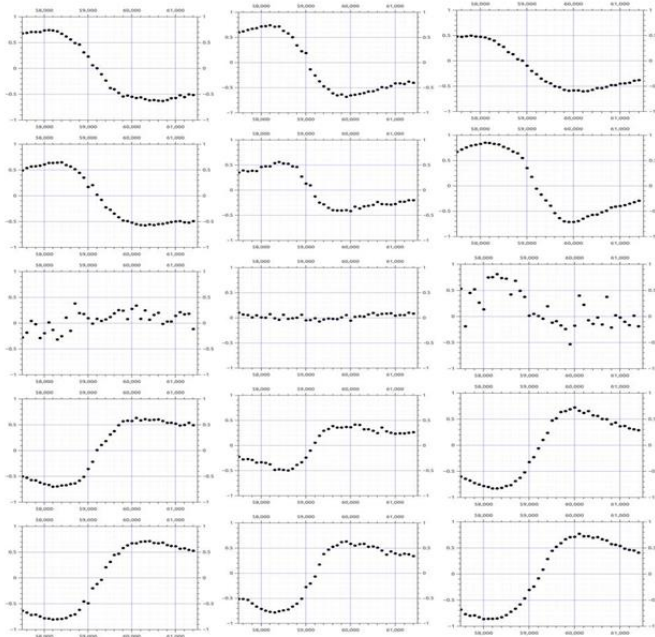


Рисунок 2 – Эксцентриситет волнового пучка как функция (X, Y, Z)

Пример изменения перестройки эксцентриситета профиля распределения волнового пучка представлен на Рис.2, значения поперечных координат позиционной линзы определены в таблице:

(-400,+400)	(+000,+400)	(+400,+400)
(-400,+200)	(+000,+200)	(+400,+200)
(-400,+000)	(+000,+000)	(+400,+000)
(-400,-200)	(+000,-200)	(+400,-200)
(-400,-400)	(+000,-400)	(+400,-400)

Поскольку при горизонтальной центровке с хорошей точностью выполняется условие:

$$M_{xx}^{(2)} \approx M_{yy}^{(2)}, \text{sign}(M_{xx}^{(2)} - M_{yy}^{(2)}) = \text{undefined},$$

результатирующее значение экспериментально определяемого эксцентриситета может быть сильно зашумлено, как это проявляется на сериях Рис 2. В децентрированных оптических системах возможна перестройка волнового пучка с изменением типа и порядка симметрии пространственного профиля интенсивности. Изменение симметрии пучка связано с процессом конвертации мод свободного пространства. В результате экспериментальных тестов на протяженной трассе получены аппроксимирующие зависимости с возможностью линеаризации вблизи центра пучка для пространственных моментов и их комбинаций, позволяющие формировать в плоскости регистрации пучки с близкими к прямоугольным профилями. Характерной особенностью данного метода профилирования волновых пучков является отсутствие необходимости в использовании дифракционных модуляторов, специальных линзовых групп и диафрагм.

1. Волостников В.Г. «Методы анализа и синтеза когерентных световых полей»
2. Гончаренко А.М. «Оптические гауссовы пучки и солитоны»
3. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. «Современная оптика гауссовых пучков»
4. Ходгсон Н., Вебер Х. «Лазерные резонаторы и распространение пучков». Основы, современные понятия и прикладные аспекты.

# МЕТОДЫ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗВЕШЕННЫХ И ОСЕДАЮЩИХ ЧАСТИЦ В ВОДЕ

Дёмин В.В.<sup>1</sup>, Половцев И.Г.<sup>1</sup>, Давыдова А.Ю.<sup>1,2</sup>, Ольшук А.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия

<sup>2</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия

e-mail: [dyomin@mail.tsu.ru](mailto:dyomin@mail.tsu.ru), [polovcev\\_i@mail.ru](mailto:polovcev_i@mail.ru), [starinshikova@mail.ru](mailto:starinshikova@mail.ru), [asolshukov@gmail.com](mailto:asolshukov@gmail.com)

Ключевые слова: цифровая голография, обработка изображений, голографическое видео

Цифровая голография в задачах исследования взвешенных и оседающих частиц в воде выгодно отличается от других методов тем, что предоставляет возможность получать информацию о каждой частице в исследуемом объёме (размер, форма, положение, ориентация) и, как следствие, характеристики всех частиц, зарегистрированных в объёме - распределение по скоростям, распределение по размерам, пространственное распределение частиц, в отличие от видео и фотографических методов, где регистрируется изображение одной сфокусированной плоскости исследуемого объёма. Методы цифровой голографии позволяют исследовать весь объём с частицами в динамике. Цифровые голограммы можно передавать по линиям связи и осуществлять предварительную обработку.

Процесс записи цифровых голограмм на ПЗС-камеру аналогичен записи голограмм на фотопластину: Для простоты рассмотрим осевую схему записи. В исследуемом объёме излучение, которое дифрагировало на частицах (предметная волна) интерферирует с излучением, которое прошло объём без взаимодействия с частицами (опорная волна). Картина интерференции регистрируется ПЗС (КМОП) камерой и в виде двумерного массива записывается в память компьютера.

Процесс восстановления цифровых голограмм происходит численно с помощью дифракционного интеграла Френеля-Кирхгофа [1]:

$$U(x_2, y_2, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_H(x_1, y_1) \cdot \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \cdot \exp\left\{\frac{ik}{2z}[(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2]\right\} dx_1 \cdot dy_1, \quad (1)$$

где  $U(x_2, y_2, z)$  - комплексная амплитуда восстановленного поля в плоскости  $(x_2, y_2)$  на расстоянии  $z$  от плоскости голограммы  $(x_1, y_1)$ ,  $I_H(x_1, y_1)$  - распределение интенсивности, регистрируемое ПЗС-камерой,  $\lambda$  - длина волны,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  - волновое число.

В восстановленных голографических изображениях частиц присутствуют шумы в виде системы полос, повторяющих форму объектов. Данные шумы затрудняют выделение контура объектов и дальнейшую идентификацию. Они обусловлены следующими причинами: на этапе

восстановления в плоскости восстановления происходит наложение трех волн: волны, соответствующей действительному изображению, расположенному в этой плоскости, волны, распространяющейся от мнимого изображения, расположенного на расстоянии  $2z$  от действительного, и волны, прошедшей через голограмму без изменения своего направления. За счет наложения первых двух волн в восстановленном изображении и возникают вышеупомянутые полосы.

Для исследования всего объема с частицами в динамике был разработан алгоритм создания цифрового голографического видео [2]. Данный алгоритм заключается в следующем: на ПЗС - камеру непрерывно записывается поток видео картины интерференции опорной волны и волн, рассеянных исследуемыми частицами. Далее этот видео файл разбивается на отдельные *bmp* – файлы (голограммы). Каждый кадр представляет отдельную голограмму, в которой содержится информация обо всех частицах исследуемого объема в фиксированный момент времени. Для каждой голограммы вначале численно восстанавливается изображение сечения исследуемого объема, которое соответствует начальному расстоянию (ближайшая граница объема). Последующее изменение расстояния восстановления с заданным шагом позволяет получить набор изображений сечений объема с частицами. Расстояние от голограммы до частицы определяется по сфокусированному (наилучшему) изображению частицы.

При обработке голограммы восстанавливается набор изображений сечений объема с исследуемыми частицами. Разработаны два способа создания голографического видео: первый – зафиксировать в качестве плоскости восстановления плоскость наилучшего изображения конкретной частицы и исследовать изменения данной частицы в пространстве и во времени (такой видео-файл можно создать для каждой частицы, находящейся в объеме); второй – зафиксировать плоскость восстановления на заданном расстоянии и наблюдать за частицами, проходившими в этой плоскости в каждый момент времени.

Определяя трёхмерные координаты каждой частицы в каждый момент времени, по набору голограмм, записанных с определённой частотой (частотой кадров камеры), можно построить трехмерную траекторию и определить скорость каждой частицы, находящейся в объеме. Данная процедура повторяется для всех частиц, находящихся в восстановленных изображениях. В работе представлены экспериментальные результаты по созданию голографического видео планктона.

1. Schnars U, Jueptner W Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques – Berlin: Springer, 2005. 164 p

2. Dyomin V.V., Olshukov A. S., Digital holographic video of plankton, Application of Digital Image Processing XXXI. Edit by Tescher, Andrew G. Proceedings of the SPIE. 2008. Vol 773, pp 70732B - 70732B-7.



# ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКОВ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОГО ПРОСВЕЧИВАНИЯ

Маракасов Д.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш.

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

[mda@iao.ru](mailto:mda@iao.ru), [sazanovich@iao.ru](mailto:sazanovich@iao.ru), [tsvyk@iao.ru](mailto:tsvyk@iao.ru)

Ключевые слова: сверхзвуковая струя, флуктуации, спектры, лазерный пучок

Представлены результаты экспериментальных исследований флуктуаций параметров лазерного пучка, распространяющегося через сверхзвуковую затопленную струю (СС). Исследовались флуктуации интенсивности и поворот фазового фронта световой волны на различных высотах от среза сопла и различных расстояниях относительно оси пучка. Результаты анализа флуктуаций измеренных параметров показали их зависимость от области пересечения струи лучом и позволили восстановить спектры показателя преломления в струе.

Развитие экспериментальной аэрогазодинамики требует усовершенствования как систем контроля за осредненными параметрами сверхзвуковых потоков, так и измерений в реальном времени уровня и спектрального состава пульсационных характеристик. Применяемые в настоящее время датчики вносят искажения в структуру потока [1]. Более приемлемыми для измерения пульсаций в потоках являются методы, основанные на их просвечивании лазерным пучком. Оптические методы широко применяются для измерения параметров атмосферной турбулентности, дозвуковых техногенных турбулентных и сверхзвуковых потоков [2]. В докладе представлены результаты измерений, выполненных на аэродинамических трубах (АТ) ИТПМ СО РАН (г. Новосибирск).

В экспериментах на АТ Т-326 и ВСУ расходящийся лазерный пучок просвечивал поток воздуха, истекающий из сопла, принимался тремя фотоприемниками (ФЭУ), измеряющими флуктуации интенсивности излучения в трех точках и координатно-чувствительным фотодиодом, измеряющим случайные смещения луча. Измерители размещались на расстоянии 1м за струей. Измерения проводились различных высотах от среза сопла и расстояниях относительно оси пучка. Отношение давления в форкамере к давлению в атмосфере ( $npr$ ) менялось в пределах 1.7-7. Для уменьшения уровня флуктуаций в нескольких реализациях использовались насадки на сопло – «шевроны».

Регистрация сигналов проводилась на компьютере одновременно. Частота регистрации флуктуаций интенсивности 7-10 МГц, флуктуаций смещения 250 - 750 КГц. По результатам измерений рассчитывались статистические характеристики сигналов, проводился их анализ.

**Флуктуации интенсивности.** Рассчитывались: относительная дисперсия  $\sigma^2$  и спектральные функции (в дальнейшем спектры) флуктуаций интенсивности  $fW(f)$ ,  $W(f)$  -

спектральная плотность флуктуаций интенсивности. На рис.1 приведены примеры нормированных спектральных функций флуктуаций интенсивности и аппроксимации высокочастотной области спектров, а также изменение дисперсии турбулентных пульсаций вдоль оси струи.

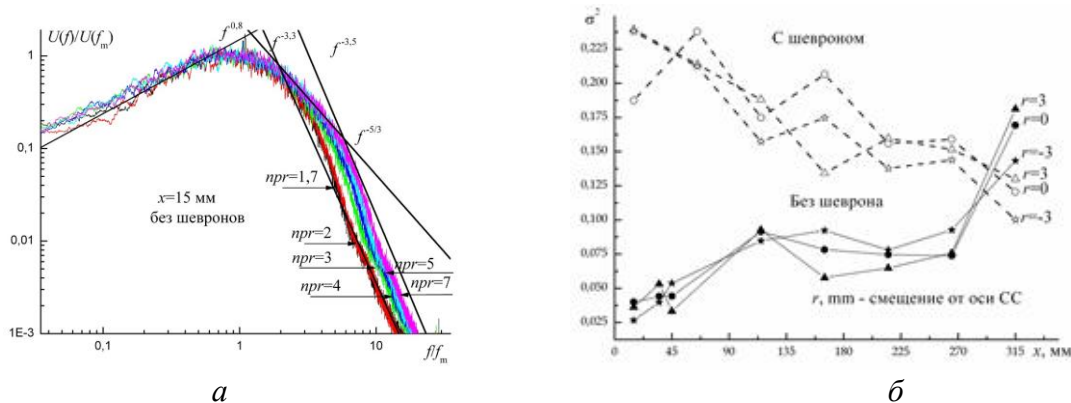


Рисунок 1 - Примеры нормированных спектральных функций и аппроксимации спектров (а), дисперсии флуктуаций интенсивности в зависимости от расстояния от сопла  $x$  и поперечного сдвига  $r$  (б)

По результатам измерений можно сделать следующие выводы:

1. Восстановление спектров показателя преломления из данных лазерного просвечивания показывает, что развитие турбулентных процессов в аксиально симметричной сверхзвуковой струе описывается степенной моделью спектра показателя преломления  $\Phi \sim \kappa^{-\nu}$  с показателем  $\nu$ , изменяющимся по мере турбулизации течения как вдоль оси струи, так и по радиусу. Результатом этого является небольшой рост показателя от оси к внешней границе струи и его заметное возрастание вдоль оси в первой и второй бочках.

Использование «шевროнов» изменяет структуру турбулентности в СС потоке на начальном участке струи (рис.1б). Дисперсия флуктуаций интенсивности растет с удалением от сопла, а с «шевронами» уменьшается. Средние значения  $C_n^2$  растут от  $3 \cdot 10^{-10}$  до  $1,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-2/3}$ , с шевронами - убывают от  $1,4 \cdot 10^{-9}$  до  $8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2/3}$ .

2. В спектрах флуктуаций интенсивности и поворота фазового фронта световой волны наблюдаются дискретные частоты, вызванные основной частотой (и кратными ей) акустического шума, который генерируется СС. **Направления распространения** менее чувствительны к широкополосному шуму и позволяют измерять спектр дискретных акустических волн до 40 – 50 кГц, спектр которых зависит от  $npr$ , расстояния от сопла и сдвига от оси струи.

Исследования турбулентных пульсаций при обтекании модели крыла сверхзвуковым потоком проводились в АТ Т-313 (Рис. 2). Скорость потока составляла  $\sim 600$  м/с.

Анализируются спектры флуктуаций интенсивности, давления, углов прихода лазерных пучков, распространяющихся над моделью при различных углах атаки крыла. Рассмотрено дрожание скачка уплотнения, искажаемого узким турбулентным следом, который формируется за клином, расположенным перед моделью.

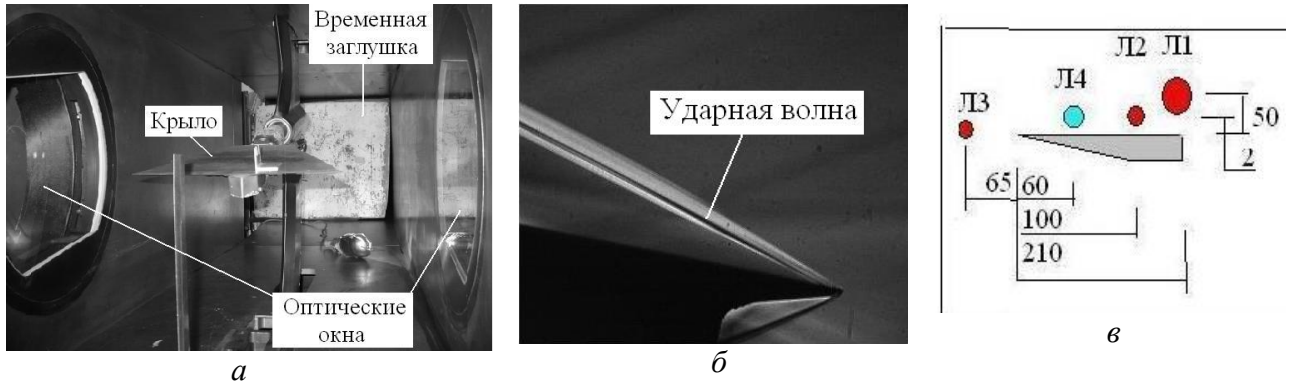


Рисунок 2 - Фотографии модели крыла, установленной в Т – 313 (а) и ударной волны, формирующейся около крыла (б), местоположение точек измерения пучков над крылом (в)

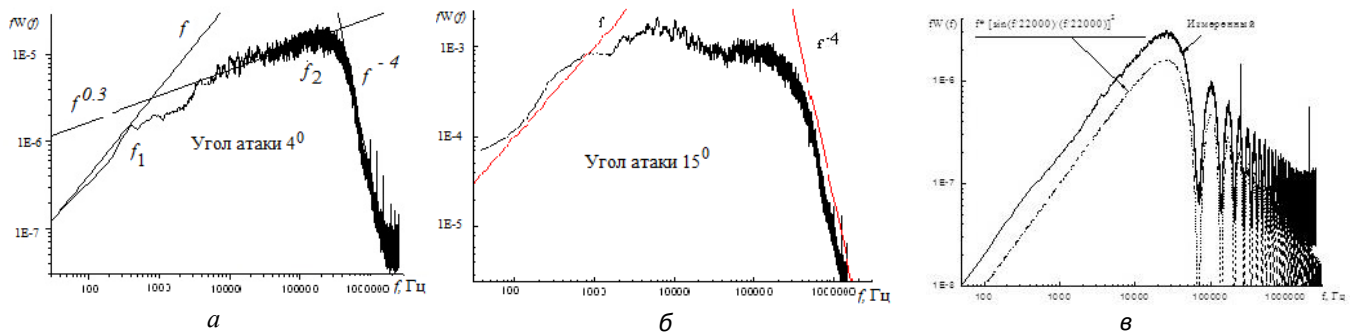


Рисунок 3 - Спектры флуктуаций интенсивности над крылом (а), (б) и в набегающем потоке (в)

Из анализа результатов измерения **флуктуаций интенсивности** следует:

- Спектры перед крылом в набегающем потоке (рис.2в) описываются функцией вида  $Af[\text{Sin}(f/f_0)/(f/f_0)]^2$  где  $f_0$  – частота первого максимума. Уровень флуктуаций интенсивности над крылом слабо зависит от угла атаки крыла. В набегающем потоке уровень флуктуаций на 3 порядка меньше, чем над крылом, что говорит об очень слабой турбулентности исходного потока.
- Над крылом спектр имеет 3 характерных участка (рис.3):
  - Участок  $f < f_1$  ( $f_1 \sim 0,04\text{-}3\text{кГц}$ ) на котором спектр растет пропорционально частоте  $\sim f$ .
  - Второй участок  $f_2 > f > f_1$  – спектр перестраивается. С увеличением угла атаки растет мощность на частоте  $f_1 \sim 3\text{-}5\text{кГц}$  и при больших углах превышает мощность на частоте  $f_2$ .

- Третий участок при  $f > f_2$  ( $f_2 \sim 130-160$  кГц) – на частотах выше  $\sim 300-400$  кГц спектр спадает  $\sim f^{-4}$  и не зависит от угла атаки. Аналогичная зависимость в этой области получена в экспериментах на затопленной сверхзвуковой струе на АТ Т-326.

3. Оценки структурной постоянной флуктуаций показателя преломления над крылом  $C_n^2 \approx (5-6,5) \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2/3}$ , что на два порядка выше максимальных значений в атмосфере. В набегающем потоке значения  $C_n^2 \approx 3,2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$  и соответствуют слабой атмосферной турбулентности..

Из анализа результатов измерений **флуктуаций дрожания изображения** следует:

1. Спектр флуктуаций дрожания изображения, измеренный координатным фотодиодом, имеет два масштаба. Первый масштаб – низкочастотный – 90-100 Гц, второй высокочастотный – 20 – 24 кГц в области 20-100 кГц. Частота второго максимума слабо уменьшается с увеличением угла атаки. Ему соответствуют масштабы  $\sim 5.5$  см. Первый масштаб совпадает с размером крыла 24 см. Среднеквадратические отклонения по горизонтали составляют  $\sim 8$  угловых секунд, по вертикали  $\sim 4$  и слабо зависят от угла атаки.

2. Спектр флуктуаций давления имеет максимум на частоте  $f_{\text{дм}} \approx 9 - 10$  кГц и при  $f < f_{\text{дм}}$  спадает  $\sim f^{-1,3}$ . Частота максимума близка к частоте максимума спектра углов прихода. Возможной причиной максимума является быстрые колебания скачка уплотнения.

**Дрожание скачка уплотнения**, искажаемого узким турбулентным следом, который формируется за клином, расположенным впереди модели крыла (угол атаки  $20^\circ$ ) на расстоянии 60 см, фиксировалось видеокамерой с частотой 4кГц. Влияние турбулентного следа приводит к искажению формы скачка уплотнения. Скачок уплотнения от носика крыла выдвигался вперед сильно дрожал. Наблюдается высокий уровень корреляции между смещениями по вертикали и горизонтали. Максимум отклонения ударной волны от крыла вперед -  $\Delta X = 53.4$  мм, и вверх -  $\Delta Y = 45.6$  мм, среднеквадратические отклонения  $\sigma_x = 7.72$  мм,  $\sigma_y = 7.23$  мм. Спектр флуктуаций смещения  $fW(f)$  на частотах выше  $\sim 100$  Гц спадает по оси  $x \sim f^{-2/3}$ , по оси  $y \sim f^{-5/3}$ .

#### Выводы

Оптические методы позволяют дистанционно определять турбулентные характеристики на различных участках сверхзвуковых потоков. Уровень турбулентности в затопленных струях неоднороден вдоль и поперек оси. Показатель  $\nu$  в спектрах турбулентности  $\Phi \sim k^{-\nu}$  отличается от Колмогоровского и зависит от положения как в струях, так и над моделью крыла.,

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.S.H., 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. 02005.

# ОПТИМАЛЬНАЯ ТОПОЛОГИЯ КОММУТАЦИИ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ЗАДАЧ БЕСПРОВОДНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Бланк А.В., Богданов С.А., Сухарева Н.А., Унтила Г.Г., Эйдельман Б.Л.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

e-mail: [blankarkadiy@physics.msu.ru](mailto:blankarkadiy@physics.msu.ru), [bogdanov.std@mail.ru](mailto:bogdanov.std@mail.ru), [suhareva@phys.msu.ru](mailto:suhareva@phys.msu.ru), [guntilla@mics.msu.su](mailto:guntilla@mics.msu.su),  
[eidelmanbl@gmail.com](mailto:eidelmanbl@gmail.com)

Ключевые слова: открытый оптический канал, статистика Тсаллиса, турбулентность, суперстатистика, индекс мерцаний

Рассмотрены вопросы оптимальной конфигурации широкоапертурных матричных регистраторов профиля интенсивности коллимированных сигнальных и энергонесущих когерентных волновых пучков для задач телекоммуникаций, дистанционного зондирования и беспроводной передачи энергии. Представлены результаты экспериментального исследования формируемого поля температур при работе с источниками непрерывного когерентного излучения высокой мощности, неоднородной термической деградации интегральной эффективности преобразователя. Исследовано влияние форм-фактора сигнального или энергонесущего пучка на структуру регистрируемого сигнала и эффективность фотопреобразования.

Особенность фотовольтаического преобразования излучения коллимированного волнового пучка, прошедшего протяженную трассу, связана в его нестационарностью и пространственной неоднородностью в зоне расположения фотоматрицы. Нестационарны и профиль энергонесущего пучка и угол его прихода. При выборе типа объединения фотоэлементов в матрицу необходимо добиться максимальной эффективности коллективной работы всех подключаемых элементов. Однако, среди требований для достижения максимальной эффективности есть трудно выполнимые, такие как пространственная однородность распределения плотности мощности на фотоматрице невыполнимо для пучка конечных размеров и формы, отличающейся от профиля матрицы, стационарность температуры фотоматрицы может быть выполнено только для теплоаккумулирующей системы определенного качества, ограничения мощности энергонесущего пучка и времени сеанса энергопередачи.

На эффективность общей конструкции влияют эффективность отдельной ячейки, тип соединения этих ячеек, а также параметры контактной сетки, нанесенной на поверхность панели. Также стоит учесть, что в условиях прохождения монохроматического пучка через атмосферу и прочие помехи, на панели возникает частичное затенение, что существенно влияет на общую производительность. Для повышения эффективности существуют различные алгоритмы решения задачи, связанные с особенностями соединения ячеек. На эффективность одиночного элемента влияет рабочая температура элемента, мощность падающего излучения,

материал элемента, размеры и пр. Поскольку коллимированный пучок в сечении чаще всего имеет круглую форму, то можно было бы подумать, что круглая геометрия матрицы будет обеспечивать наиболее полную засветку и следовательно высокую эффективность. Однако из-за влияния обратных токов соседних элементов наблюдаются заметные спады в эффективности и оптимальной является прямоугольная форма матрицы.[3]

Рассмотрена имитационная система для моделирования интегральных фотовольтаических характеристик матрицы фотовольтаических чипов. Каждый из включаемых в матрицу элементов описывается однодиодной моделью и имеет однотипные параметры.[4] При однородном освещении матрицы с заданным количеством параллельно и последовательно соединенных элементов можно экстраполировать ВАХ следующим образом:

$$I = N_p I_{ph} + N_p I_o e^{\frac{V + I \frac{R_s}{N_p}}{nV_t}} + I_{sh} \quad (1)$$

где  $N_p$  - число параллельно соединенных элементов,  $N_s$  - число последовательно соединенных элементов,  $I_{sh}$  - слагаемое, учитывающее вклад шунтирующего сопротивления.

Структурная схема и интерфейс моделирования представлен на Рис 1.

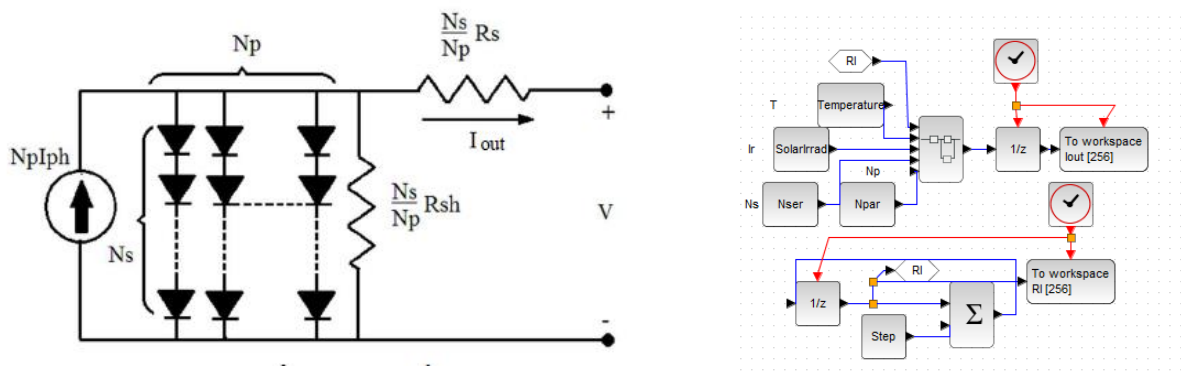


Рисунок 1 – Эквивалентная схема однодиодной модели с параллельно-последовательными элементами (слева), Блок-схема реализации численного метода в среде Xcos (справа)

Модель работает с итеративным уравнением, решаемым методом Ньютона:

$$I_{n+1} = I_n - \frac{f(I_n)}{f'(I_n)}; f(I) = I - N_p I_{ph} + N_p I_o e^{\frac{V + I \frac{R_s}{N_p}}{nV_t}} + I_{sh} \quad (2)$$

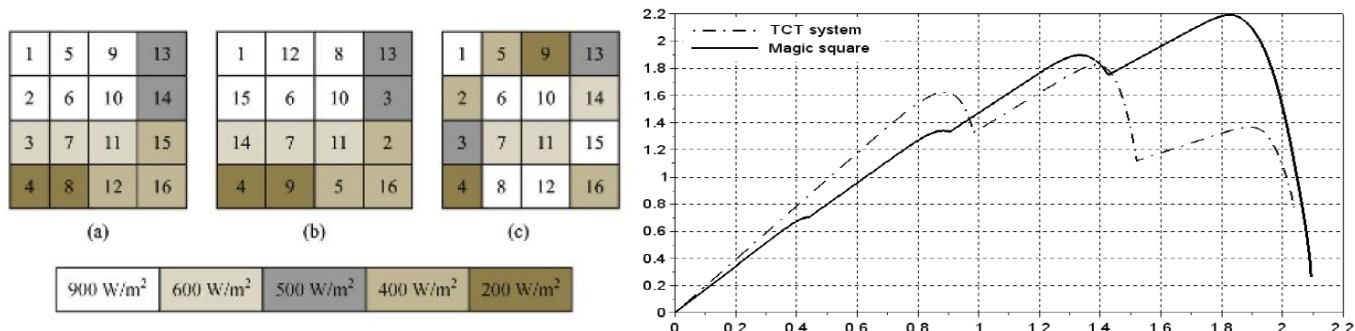


Рисунок 2 – Вариант сильного полосового пятиуровневого затенения

Интерфейс модели позволяет выставлять необходимые параметры для каждого из элементов и групп элементов -- температуру каждого отдельного элемента, мощность излучения, падающего на каждый элемент, количество элементов в матрице, последовательное и шунтирующее сопротивление, типы соединений внутри кластера и между кластерами элементов. Были проанализированы результаты фотовольтаического преобразования матрицами, составленными из однотипных элементов размерности 8x8. Основная задача состоит в анализе последствий пространственной неоднородности засветки в плоскости матрицы. Геометрия затенения варьировалась по уровню, площади и локализации тени. При моделировании затенения использовались четыре или пять градаций мощности падающего излучения, коммутация выполнялась либо по методу ТСТ, либо по магическому квадрату.[3]

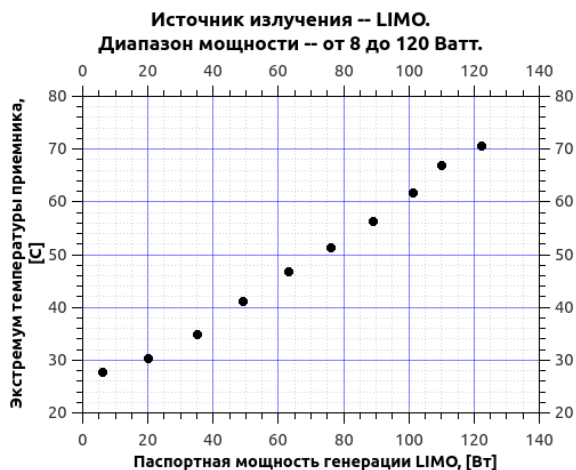


Рисунок 3 – Зависимость максимальной температуры от мощности падающего потока излучения.

Отладка методики тестирования выполнялась на тестовом промышленном образце фотовольтаической матрицы кремниевых фотопреобразователей. Типичным примером подобных преобразователей, рассчитанных на плотности потоков более 10 Вт/см<sup>2</sup> является многослойная кремниевая структура, предлагаемая компанией МН GoPower [1, 2].



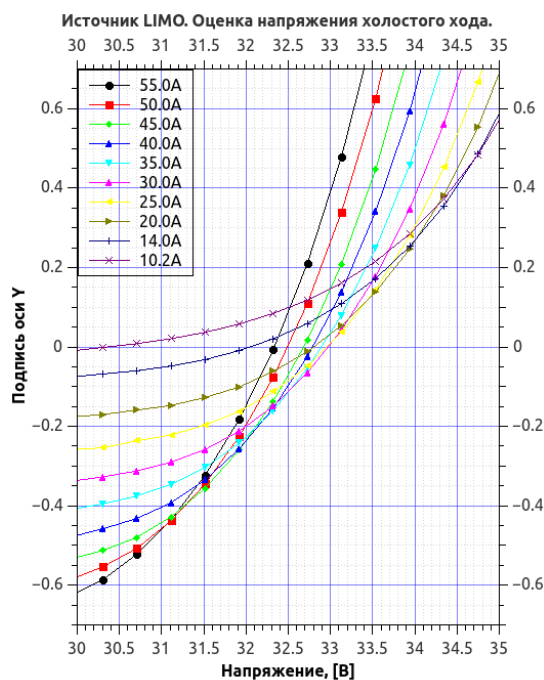


Рисунок 4 – Фрагмент семейства вольтамперных характеристик для тестового приемника

Тестово-измерительный комплекс позволяет работать с коллимированным супергауссовым пучком мощностью до 120 Ватт на длине волны 808 нм. Критическим параметром при планировании и выполнении измерений является температура матрицы ФЭП. Все проводимые измерения принудительно укладывались в диапазон значений, ограниченный сверху 70 °С. Проявлением температурной неоднородности матрицы можно объяснить обратный ход напряжения холостого хода в использованной схеме зондирования связан с сильным нагревом элементов матрицы, перераспределяющим баланс концентраций носителей зарядов в многослойной системе.

Рассмотрим фотовольтаические процессы для пучка переменного сечения и постоянной мощности.

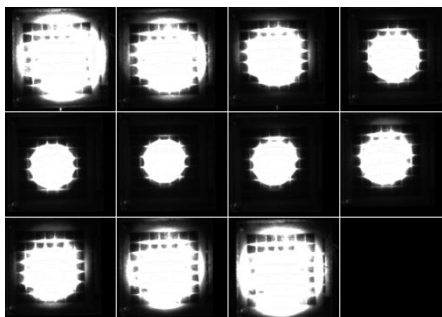


Рисунок 5 – Перестройка профиля пучка на фотопреобразующей площадке

Тесты процесса фотопреобразования с вариацией размера пучка, покрывающего матрицу необходимы для создания перестраиваемых структур, способных эффективно работать с пучками



кратно меньшего размера апертуры матрицы. Для такого процесса необходимо применять сегментирование матрицы, предусмотрев в работе контролера заряда выбор режима заряда от выделенного сегмента и перенаправляя сигналы м остальных сегментов на канал обработки позиционных параметров энергонесущего пучка. Серия используемых при тестировании профилей супергауссова пучка представлена на Рис. 5.

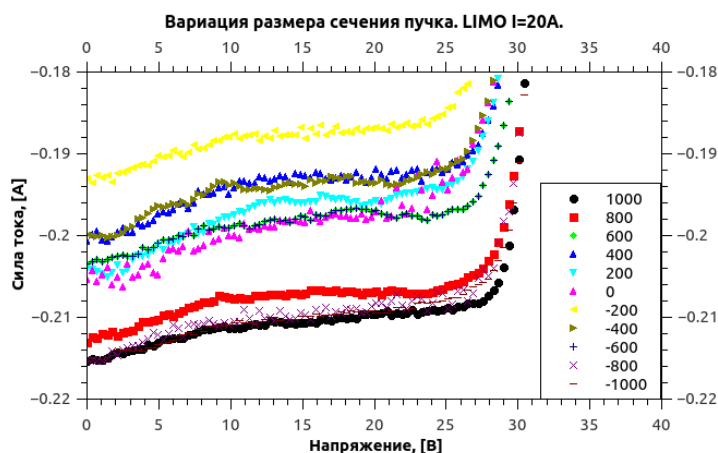


Рисунок 6 – Семейство ВАХ для ЛИМО-пучка переменного размера

Характерный вид семейства ВАХ для пучков различных размеров при постоянном значении тока накачки  $I=20$  А. Минимальные значения тока короткого замыкания наблюдаются при максимальной группировке пучка. Уширение пучка сопровождается ростом тока короткого замыкания, достигающего максимума при полном покрытии поверхности матрицы ФЭП. Вольт-амперные характеристики при неоднородной засветке приобретают немонотонную зависимость производной тока по напряжению, типичные для неоднородно засвеченных матриц. Представленная имитационная модель и экспериментальные характеристики позволяют прогнозировать зависимости мощности фотогенерации при заданной статистике пространственного распределения интенсивности и времячастотных свойствах пространственных моментов энергонесущего пучка на выходе протяженной трассы.

1. *Perales, Mico, et al.* "Characterization of high performance silicon-based VMJ PV cells for laser power transmission applications." Proc. of SPIE Vol. Vol. 9733. 2016.
2. *Perales, Mico, et al.* "Design and characterization of a novel power over fiber system integrating a high power diode laser." Proc. of SPIE Vol. Vol. 10086. 2017.
3. *Orozco-Gutierrez M. L. et al.* Enhanced simulation of total cross tied photovoltaic arrays //Mathematics and Computers in Simulation. – 2019. – Т. 158. – С. 49-64.
4. *Ranga S. A., Kirei B. S., Topa M. D.* NUMERICAL MODELING OF CASCADED PHOTOVOLTAIC CELLS IN OPEN SOURCE SIMULATION ENVIRONMENT //Acta Technica Napocensis. – 2017. – Т. 58. – №. 3. – С. 1.

# МОДЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО РАСПРОСТРАНЕНИЮ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

Банах В.А.<sup>1</sup>, Кусков В.В.<sup>1,2</sup>, Сазанович В.М.<sup>1</sup>, Фалиц А.В.<sup>1</sup>, Цвык Р.Ш.<sup>1</sup>, Шестернин А.Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт Оптики Атмосферы им В.Е. Зуева СО РАН, Томск

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск

[banakh@iao.ru](mailto:banakh@iao.ru); [vyk@iao.ru](mailto:vyk@iao.ru); [sazanovich@iao.ru](mailto:sazanovich@iao.ru); [falits@iao.ru](mailto:falits@iao.ru); [tsvyk@iao.ru](mailto:tsvyk@iao.ru); [san@iao.ru](mailto:san@iao.ru)

Ключевые слова: вихревые оптические поля, микрзеркальный пространственный модулятор

В работе представлены результаты эксперимента по формированию вихревых оптических полей, распространяющихся в конвективной турбулентной среде. Формирование вихревых оптических полей осуществляется с помощью микрзеркального дифракционного пространственного модулятора.

Одним из методов формирования лазерных пучков, обладающих орбитальным угловым моментом оптического поля, является метод цифровой голографии [1-4]: на двумерной матрице микрзеркал формируется бинарная дифракционная решетка, которая и задает требуемое распределение оптического поля следующего вида:

$$A(x, y) \exp(i\varphi(x, y)), \quad (1)$$

где  $A(x, y)$  – амплитуда, и  $\varphi(x, y)$  – фаза волны. Чтобы сформировать оптическое поле (1) при падении плоской когерентной волны на матрицу микрзеркал, необходимо задать распределение отражающих зон на модуляторе согласно выражению

$$h(x, y) = \text{sign}(\cos(2\pi\alpha + 2\pi\delta(x, y)) - \cos(\pi q(x, y))). \quad (2)$$

В (2)  $\alpha$  определяет частоту полос бинарной дифракционной решетки, а параметрические функции  $q(x, y)$  и  $\delta(x, y)$  задаются формулами

$$q(x, y) = \frac{\arcsin(A(x, y))}{\pi}, \quad (3)$$

$$\delta(x, y) = \frac{\varphi(x, y)}{2\pi}. \quad (4)$$

Уравнение (2) определяет бинарную отражательную матрицу, с помощью которой формируется оптическое поле (1). Если представить (2) через ряд Фурье:

$$\begin{aligned} h(x, y) &= \sum_m U_m \\ &= \sum_m \frac{\sin(\pi m q(x, y))}{\pi m} \exp(i2\pi m(\alpha + \delta(x, y))), \end{aligned} \quad (5)$$

не трудно увидеть, что слагаемое для  $m = 1$  будет определять комплексное поле с амплитудой равной  $A(x, y)$  и распределением фазы  $\varphi(x, y)$ .

На рисунке 1 представлен лабораторный стенд, созданный с целью моделирования прохождения вихревого лазерного пучка через турбулентную атмосферу. В качестве источника излучения использовался He-Ne лазер ( $\lambda=0,63$  мкм) с выходным размером 1 мм и угловой расходимостью  $\Theta=1,5$  мрад. С целью интерферометрического контроля вихревой структуры лазерного пучка часть излучения перед модулятором отводилась в сторону, после чего пучки снова совмещались. После модулятора излучение в условиях конвективной турбулентности проходило над нагретой металлической поверхностью и направлялось на экран, изображения с которого снималось при помощи высокоскоростной видеокамеры. Длина трассы  $L$  над нагреваемой поверхностью составляла 4 метра. Изменяя высоту прохождения лазерного пучка над нагреваемой поверхностью, изменялась структурная характеристика показателя преломления  $C_n^2$ . Таким образом, изменялся обобщенный параметр турбулентности, вычисляемый как  $\beta_0^2 = 1,23C_n^2 k^{\frac{7}{6}} L^{\frac{11}{6}}$ , где  $k$  - волновое число.

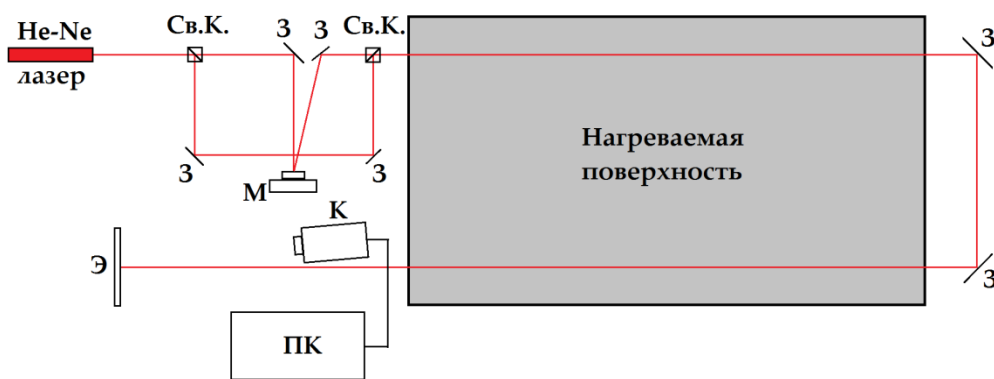


Рисунок 1 – Схема установки- Св.К- светоделительный кубик; З-Зеркало; М- Модулятор; Э- экран; К- Высокоскоростная видеокамера; ПК-персональный компьютер

Примеры интерферограмм, снятых на экране с использованием видеокамеры, а также соответствующих двумерных дифракционных решеток можно посмотреть на рисунке 2. С помощью дифракционных решеток задавались отражательные зоны на микрозеркальном модуляторе для формирования орбитального углового момента оптического вихревого поля. Орбитальный угловой момент оптического вихревого поля определяется с помощью функции  $\exp[in\theta]$ , где  $\theta$  – азимутальный угол полярной системы координат,  $n$ - топологический заряд орбитального углового момента оптического поля

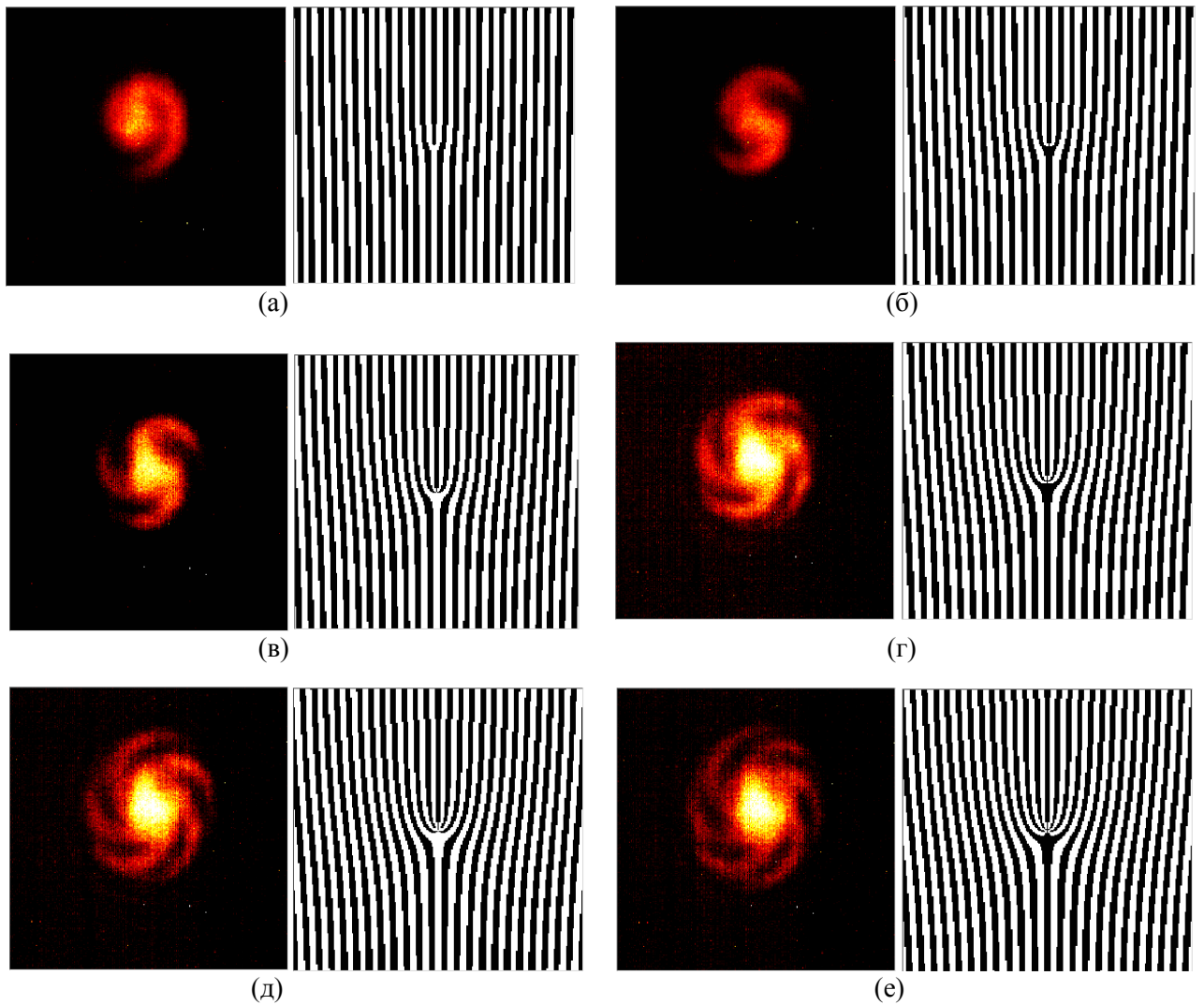
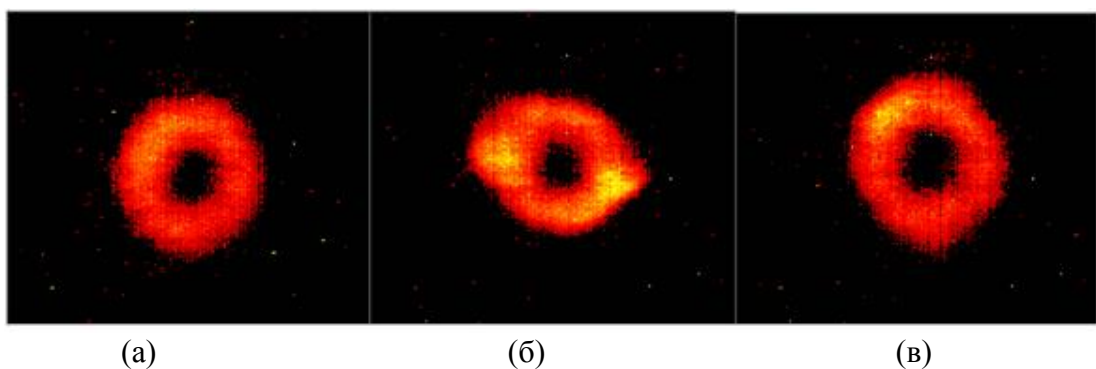


Рисунок 2 – Интерферограмма сложения вихревого и опорного пучков (слева) и соответствующая бинарная маска, задаваемая на матрице микрзеркал (справа), для различной величины топологического заряда ( $n=1$ -а,  $n=2$ -б,  $n=3$ -в,  $n=4$ -г,  $n=5$ -д,  $n=6$ -е)

На рисунке 3 представлены примеры двумерных и одномерных распределений интенсивности вихревых пучков на экране при различных  $n$  и обобщенном параметре турбулентности  $\beta_0^2$ , характеризующий влияние турбулентности на трассе распространения.



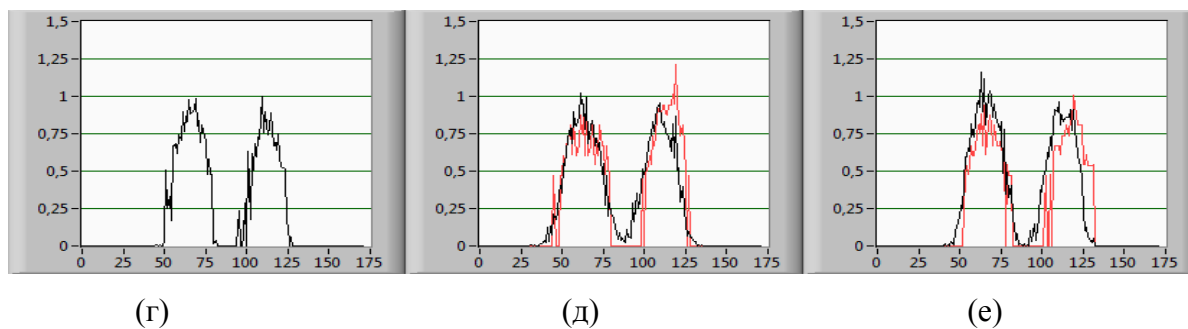


Рисунок 3.1 – Двумерные (а,б,в) и нормированные одномерные (г,д,е) распределения пучка на экране с  $n=1$ , при  $\beta_0^2=0$  (усреднение за 8 секунд) (а,г), мгновенные (красные) и усредненные (черные) при  $\beta_0^2=0,5$  (б,д) и  $\beta_0^2=0,125$ (в,е)

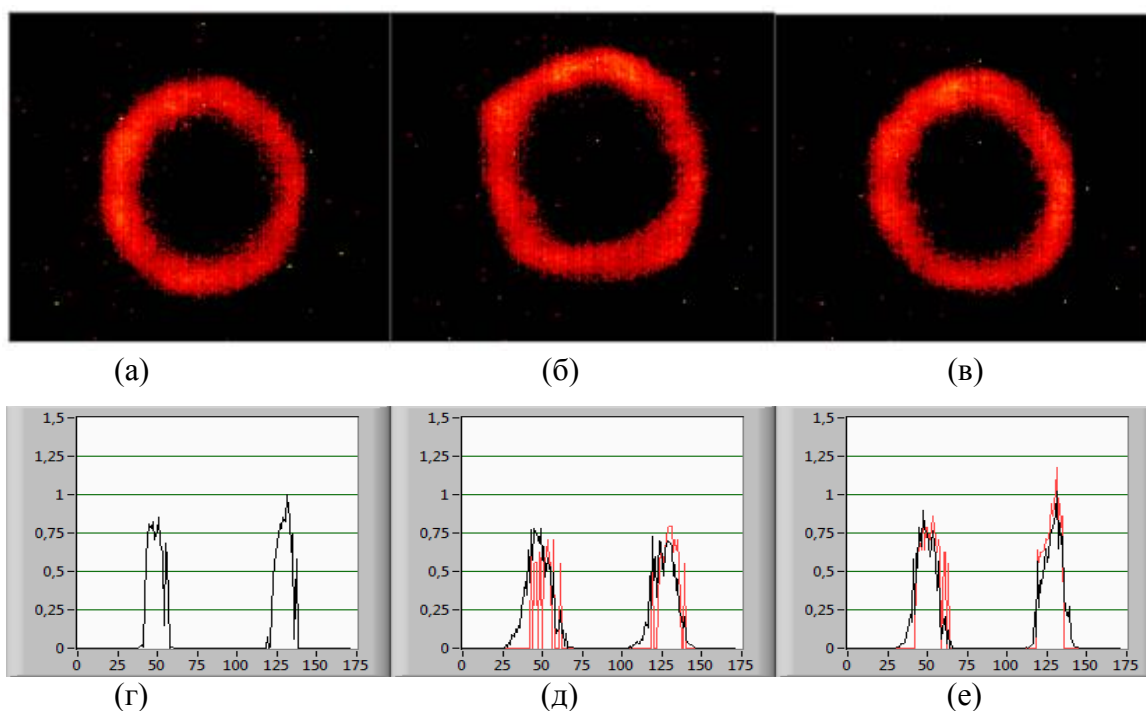


Рисунок 3.2 – Двумерные (а,б,в) и нормированные одномерные (г,д,е) распределения пучка на экране с  $n=4$  при  $\beta_0^2=0$  (усреднение за 8 секунд) (а,г), мгновенные (красные) и усредненные (черные) при  $\beta_0^2=0,5$  (б,д) и  $\beta_0^2=0,125$  (в,е)

Работа выполнена по проекту РАН АААА-А17-117021310149-4 в части создания экспериментального стенда и по проекту Российского научного фонда № 18-79-10115 в части проведения эксперимента.

1. Lee W.-H. Binary computer-generated holograms // 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.

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН В АТМОСФЕРЕ

Банах В.А.<sup>1</sup>, Кусков В.В.<sup>1,2</sup>, Садовников С.А.<sup>1</sup>, Фалиц А.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт Оптики Атмосферы им В.Е. Зуева СО РАН, Томск

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск

[banakh@iao.ru](mailto:banakh@iao.ru); [vyk@iao.ru](mailto:vyk@iao.ru); [sadsa@iao.ru](mailto:sadsa@iao.ru); [falits@iao.ru](mailto:falits@iao.ru);

Ключевые слова: ослабление излучения; турбулентность;

Представлены расчеты по атмосферному ослаблению лазерного излучения HF/DF лазера распространяющегося с высоты 0 и 10 км под углами 0 и 35 градусов относительно зенита. Также представлены результаты численного моделирования влияния турбулентной атмосферы с использованием метода фазовых экранов и положением приёмника излучения на высотах 200 и 600 км

Спектр излучения HF/DF лазера представляет собой набор из нескольких десятков спектральных линий в диапазоне 2,6-3 мкм и 3,6-4,2 мкм. При распространении лазерного излучения невысокой мощности в атмосфере, её влияние выражается в следующем:

- ослабление, вызванное аэрозольным рассеянием, молекулярным поглощением и рассеянием атмосферными газами;

- случайное перераспределение энергии в поперечном сечении пучка за счет случайных фокусировок и дефокусировок волнового поля на турбулентных неоднородностях показателя преломления, которые приводят к ухудшению пространственной когерентности излучения, случайным блужданиям пучка, как целого, и возникновению флуктуаций интенсивности.

## **Влияние атмосферного ослабления на уровень пропускания излучения HF/DF лазера.**

Данные об интенсивности отдельных спектральных линий HF-DF лазера [1,2] несколько отличаются. Для [2] приведены данные интенсивности отдельных линий, высчитываемой как среднее по времени от мощности излучения. Показатель ослабления на длине волны  $\lambda$ , рассчитывался как сумма молекулярного поглощения  $\alpha(\lambda)$ , молекулярного [2] и аэрозольного рассеяний [3]. Поскольку величина показателя ослабления на высотах выше 21 км является крайне небольшой, на высотах выше этих значений ей можно пренебречь. Расчёт молекулярного поглощения был произведён с помощью информационной системы SPECTRA [4] на основе модели средних широт ИОА СО РАН ( $h=0-21$  км). Значение функции пропускания рассчитывалось как  $T = \frac{\sum I_{\lambda}}{\sum I_{0\lambda}}$ , где  $I_{0\lambda}$ -интенсивность спектральной линии источника;  $I_{\lambda}$ -интенсивность линии после прохождения ослабляющего слоя.

Рассчитанные значения энерговклада каждой отдельной линии HF лазера с земли в направлении зенита с учетом атмосферного ослабления представлены на рисунке 1. При этом

значение функции пропускание для зимних условий составляет  $T(HF) = 7 \div 9 \cdot 10^{-2}$ ; летних условий  $T(HF) = 4 \div 6 \cdot 10^{-2}$ . Основной вклад в ослабление излучения HF лазера вносит молекулярное поглощение атмосферными газами.

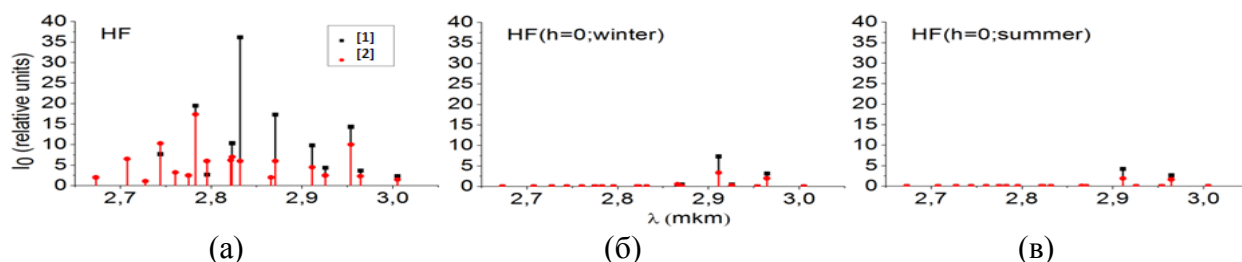


Рисунок 1 - спектральный состав HF лазера (а), после прохождения атмосферы в направлении зенита с земли до высоты 21 км в зимних (б) и летних (в) условиях

На рисунке 2 представлены результаты по распространению с высоты 10 км в направлении зенита.

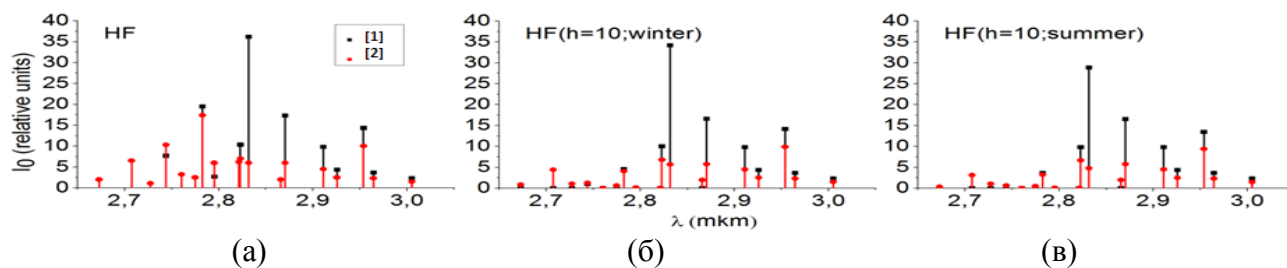


Рисунок 2 - спектральный состав HF лазера (а), после прохождения атмосферы в направлении зенита с высоты 10 км до 21 км в зимних (б) и летних (в) условиях

Пропускание зимой для HF при этом составляет  $T = 5,5 \cdot 10^{-1}$  для [1] и  $T = 7,7 \div 8 \cdot 10^{-1}$  для [2]. Летом же  $T = 5,5 \cdot 10^{-1}$  и  $T = 7 \div 7,5 \cdot 10^{-1}$  соответственно. Значительно отличается картина при прохождении излучения DF лазера (рисунок 3).

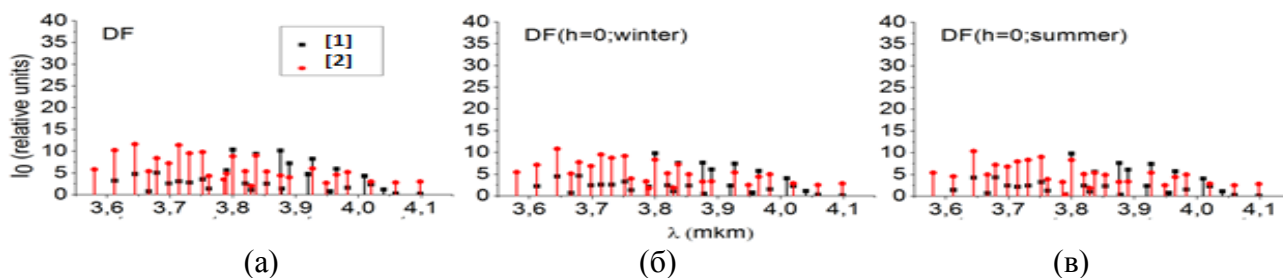


Рисунок 3 - спектральный состав DF лазера (а), после прохождения атмосферы в направлении зенита с земли до высоты 21 км в зимних (б) и летних (в) условиях

Значение функции пропускания при этом составляет  $T = 0,83 \div 0,88$  для зимних и  $T = 0,77 \div 0,81$  летних условий. Пропускание с высоты 10 км имеет значения  $T = 0,99 \div 1$  (рисунок 4) и не зависит от времени года. Таким образом, атмосферное ослабление не



оказывает влияния на излучение DF лазера распространяющиеся с высоты 10 км в направлении зенита.

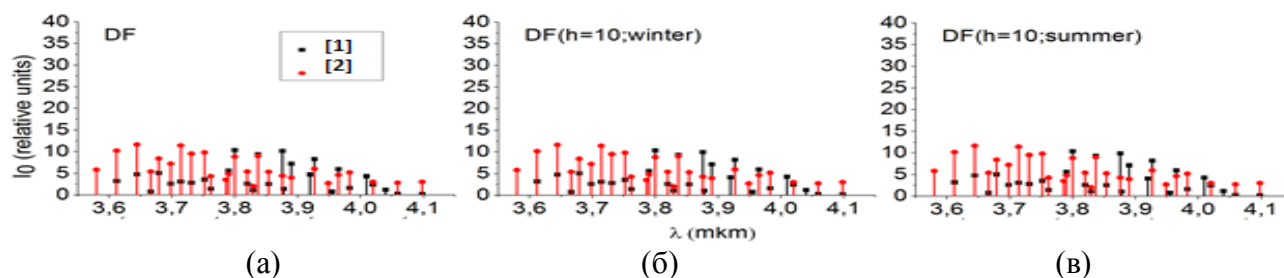


Рисунок 4 - спектральный состав DF лазера (а), после прохождения атмосферы в направлении зенита с высоты 10 до 21 км в зимних (б) и летних (в) условиях

В случае увеличения угла наклона распространения относительно зенита до 35 градусов, значение функции пропускания, вследствие увеличения трассы, изменяется незначительно:  $T = 0,80 \div 0,86$  для зимних и  $T = 0,75 \div 0,79$  для летних условий.

Аналогичная ситуация наблюдается как в случае распространения излучения с высоты 10 км, так и в при распространения излучения HF лазера.

#### **Влияние турбулентного перемешивания при распространении лазерного излучения в направлении зенита**

Моделирование распространения лазерного излучения с учетом турбулентного перемешивания производилось с использованием метода фазовых экранов [6]. Суть метода заключается в моделировании последовательности независимых случайных фазовых экранов, между которыми находится зона свободной дифракции распространяющегося излучения. Влияние турбулентности рассматривалось до высоты 20 км с использованием модели высотного профиля структурной характеристики показателя преломления  $C_n^2$  [7].

В таблице 1 представлены результаты численного моделирования распространения кольцевого лазерного пучка через турбулентную атмосферу в направлении зенита на различные высоты. Моделирование комплексного поля осуществлялось при следующих параметрах начальной расчётной сетки: размерность 1024\*1024, шаг – 6мм; внешний диаметр лазерного пучка составлял 1 м, внутренний 0,2 м. Рассматривались 2 типа лазерных пучков: коллимированный и сфокусированный на плоскость приёма, т.е. на высоты 200 и 600 км. Ниже представлены обозначения, применяемые в таблице: L=200,600 (км)-высота плоскости приёма относительно астрономического горизонта;  $\lambda=2,85; 3,9$  мкм –длина волны распространяющегося излучения (для HF и DF соответственно);  $\alpha(N)$ -средний диаметр пучка (м) по 300 независимым реализациям в плоскости приёма определяемый по уровню  $e^{-1}$ ,



где N- высота над поверхностью земли (км);  $\rho(N)$ - среднее квадратичное отклонение центра тяжести пучка от оптической оси (м) по 300 независимым реализациям, где N- высота над поверхностью земли (км); условия распространения: difr- дифракция ( $C_n^2 = 0$ ); w-наихудшие (worse); m-средние (medium); b- наилучшие (best).

Таблица 1. результаты численного моделирования распространения кольцевого лазерного пучка через турбулентную атмосферу в направлении зенита на различные высоты

L	$\lambda$	усл	коллимированный				фокусированный			
			$\alpha(0)$	$\rho(0)$	$\alpha(10)$	$\rho(10)$	$\alpha(0)$	$\rho(0)$	$\alpha(10)$	$\rho(10)$
200	2,85	difr	0,99		0,98		0,36		0,35	
		w	11,49±2,32	4,95	1,29±0,5	0,08	11,34±1,97	2,58	0,58±0,2	0,27
		m	1,95±0,81	0,37	1,09±0,2	0,01	1,66±0,62	0,65	0,37±0,01	0,08
		b	1,19±0,37	0,04	1,02±0,1	0	0,43±0,05	0,17	0,35±0	0,03
	3,9	difr	1,07		1,05		0,5		0,47	
		w	10,4±2,35	4,8	1,27±0,42	0,07	10,39±2,31	2,56	0,62±0,12	0,26
		m	1,99±0,84	0,3	1,14±0,14	0,01	1,48±0,63	0,64	0,49±0,1	0,08
		b	1,24±0,28	0,03	1,07±0	0	0,55±0,04	0,15	0,48±0,01	0,03
600	2,85	difr	1,76		1,46		1,08		1,06	
		w	34,4±6,2	7,92	1,58±0,22	2,1	34,76±6,11	7,75	1,82±0,63	0,83
		m	5,16±0,22	2,1	1,58±0,22	0,28	5,05±1,84	1,97	1,14±0,04	0,24
		b	1,77±0,45	0,58	1,49±0	0,1	1,31±0,14	0,5	1,09±0,02	0,09
	3,9	difr	1,82		1,79		1,48		1,45	
		w	31,46±7	7,83	2,27±0,59	0,85	31,41±6,84	7,72	1,93±0,39	0,8
		m	4,84±2,03	1,87	1,88±0,141	0,28	4,45±1,88	1,91	1,53±0,03	0,24
		b	2,04±0,37	0,52	1,8±0	0	1,66±0,13	0,45	1,48±0,02	0,09

В случае распространения под углом 35 градусов относительно зенита, происходит увеличение поперечных размеров пучка примерно в полтора раза, за счет увеличения длины трассы распространения.

1. Исследование спектрально-временного распределения энергии генерации электроразрядного HF/DF-лазера. Вестник воздушно-космической обороны. N4(16) 2017. С.38-44.
2. Справочник по лазерам/ под ред. А.М. Прохорова. М.:«Советской радио» 1978 Т.1., 504 с.
3. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля / Г. М. Креков, Р. Ф. Рахимов; Отв. ред. С. Д. Творогов. - Новосибирск :Наука :Сиб. отд-ние, 1982. - 198 с.
4. Penndorf R. Tables of the refractive index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0 mkm and their application to atmospheric optics //JOSA. – 1957. – V. 47. – №. 2. – P. 176-182.
5. Михайленко С.Н., Бабиков Ю.Л., Головкин В.Ф. Информационно-вычислительная система "Спектроскопия атмосферных газов". Структура и основные функции // Оптика атмосферы и океана. 2005. Т. 18, № 09. С. 765-776.
6. Кандидов В.П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике// Успехи физ. Наук, 1996, №12, С.1309-1338
7. Грачева М.Е, Гурвич А.С. Простая модель для расчета турбулентных помех в оптических системах. – Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, С. 1107-1110

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВИХРЕВОГО ПУЧКА НА ПРЯМОЙ И ЛОКАЦИОННОЙ ТРАССАХ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Герасимова Л.О.

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

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

e-mail: [Lilyan@iao.ru](mailto:Lilyan@iao.ru)

Ключевые слова: турбулентная атмосфера, отражение, моделирование, средняя интенсивность

Проведено численное моделирование распространения вихревого лазерного пучка, отраженного плоским зеркалом, при различной интенсивности оптической турбулентности на атмосферной трассе. Анализ относительной дисперсии в поперечном сечении пучка показал, что возрастание флуктуаций средней интенсивности к краю пучка становится кратно меньше для отраженного лаггеррова пучка, чем для лаггеррова пучка, прошедшего удвоенное расстояние в прямом направлении.

Изучению влияния значения орбитального углового момента на характеристики лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере на прямых трассах, посвящено большое количество научных публикаций (см. [1]). Интерес обусловлен возможностью практического применения вихревых пучков, в частности, для повышения эффективности атмосферных оптических систем передачи энергии и информации через атмосферу.

В настоящей работе на основе численного моделирования проведено исследование средней интенсивности и относительно дисперсии лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере на локационной трассе.

## Постановка задачи

Рассмотрим задачу распространения лазерного излучения на локационной трассе и введем спектральную амплитуду напряженности электрического поля:

$$E(x, \mathbf{p}, f) = E_{nm}^0(x, \mathbf{p}, f) \exp \left\{ j 2\pi \frac{f}{c} \langle n(f) \rangle x \right\}, \quad (1)$$

где  $f$  – линейная частота,  $j = \sqrt{-1}$ ,  $c$  – скорость света в вакууме,  $x \geq 0$ ,  $\mathbf{p} = \{y, z\}$ ,

$\langle n(f) \rangle = 1 + 10^{-6} \frac{P_a}{\langle T \rangle} \left[ 77,6 + \frac{0,584}{\lambda^2} \right]$  – среднее значение показателя преломления,  $P_a$  – атмосферное давление,  $\lambda = c / f$  – длина волны,  $\langle T \rangle$  – усредненная по ансамблю реализаций температура.

Волновое параболическое уравнение, описывающее распространение лазерного излучения (1) в турбулентной атмосфере, для комплексной спектральной амплитуды  $E_{nm}^0(x, \mathbf{p}, f)$  имеет вид [2]

$$\frac{j4\pi f}{c} \cdot \frac{\partial E_{nm}^0(x, \mathbf{p}, f)}{\partial x} + \Delta_{\perp} E_{nm}^0(x, \mathbf{p}, f) + 2 \left( \frac{2\pi f}{c} \right)^2 n'(x, \mathbf{p}) E_{nm}^0(x, \mathbf{p}, f) = 0, \quad (2)$$

где  $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$  – поперечный оператор Лапласа,  $n'(x, \mathbf{p}) = [1 - \langle n(f) \rangle] \frac{T'(x, \mathbf{p})}{\langle T \rangle}$  – флуктуации показателя преломления, вызываемые турбулентными вариациями температуры воздуха,  $T'(x, \mathbf{p})$  – турбулентных флуктуаций температуры температура воздуха, с граничным условием, согласно (1),

$$E(x=0, \mathbf{p}, f) = E_{nm}^0(x_0, \mathbf{p}_0, f). \quad (3)$$

Для лазерного излучения, распространяющегося в прямом направлении, и излучения, падающего на отражающую поверхность, в турбулентной атмосфере решение уравнения (2) для  $E_{nm}^0(L, \mathbf{p}, f)$  имеет вид

$$E_{nm}^0(x=L, \mathbf{p}, f) = \frac{k}{j2\pi L} \exp\{j\Psi(\mathbf{p})\} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{p}_0 E_{nm}^0(\mathbf{p}_0, f) \exp\left\{j \frac{k(\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)^2}{2L}\right\}, \quad (4)$$

здесь множитель  $\exp\{j\Psi(\mathbf{p})\}$ ,  $\Psi(\mathbf{p}) = (2\pi \frac{f}{c}) \int_0^L dx' \tilde{n}(x+x_0, \mathbf{p})$ , учитывает фазовые искажения волны турбулентными неоднородностями показателя преломления воздуха,  $k = 2\pi f / c$ .

Для отраженного лазерного излучения из точки  $(x, \mathbf{p})$  в обратном направлении в точку  $(x_0, \mathbf{p}_0)$  решения уравнения (5) с граничным условием, согласно (4), для  $E(x_0, \mathbf{p}_0, f) = E_{nm}^0(L, \mathbf{p}, f)$  примет вид

$$E_{nm}^0(x_0 = -L, \mathbf{p}_0, f) = \frac{jV_0}{\lambda L} E_{nm}^0(L, \mathbf{p}, f) \exp\left[\frac{-jk(\mathbf{p}_0 - \mathbf{p})^2}{2L}\right] \exp\{-j\Psi(\mathbf{p})\} = \frac{V_0}{(\lambda L)^2} e^{j\Psi(\mathbf{p})} e^{-j\Psi(\mathbf{p}_0)} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{p}_0 E_{nm}^0(\mathbf{p}_0, f) \exp\left\{j \frac{k(\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)^2}{2L}\right\} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{p} E_{nm}^0(L, \mathbf{p}, f) \exp\left\{-j \frac{k(\mathbf{p}_0 - \mathbf{p})^2}{2L}\right\}. \quad (5)$$

Для расчетов (4), (5) воспользуемся численным моделированием распространения вихревого лазерного излучения в виде Лагерр-Гауссова пучка [3]

$$E_{nm}^0(\mathbf{p}, f) = E_{nm}^0(\mathbf{p}) G_0(f) = (-j)^m G_0(f) E_0 \left( -\frac{\mathbf{p}}{a} \right)^m \exp\left[-\frac{\rho^2}{2a^2} + j\psi_0 + jm\theta\right] L_n^m \left( -\frac{\rho^2}{a^2} \right), \quad (6)$$

параметр  $a$  – определяет ограниченность моды лагеррова пучка в пространстве;

$\theta = \arctan(z/y)$  – угловая координата;  $L_n^m(x)$  – полином Лагерра;  $n$  и  $m$  – радиальный и азимутальный порядок моды  $E_{nm}^0$  Лагерр-Гауссова пучка,  $\psi_0$  – фаза волны, не зависящая от  $\rho$  и  $f$ ;  $G_0(f) E_0$  – амплитуда пучка на его оси, в прямом и обратном направлении в турбулентной атмосфере для различных значений параметра

$$\beta_0 = \sqrt{1,23 C_n^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^{7/6} x^{11/6}}, \quad (5)$$

характеризующего интенсивность оптической турбулентности на трассе распространения,  $C_n^2$  – структурная постоянная показателя преломления.

На рис. 1 и 2 представлены распределения нормированной средней интенсивности  $\langle I(x, \rho) \rangle$  на её значения в точке максимума  $(L, 0)$  (рис. 1) и среднеквадратичного отклонения

$$\sigma_I(x, \rho) = \sqrt{\frac{\langle I^2(x, \rho) \rangle}{\langle I(x, \rho) \rangle^2} - 1}$$

относительных флуктуаций интенсивности (рис. 2) отраженного от

плоского зеркала на расстоянии  $x = L$  (рис. 1а, рис. 2а) и прошедшего прямое распространение на двойное расстояние  $2L$  (рис. 1б, рис. 2б) моды  $E_{03}^0$  лагеррова пучка при различных значений параметра  $\beta_0$  (5) в зависимости от координаты вдоль радиуса пучка  $\rho$ . Параметры моделирования задавались следующие:  $a = 2,5$  см,  $L = 1$  км,  $f = 476$  ТГц ( $\lambda = 0,63$  мкм),  $1,23 \times 10^{-15} \leq C_n^2 \leq 2,77 \times 10^{-13}$  м<sup>-2/3</sup>.

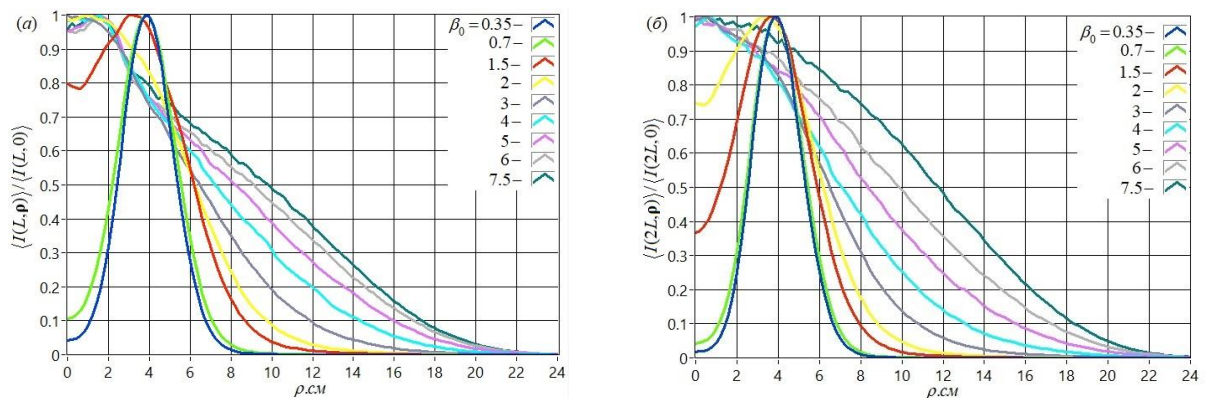


Рисунок 1 – Средняя интенсивность отраженного от плоского зеркала (а) и прошедшего трассу удвоенной длины без отражения (б) лазерного излучения при  $\beta_0 = 0,35; 0,7; 1,5; 2-6; 7,5$

Из рис. 1 видно, что нормированная средняя интенсивность рассеянного в атмосфере лагеррова пучка  $\langle I(L, \rho) \rangle / \langle I(L, 0) \rangle$ , проходящего в прямом и обратном направлении через одни

и те же неоднородности показателя преломления на атмосферной трассе, в поперечной плоскости становится близкой к гауссову пучку уже при  $\beta_0 = 2$  (рис. 1а) в отличие от нормированной средней интенсивности лаггеррова пучка  $\langle I(2L, \rho) \rangle / \langle I(2L, 0) \rangle$  при прямом распространении на удвоенное расстояние (рис. 1б) при одних и тех же входных параметрах.

Анализ относительной дисперсии в поперечном сечении пучка показал, что с усилением оптической турбулентности ( $\beta_0 \geq 4$ ) при смещении точки наблюдения с оси наблюдается спад среднеквадратичного отклонения относительных флуктуаций интенсивности  $\sigma_I(L, \rho)$  (рис. 2а) по сравнению  $\sigma_I(2L, \rho)$  (рис. 2б).

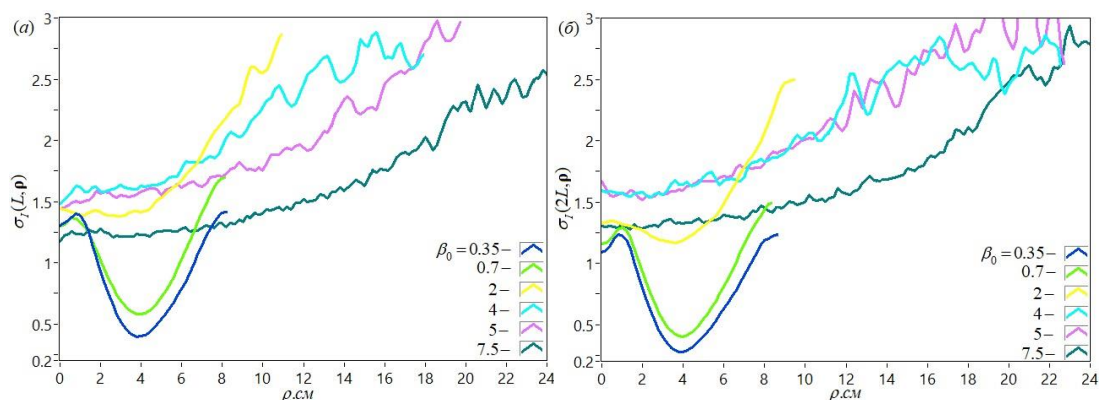


Рисунок 2 – Поперечный профиль среднеквадратичного отклонения относительных флуктуаций интенсивности моды  $E_{03}^0$  лаггеррова пучка при  $\beta_0 = 0,35; 0,7; 2; 4; 5$  и  $7,5$

### Заклучение

Если распределение средней интенсивности лаггеррова пучка с увеличением силы оптической турбулентности слабо зависит от геометрии распространения, то возрастание флуктуаций средней интенсивности к краю пучка становится кратно меньше для отраженного лаггеррова пучка, чем для лаггеррова пучка, прошедшего удвоенное расстояние в прямом направлении.

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

1. Padgett M.J. Orbital angular momentum 25 years on // Opt. Express. 2017. V. 25. No. 10. P. 11265–11274.
2. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов / Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. М.: Наука. 1988. 310 с.
3. Phillips R.L. Laser beam propagation through random media. 2nd ed / Andrews L.C.. Bellingham: SPIE Press. 2005. 782 p.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ГРАФЕНОВЫХ АНТЕНН ДЛЯ МНОГОКАНАЛЬНЫХ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ АТМОСФЕРНЫХ ДАННЫХ И ОКЕАНОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ В ДИАПАЗОНЕ СОТОВОЙ СВЯЗИ

Черевко А.Г., Моргачев Ю.В.

Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Новосибирск,  
Россия

e-mail: [persp14@mail.ru](mailto:persp14@mail.ru), [morgachev.yury@gmail.com](mailto:morgachev.yury@gmail.com)

Ключевые слова: антенна, моделирование, графен, «зеленая» электроника

Представлены результаты разработки экологических графеновых антенн на подложках из бумаги для работы в диапазоне сотовых операторов 1,8 и 2,6 ГГц (GSM-1800 и LTE-2600), которые могут использоваться для многоканальных систем передачи атмосферных данных и океанологической информации. Приведен их дизайн, отработанный путем компьютерного моделирования и эксперимента, сравнение измеренного и рассчитанного КСВН, диаграмма направленности. Проанализированы некоторые особенности технологии изготовления этих антенн.

В идеальном случае системы сбора информации в океане и атмосфере должны обладать беспроводными многоканальными системами передачи данных. Учитывая развитие сотовой связи такие системы целесообразно создавать в диапазоне частот, отведенном сотовым операторам [1].

Обычно к таким системам не предъявляется требований в экологичности, но в настоящее время, в связи с открытием графена, появилась возможность применять в таких системах экологичные блоки.

Одним из таких блоков является антенна, которую можно создавать из графена на биоразлагаемых подложках [2]. Антенны этого типа могут работать в деформированном состоянии, т.е. быть изогнуты [3].

Для этих целей нами была создана экологичная графеновая дипольная антенна на бумажной подложке, работающая в диапазоне GSM-1800 (рис.1). При этом технология создания ориентировалась на наши результаты моделирования, согласно которым задавались параметры печати антенны и допуски к ним. [4].

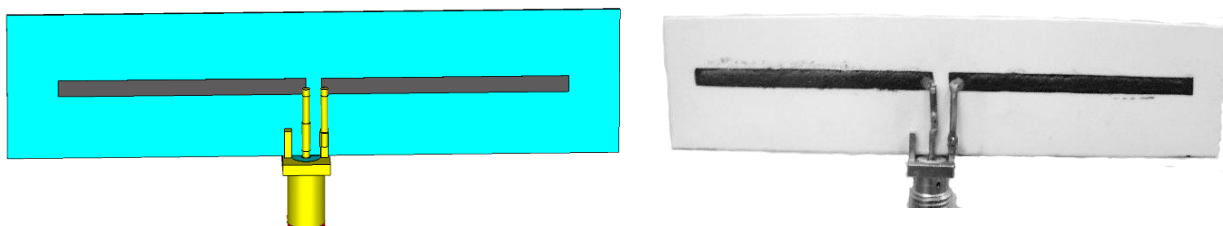


Рисунок 1 — Дизайн печатной графеновой дипольной антенны на бумажной подложке, работающей на частоте 1,8 ГГц: слева - смоделированный дизайн, справа - фотография антенны

Голубым цветом (на рисунке 1 слева) изображена бумага, на которой напечатана дипольная антенна, черным цветом – графеновый диполь, желтый цвет – SMA коннектор типа PCB mount. Дипольная антенна крепится к SMA коннектору при помощи медных проводников для уменьшения коэффициента стоячей волны по напряжению. Установка коннектора прямо на диполь без проводников, по аналогии с [5], ухудшала характеристики антенны.

Медные проводники крепились к графену с помощью серебряной пасты, чтобы не испортить слой бумаги из-за высокотемпературного воздействия. К коннектору же проводники крепились обычной пайкой. Данная антенна может быть подсоединена к приемопередающему модулю с помощью SMA коннектора.

Сравнение измеренного и расчетного коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН) изготовленной экологичной антенны GSM-1800 приведено на рисунке 2, а измеренная диаграмма направленности (ДН) этой антенны на рисунке 3.

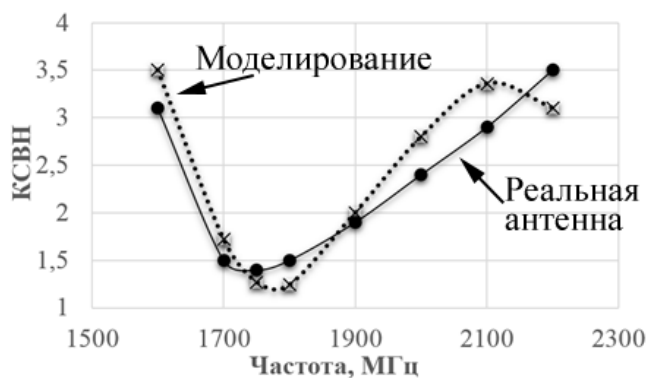


Рисунок 2 — КСВН печатной графеновой дипольной GSM антенны на бумажной подложке, работающей на частоте 1,8 ГГц.

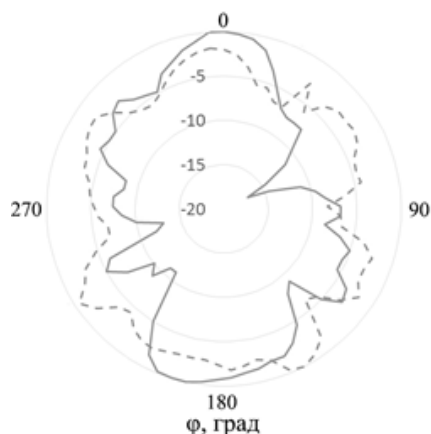


Рисунок 3 — Измеренная диаграмма направленности печатной графеновой дипольной антенны на бумажной подложке, работающей на частоте 1,8 ГГц: ДН в Е-плоскости (сплошная линия), ДН в Н-плоскости (штриховая линия)

Из рисунка 2 видно, что согласие модельного и реального КСВН удовлетворительное, особенно в диапазоне 1600-1900 МГц. Эти частоты перекрывают диапазон, в котором антенне передается более 90 % мощности (1670 – 1920 МГц) и диапазон частот GSM-1800 (1710 – 1880 МГц). Наибольшее расхождение (~ 15%) наблюдается вне рабочего диапазона при частоте 2100 МГц. Минимум КСВН соответствует частоте 1750 МГц и составляет 1,4.

ДН (Рис. 3) слегка искажена: ширина главного лепестка ДН в Е-плоскости на 0° и 180° отличается и составляет 55° и 60°, соответственно; на 245° наблюдается боковой лепесток с уровнем -5 дБ. Эти искажения не являются существенными для эффективной работы антенны, их мы связываем с выбранным способом монтажа коннектора к диполям.

В связи с внедрением операторами сотовой связи седьмого частотного диапазона стандарта LTE (2500-2690 МГц), что обеспечивает увеличение скорости передачи данных, нами разрабатывается экологическая графеновая антенна для этого диапазона.

Как показал анализ литературных данных эффективная работа антенны в диапазоне LTE-2600 невозможна без использования симметрирующего устройства (диапазон 2,6 ГГц доступен для использования обычными сотовыми операторами). Так, в работе [6] для исключения влияния провода использовались элементы фотоники - преобразование радиочастотного сигнала в оптический диапазон и обратное преобразование перед антенной. В работе [7] показано, что отсутствие симметрирующего устройства приводит к значительным расхождениям между расчетными и экспериментальными результатами.



Таким образом, переход к диапазону LTE-2600 требует разработки нового дизайна антенны, существенно отличающегося от дизайна антенны GSM-1800.

Результаты моделирования показали, что для создания экологичной печатной графеновой дипольной антенны LTE-2600 на бумажной подложке целесообразно использовать разработанный нами дизайн (Рис. 4).

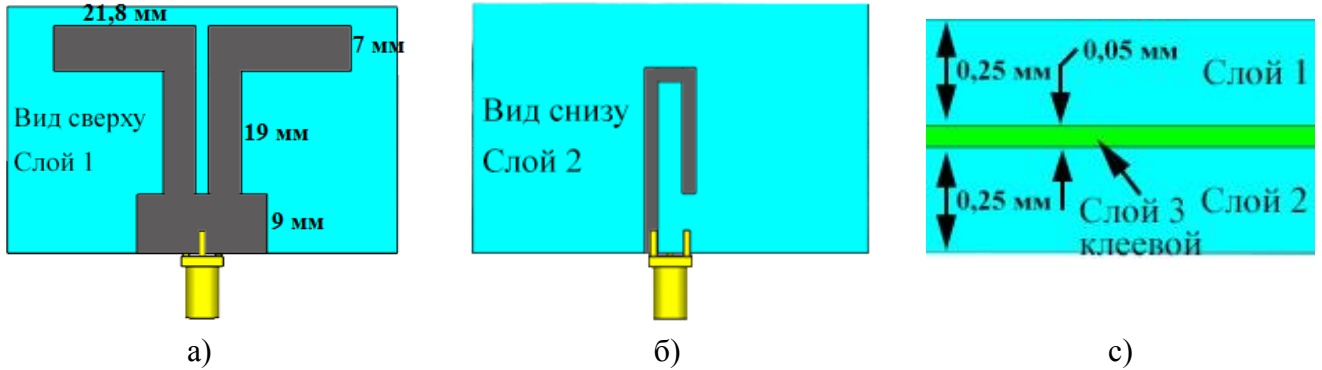


Рисунок 4 — Дизайн печатной графеновой дипольной антенны на бумажной подложке, работающей на частоте 2,6 ГГц: бумага – голубой цвет, графен – черный цвет, желтый цвет – коннектор SMA PCB mount; а) диполь (вид сверху) – слой 1, б) симметрирующее устройство (вид снизу) – слой 2, с) конструкция трехслойной антенны (вид с торца) – слой 3-клеевой.

При разработке дизайна учитывались также экономические и конструктивные требования: уменьшение количества используемого для печати графена, отсутствие дополнительных соединений между слоями бумаги и удобство монтажа. Использование Г (в англоязычной литературе J) образного симметрирующего устройства (СУ) и трехслойной конструкции антенны удовлетворяет этим требованиям. Третьим слоем (толщина 50 мкм) является клеевой слой, скрепляющий подложки диполя и СУ. Трехслойная структура применялась также в работе [8].

Путем моделирования был выбран тип промежуточного слоя и, тем самым, способ соединения слоев антенны и СУ, приведенных на рис. 4. В результате показано, что клеевое соединение наиболее эффективно. Результаты моделирования приведены на рисунках 5 и 6.

Рисунок 5 показывает, что значение рабочей частоты увеличивается с увеличением толщины клеевого слоя, в отличие от случая оборачивания антенны в диэлектрик [9]. Однако, при толщине клеевого слоя 50 мкм — это увеличение не превышает 0,5 %.

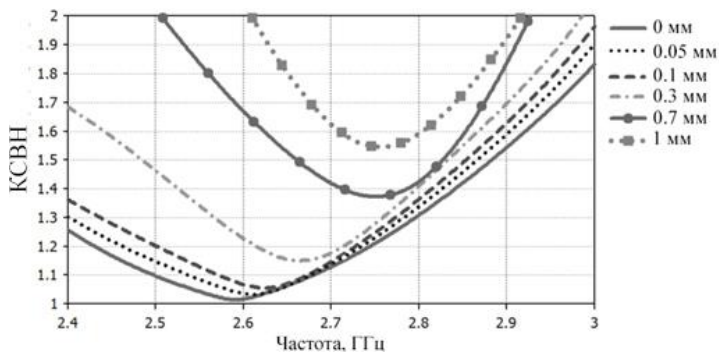


Рисунок 5 — КСВН печатной графеновой дипольной антенны на бумажной подложке, работающей на частоте 2,6 ГГц при различных толщинах третьего клеевого слоя.

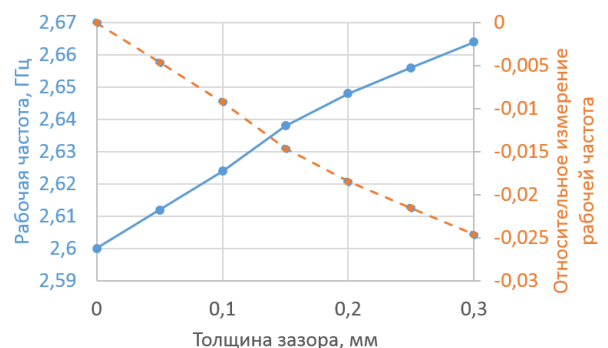


Рисунок 6 — Зависимость частоты минимума КСВН печатной графеновой дипольной антенны на бумажной подложке, работающей на частоте 2,6 ГГц,



от толщины третьего клеевого слоя

Как показывает рисунок 6 частотный сдвиг минимума КСВН разрабатываемой антенны LTE-2600 при толщине клеевого слоя 50 мкм не превышает 0,5%.

На модельной диаграмме направленности разрабатываемой антенны LTE-2600 заметна асимметрия до  $9^\circ$ , из-за отсутствия симметрии самой конструкции антенны (рис. 7).

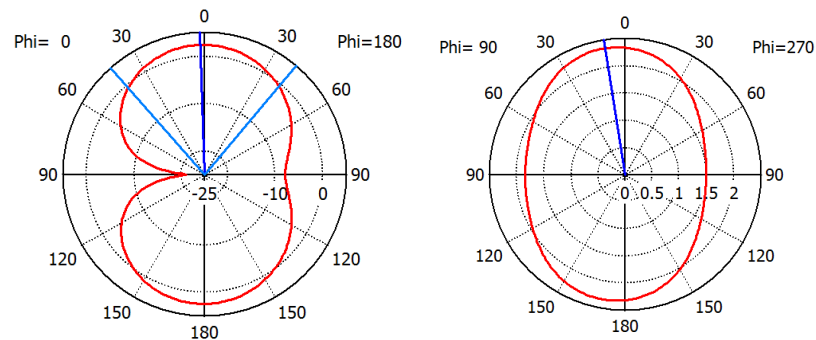


Рисунок 7 — Диаграмма направленности печатной графеновой дипольной антенны на бумажной подложке, работающей на частоте 2,6 ГГц.

Путем моделирования, и эксперимента показано, что дизайн и конструкция экологических графеновых антенн для диапазонов GSM-1800 и LTE-2600 кардинально отличаются, но удовлетворяют техническим, экономическим и конструктивным требованиям. Таким образом, показана возможность использования экологических графеновых антенн для многоканальных систем передачи атмосферных данных и океанологической информации в диапазоне сотовой связи.

1. Nagrale S., Khetmalis P., Doke S., Dherange V. Real Time Data Transmission for Weather Monitoring System // International Research Journal of Engineering and Technology (IRJET) 2016. V. 03. № 02. P. 1178-1181

2. Pan K. et al. Sustainable production of highly conductive multilayer graphene ink for wireless connectivity and IoT applications // Nature Communications. 2018. vol. 9, number 1.

3. Huang X. et al. Highly Flexible and Conductive Printed Graphene for Wireless Wearable Communications Applications // Scientific Reports. 2015. vol. 5, number 1.

4. Cherevko A. et al. Graphene Antenna on a Biodegradable Substrate for Frequency Range of Cellular Operators // 2018 XIV International Scientific-Technical Conference on Actual Problems of Electronics Instrument Engineering (APEIE). 2018. P. 312-314

5. Huang X. et al. Binder-free highly conductive graphene laminate for low cost printed radio frequency applications // Applied Physics Letters. 2015. vol. 106, number 20. p. 203105.

6. Lamminen A. et al. Graphene-Flakes Printed Wideband Elliptical Dipole Antenna for Low-Cost Wireless Communications Applications // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. 2017. vol. 16. p. 1883-1886.

7. Li X. et al. Self-reinforcing graphene coatings on 3D printed elastomers for flexible radio frequency antennas and strain sensors // Flexible and Printed Electronics. 2017. vol. 2, number 3. p. 035001.

8. Quddious A. et al. An inkjet printed meandered dipole antenna for RF passive sensing applications // 2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP). 2016.

9. Altshuler E. E., O'Donnell T. H., Best S. R., Kaanta B. A Review of an Electrically Small Antenna Immersed in a Dielectric // USNC/URSI National Radio Science Meeting, Chicago, IL, 11-16 August 2008.

# О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПЛОТНОСТИ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФОКУСИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА (0.63 МКМ) В ПРИЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ В ДЫМКЕ.

Н.А. Вострецов

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](mailto:vna@iao.ru)

Ключевые слова: распределение плотности вероятностей, коэффициент рассеяния, скорость ветра, перпендикулярная составляющая скорости ветра к трассе, фокусированный пучок, рассеянное излучение, дымка

Аннотация. Проведены измерения распределения плотности вероятностей флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка (0.63 мкм) в приземной атмосфере в дымке на трассе длиной 130 м.

Установлено, что распределение плотности вероятностей имеет один максимум. Распределение имело правую асимметрию или имело форму близкую к симметричной. Форма распределения не зависит от скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей к трассе при близких атмосферных условиях, при близких значениях коэффициента рассеяния и размера частиц дымки. Большинство экспериментальных распределений плотности вероятностей аппроксимируются гамма – распределением.

Эта работа является продолжением наших предыдущих исследований [1-4] распределения плотности вероятностей (РПВ) флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка (0.63 мкм) в приземной атмосфере в снегопадах, дожде, мороси и тумане. В [1,4], установлено, что в близких (сходных) атмосферных условиях коэффициенты асимметрии ( $\mu_3$ ) и эксцесса ( $\mu_4$ ) увеличиваются с ростом коэффициента рассеяния ( $\alpha$ ) и с увеличением максимального размера снежинок ( $I_{\text{макс}}$ ), при близких значениях коэффициента рассеяния [1]. Большинство экспериментальных РПВ аппроксимируются гамма – распределением [2,4].

В этой работе приведены результаты анализа измерений РПВ проведенных в дымке. Исследовано поведение распределений плотности вероятностей в зависимости от коэффициента рассеяния и скорости ветра и её перпендикулярной составляющей к трассе скорости ветра.

Схема и методика измерений подробно описаны в [3]. Измерения распределений плотности вероятностей (РПВ) проведены, на трассе длиной 130 м, в рассеянном излучении фокусированного лазерного пучка. В качестве источника использовался - гелио-неоновый лазер

ЛГН- 215. Длина волны излучения  $\lambda = 0.6328$  мкм. Диаметр пучка в плоскости приема был не более 3мм. Диаметр приемной диафрагмы  $D_{\text{пр}} = 0.1$  мм. Угол поля зрения фотоприемника  $2.7 \times 10^{-2}$  рад. Расстояние от центра пучка, на котором устанавливался фотоприемник равно 10 мм. Прием излучения проводился в фокальной плоскости лазерного пучка. Вначале фотоприемник размещался на оптической оси, а затем смещался на 10 мм параллельно в сторону от оптической оси пучка. Сигнал с фотоприёмника (ФЭУ-38) одновременно подавался на дисперсиометр, частотный анализатор спектра FSP-80, анализатор импульсов АИ-1024 и коррелятор Х6-4. По измерениям на дисперсиометре, частотном анализаторе спектра FSP-80, корреляторе Х6-4 и анализаторе импульсов АИ-1024 рассчитывались соответственно нормированная дисперсия, спектральная функция (спектр), временная автокорреляционная функция и распределение плотности вероятностей. В АИ-1024 непрерывный сигнал  $U(t)$  с заданной периодичностью преобразовывался в импульсный сигнал  $U'(t)$ , так что амплитуда импульсов была равна значению амплитуды непрерывного сигнала в момент его преобразования.

Измерения проведены в течение 7 дней, когда была дымка. Скорость ветра изменялась от 0 до 6 м/с, её перпендикулярная составляющая к трассе скорости ветра от 0 до 3.5 м/с. Коэффициент рассеяния ( $\alpha$ ) от 0.08 до 0.8. Размеры частиц дымки были от 0.1 до 10мкм. Проанализировано около 40 распределений плотности вероятностей.

В результате проведенного анализа распределений плотности вероятностей (РПВ) флуктуаций рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в дымке. Установлено, что РПВ в дымке, как и в случае измерений проведенных в снегопадах, дожде, мороси и тумане имеет один максимум (одномодально) и правую асимметрию. В случае слабой дымки распределение может иметь форму близкую к симметричной.

Форма РПВ определяется коэффициентами асимметрии и эксцесса (островершинности). Коэффициенты асимметрии и эксцесса увеличиваются с ростом коэффициента рассеяния. Это видно из ниже приведенного рисунка (Рис.1 а и б). На рис.1 а и б показана зависимость формы РПВ от коэффициента рассеяния при близких атмосферных условиях. На рисунках 1 и 2 по оси ординат отложена нормированная плотность вероятности ( $\omega_n$ ). Нормировка плотности вероятностей проводилась на максимальные значения плотности вероятности в реализации. По абцисс отложена величина  $N_n = N_i / N_{\text{макс}}$ , где  $N_i$  номер канала анализатора импульсов

АИ –1024 и  $N_{\text{макс}}$  максимальный номер канала в реализации. С увеличением  $\alpha$  форма РПВ становится более асимметричной и более островершинной.

Установлено, что форма РПВ не зависит от скорости ветра ( $V$ ) и ее перпендикулярной составляющей к трассе скорости ветра ( $V_{\perp}$ ) в дымке (Рис.2).

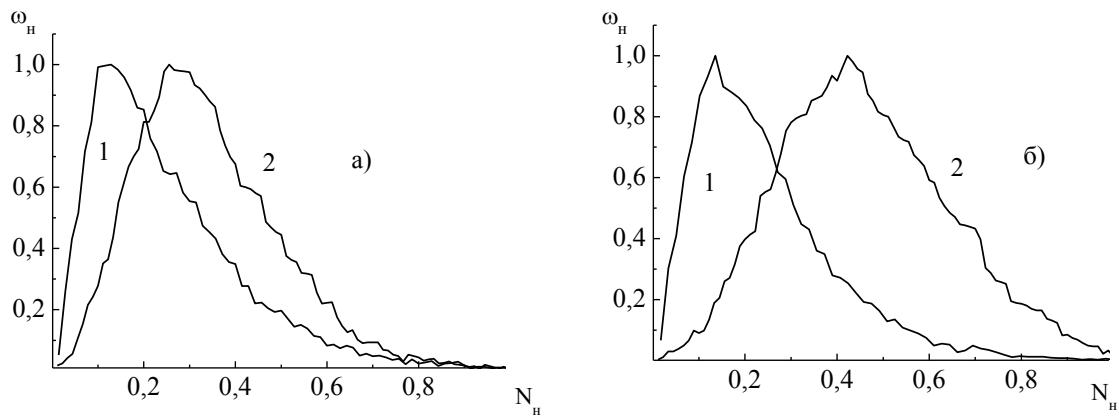


Рисунок 1 – Зависимость формы РПВ от коэффициента рассеяния ( $\alpha$ ).

- а) 1. –  $\sigma_y^2 = 0.6$ ;  $\alpha = 0.45$ ;  $\mu_3 = 0.75$ ;  $\mu_4 = 2.20$ ; 2. –  $\sigma_y^2 = 0.3$ ;  $\alpha = 0.3$ ;  $\mu_3 = 0.093$ ;  $\mu_4 = 0.18$ ;  
 б) 1. –  $\sigma_y^2 = 0.1$ ;  $\alpha = 0.36$ ;  $\mu_3 = 0.38$ ;  $\mu_4 = 0.75$ ; 2. –  $\sigma_y^2 = 0.1$ ;  $\alpha = 0.14$ ;  $\mu_3 = 0.02$ ;  
 $\mu_4 = 0.065$

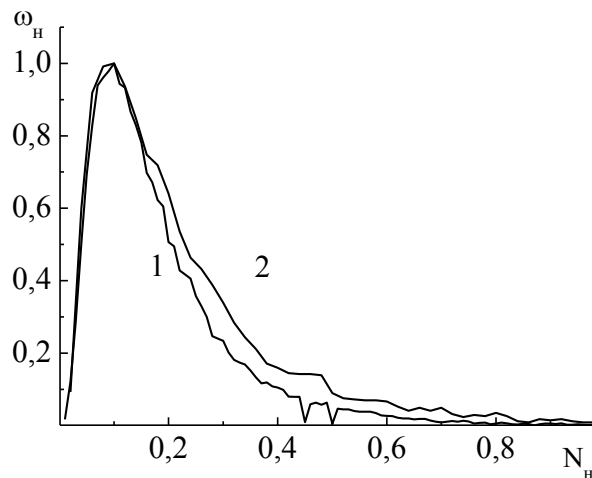


Рисунок 2 – Зависимость формы РПВ от скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей к трассе.

1. –  $\sigma_y^2 = 0.95$ ;  $\alpha = 0.3$ ;  $\mu_3 = 0.75$ ;  $\mu_4 = 2.10$ ;  $V = 3 - 4$  м/с;  $V_{\perp} = 3.3$  м/с;  
 2. –  $\sigma_y^2 = 0.61$ ;  $\alpha = 0.3$ ;  $\mu_3 = 0.75$ ;  $\mu_4 = 2.30$ ;  $V = 2 - 3$  м/с;  $V_{\perp} = 0.2$  м/с.

Проведена аппроксимация экспериментальных РПВ с помощью критерия первого выхода из области сравнения (КПВОС), как и в снегопадах [2]. Установлено, что большинство экспериментальных, РПВ аппроксимируются гамма – распределением.

### **Выводы:**

В результате проведенного анализа экспериментальных результатов установлено, что коэффициенты асимметрии и эксцесса увеличиваются с ростом коэффициента рассеяния при близких атмосферных условиях. Коэффициенты  $\mu_3$  и  $\mu_4$  не зависят от скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей к трассе. Большинство РПВ аппроксимируются гамма – распределением.

Работа выполнена по проекту фундаментальных исследований РАН АААА–Ф17–117021310149–4.

1. *Вострецов Н.А., Жуков А.Ф.* Распределение плотности вероятностей флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в приземной атмосфере в снегопадах // Известия вузов. Физика. 2012. №9/2. С.110–112.

2. *Вострецов Н.А., Жуков А.Ф.* Пригодность критерия аппроксимации для распределения плотности вероятностей флуктуации излучения сфокусированного лазерного пучка в снегопадах. // Оптика атмосферы и океана. 2015. т.28. №1. С. 98 –99.

3. *Вострецов Н.А., Жуков А.Ф.* Флуктуации интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в приземном слое атмосферы. Ч.1. Снегопад. // Оптика атмосферы и океана. 1999. т.12. №8. С. 689-693.

4. *Вострецов Н.А.* Распределение плотности вероятностей флуктуаций рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в приземной атмосфере в дожде, мороси, тумане. // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31. № 01. С. 24–27.

# ЗАКОНОМЕРНОСТИ НАНОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ВИДИМОМ И БЛИЖНЕМ ИК ДИАПАЗОНАХ ДЛИН ВОЛН (532 и 1562 нм) В СРЕДЕ С СИЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Апексимов Д.В. , Бабушкин П.А., Землянов А.А., Землянов Ал.А.,  
Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Петров А.В., Ошлаков В.К.,  
Романовский О.А., Садовников С.А., Яковлев С.В.

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

e-mail: [apeximov@iao.ru](mailto:apeximov@iao.ru) , [zaa@iao.ru](mailto:zaa@iao.ru) , [ian@iao.ru](mailto:ian@iao.ru) , [kam@iao.ru](mailto:kam@iao.ru) , [olesyatsu14@mail.ru](mailto:olesyatsu14@mail.ru) , [mgg@iao.ru](mailto:mgg@iao.ru) ,  
[awp@iao.ru](mailto:awp@iao.ru), [ovk@iao.ru](mailto:ovk@iao.ru) , [roa@iao.ru](mailto:roa@iao.ru) , [sadsa@iao.ru](mailto:sadsa@iao.ru), [ysv@iao.ru](mailto:ysv@iao.ru)

Ключевые слова: лазерный импульс, нелинейность, самофокусировка, филаментация, плазма, спектр

Представлены результаты экспериментальных исследований филаментации сфокусированных лазерных импульсов наносекундной длительности мегаваттной мощности в среде с сильной кубичной нелинейностью. Показано, что наблюдается множественная мелкомасштабная самофокусировка пучка, нелинейный фокус существенно ближе к источнику, чем геометрический, причем с увеличением энергии (мощности) импульсов это расстояние увеличивается. Наблюдаются протяженные треки, нехарактерные для линейной пространственной фокусировки.

Явление филаментации лазерных импульсов представляет интерес с точки зрения применения в различных задачах, связанных с воздействием на вещество интенсивным оптически полем, а также диагностики этого вещества с использованием эффектов сопровождающих данное воздействие. При этом в атмосферной оптике для филаментации используются в основном импульсы фемтосекундной длительности т.к. только для них достигаются достаточные для самофокусировки и филаментации пучков значения мощностей. Источником таким импульсов является Ti:Sapphire лазер с длиной волны  $\sim 800$  нм, т.е. в ближнем ИК диапазоне спектра. При этом показано [1], что смещение в длинноволновую часть спектра приводит к увеличению диаметра и протяженности филаментов, а также к генерации суперконтинуума в ИК области, содержащей информативные для диагностики атмосферы линии.

Целью исследований настоящей работы было сравнение пространственных характеристик области филаментации в видимой и инфракрасной областях спектра. Поскольку использовались лазерные импульсы наносекундной длительности и мегаваттной мощности, недостаточной для филаментации в воздухе, в качестве среды распространения применялась вещество с большой нелинейной добавкой к показателю преломления – сероуглерод (CS<sub>2</sub>). На рисунке 1 представлена принципиальная схема эксперимента. Излучения в частотно импульсном режиме фокусировалось сферическим зеркалом (3) и направлялось в кювету с

модельным веществом (5). При этом числовая апертура сходящегося пучка составляла  $NA = 0,0125$ . Регистрация пространственной структуры области филаментации в модельной среде проводилась фото и CCD-камерами (9). Регистрация спектра лазерного излучения после филаментации проводилась с использованием интегрирующей сферы (6) спектрометра (7).

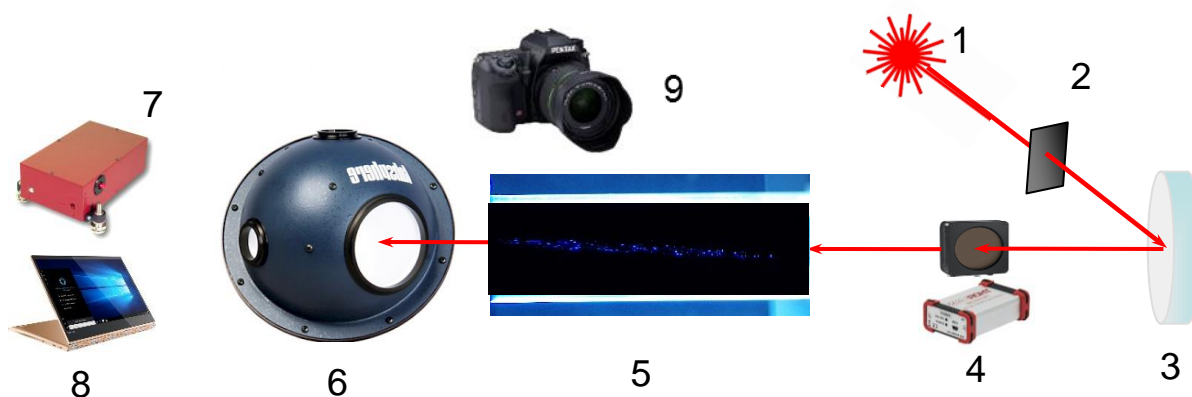


Рисунок 1 – 1а – Лазерный комплекс SOLAR Laser Systems (LQ529B\*КТП ОРО\*КТА ОРА), длительность импульса  $\tau = 10$  нс, длина волны излучения 1562 нм, частота повторения импульсов 10 Гц, диаметр пучка 2,5 мм; 1б – Nd-YAG лазер LQ829, длина волны 532 нм, длительность импульса 12 нс, частота повторения импульсов 10 Гц; 2 – светофильтры HC 1,2,3, PC-7, TC-6; 3 – фокусирующее зеркало  $f = 100$  мм; 4 – измеритель энергии излучения Thorlabs PM100USB с детектором ES120C; 5 – кювета длиной 20 см с  $CS_2$  (сероуглерод); 6 – интегрирующая сфера Newport 819C-SF-6; 7а – спектрометр ASP-IRHSF; 7б - спектрометр Maya2000Pro 200-1200 нм; 8 – ноутбук; 9 – фотокамера Pentax K-3 (25 МП) с макрообъективом Pentax100MacroWR.

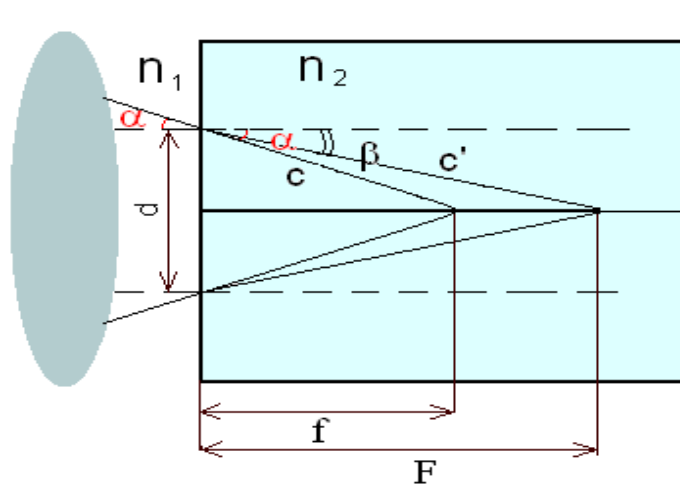


Рисунок 2 – Схема фокусировки лазерного пучка в модельную среду

Учитывалось, что при переходе из воздуха в кювету степень фокусировки уменьшалась. За счет наличия между фокусирующим зеркалом и его геометрическим фокусом границы раздела воздух-жидкость, в соответствии с законом Снелиуса, положение геометрического фокуса сместится в сторону от зеркала. Тогда расстояние от зеркала до геометрического фокуса

можно рассчитать, как:  $L = l + [(0,25d^2 + f^2)(n_2/n_1)^2 - 0,25d^2]^{1/2}$ . При  $d = 2,5$  мм,  $n_2 = 1,6$ ,  $n_1 = 1,0003$ ,  $l = 45$  мм получаем расстояние от фокусирующего зеркала до геометрического фокуса  $L = 133$  мм.

На рисунке 3 (а,б) представлены снимки областей филаментации для длин волн инфракрасного и видимого диапазонов соответственно. Область филаментации лазерного ИК импульса наблюдается в виде множественной мелкомасштабной самофокусировки пучка, приводящей к формированию множества протяженных треков диаметром десятки мкм, протяженностью  $\sim 3$  см, находящихся до геометрического фокуса, светящихся в сине-зеленой области спектра. Протяженность области, а также диаметр треков для ИК излучения больше, чем при филаментации импульса 532 нм. Зависимости начала области филаментации и ее протяженности от энергии лазерного импульса представлены на рисунке 4 (а,б).

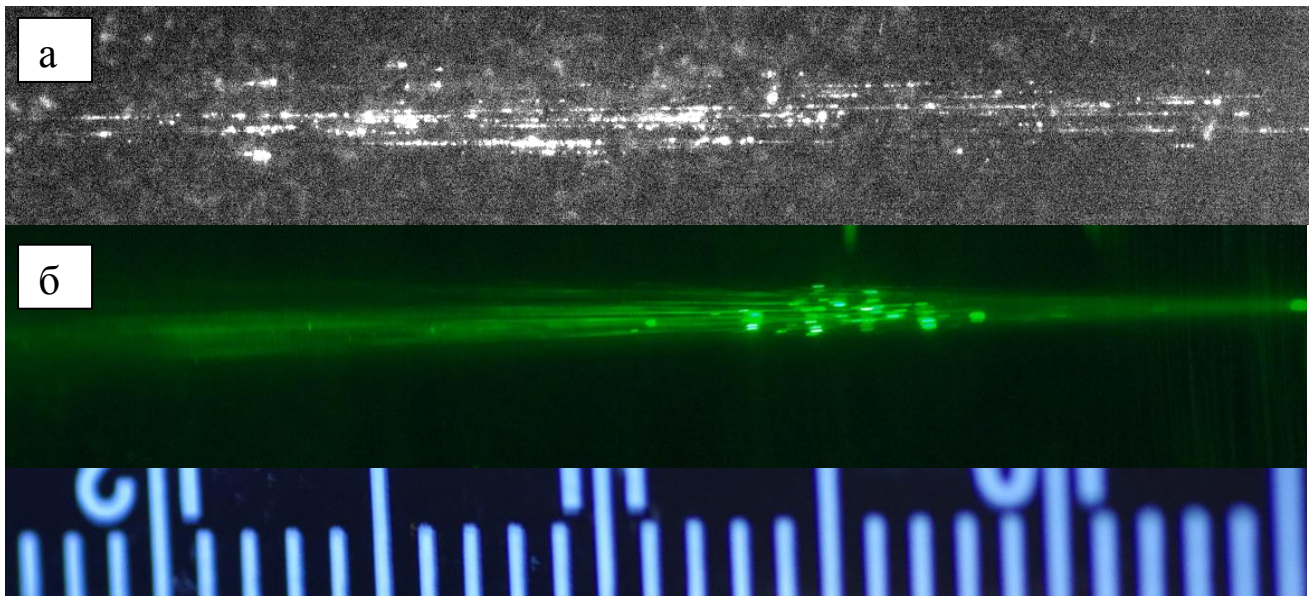


Рисунок 3 – Снимки области филаментации излучения 1562 нм (а) и 532 (б)

На рисунке 5а представлен спектр излучения после филаментации 532 нм и, для сравнения, на рисунке 5б спектр излучения после филаментации для фемтосекундного импульса. Видно, что уширение спектра фс-импульса существенно больше, чем для нс-импульса. Для нс импульса 532 нм наблюдается также пик стоксовой компоненты комбинационного рассеяния амплитуда которого в всего в 6 раз меньше, чем несущей длины волны, что наблюдалось ранее например в [2]. Уширения спектра для импульса 1562 нм после его филаментации не наблюдалось.



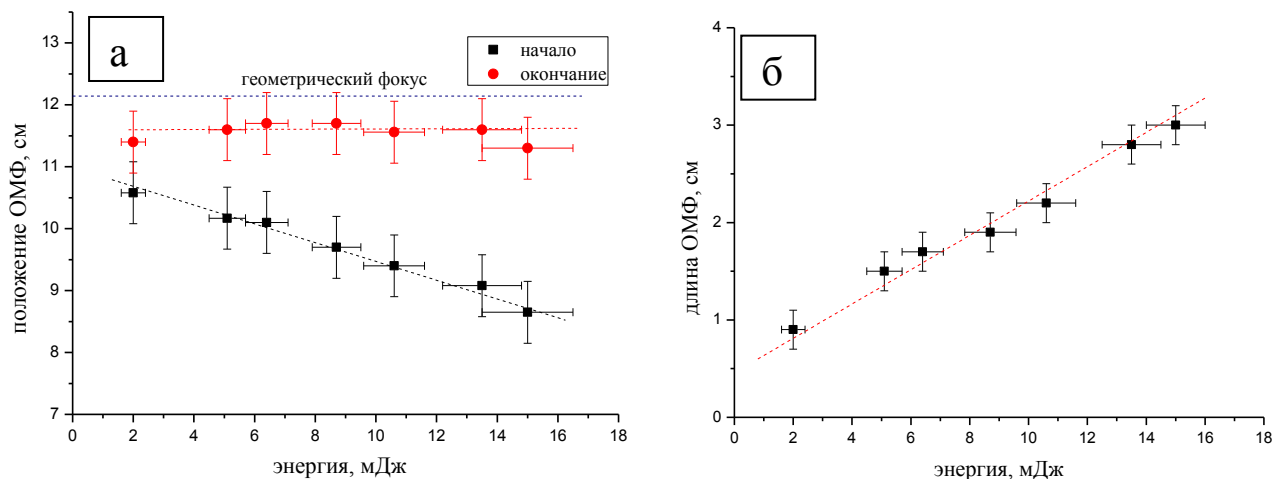


Рисунок 4 – Положение начала и окончания области филаментации (а) и протяженности области филаментации (б) от энергии лазерного импульса

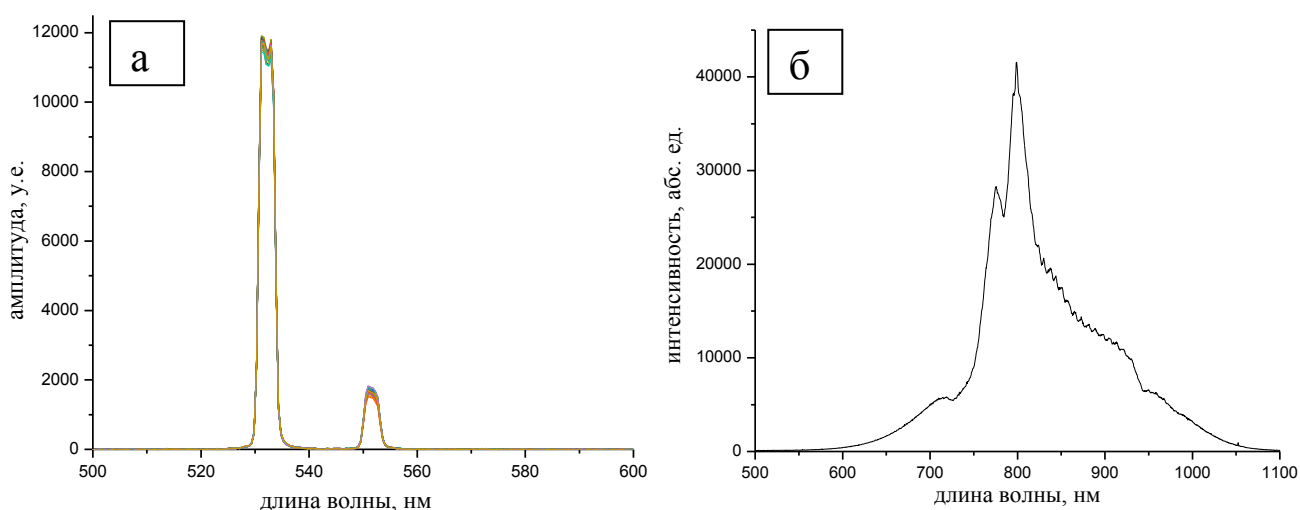


Рисунок 5 – Спектры излучения после филаментации для нс (а) и фс (б) импульсов

В результате проведенных экспериментов показано, что наблюдается множественная мелкомасштабная самофокусировка пучка, нелинейный фокус существенно ближе к источнику, чем геометрический, причем с увеличением энергии (мощности) импульсов это расстояние увеличивается. Наблюдаются протяженные треки, нехарактерные для линейной пространственной фокусировки, диаметр и протяженность которых для 1562 нм в полтора раза больше, чем для 532 нм.

1. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Модель оптической нелинейности воздуха в среднем ИК диапазоне длин волн // Квантовая электроника. Т. 44. №(9), 815 (2014).
2. Ахманов С.А., Большов М.А., Драбович К.Н., Сухоруков А.П. Подавление вынужденного комбинационного рассеяния в диспергирующих средах с нелинейным показателем преломления // Письма в ЖЭТФ. Т. 12. №12. С.547-551.

# ИССЛЕДОВАНИЯ МНОЖЕСТВЕННОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ С ПОМОЩЬЮ ДЕФОРМИРУЕМОГО ЗЕРКАЛА

Апексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И.,  
Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Петров А.В.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия  
e-mail: apeximov@iao.ru, ygeints@iao.ru, zaa@iao.ru, ian@iao.ru, kam@iao.ru,  
olesyatsu14@mail.ru, mgg@iao.ru, ovk@iao.ru, awp@iao.ru

Ключевые слова: фемтосекундный лазерный импульс, филаментация, деформируемое зеркало;

Представлены результаты экспериментального исследования филаментации фемтосекундных лазерных импульсов с использованием биморфного деформируемого зеркала, которое позволяет за счет фазовых искажений различных частей лазерного пучка управлять положением области филаментации по всей длине модельной трассы, детерминировать локализацию филаментов и высокоинтенсивных каналов в поперечном сечении пучка, формировать протяженные ( $> 100$  м) высокоинтенсивные ( $10^{11} - 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>) слаборасходящиеся бесплазменные каналы.

Для создания интенсивных световых каналов протяженностью десятки метров и управления их положением на трассе применялось деформируемое зеркало. Эксперименты проводились на стенде ИОА СО РАН с использованием Ti:Sapphire лазера с несущей длиной волны 780 нм. Схема эксперимента показана на рис. 1. Методика эксперимента подробно описана в [1].

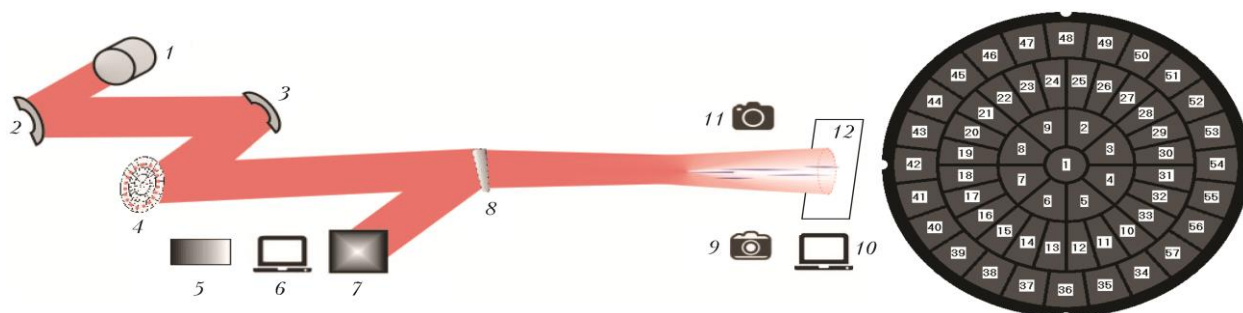


Рисунок 1 – Схема эксперимента: 1 – Ti:Sapphire лазерный комплекс (длительность импульсов  $\tau = 50$  фс, энергия в импульсе до 50 мДж, начальный диаметр пучка  $d_0 = 2,5$  см (по уровню  $e^{-2}$ ), частота следования импульсов 10 Гц); 2 – дефокусирующее зеркало с фокусным расстоянием  $f_1 = -50$  см; 3 – фокусирующее зеркало с фокусным расстоянием  $f_2 = 100$  см; 4 – деформируемое зеркало U-Flex-56-MDL-57; 5 – блок управления деформируемым зеркалом PAD-300; 6 – ноутбук для управления 5 и 7; 7 – датчик волнового фронта ShaH-6060; 8 – оптический клин Optosigma WSSQ-50C10-10-3; 9 – CCD-камера ANDOR-Clara E с объективом HELIOS-44M 2/58 и набором светофильтров HC-8, HC-10; 10 – ноутбук для управления 9; 11 – фотокамера Pentax K-3 (25 МП) с макрообъективом Pentax 100MacroWR; 12 – экран. На врезке представлена структура деформируемого зеркала

На рис. 2 показана эволюция энергетического профиля пучка на трассе при напряжении на элементах 1–9: 0 В, 10–57: 300 В, энергия импульса составляла 20 мДж, начало ОМФ наблюдалось на расстоянии 10,5 м от ДЗ, конец – на расстоянии 17 м. Данная конфигурация соответствует фокусировке пучка и приводит к близкой филаментации и расхождению пучка как целого после глобального фокуса.

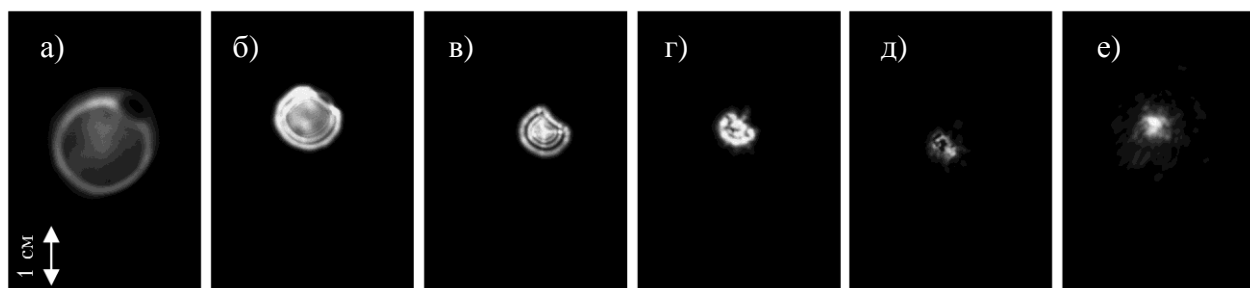


Рисунок 2 – Профиль плотности энергии в поперечном сечении лазерного пучка на следующих расстояниях от ДЗ в режиме филаментации: 8,2 (а); 10,5 (б); 11,6 (в); 13,5 (г); 14,4 (д); 17,2 м (е)

С использованием конфигурации (рис.3), где напряжение элемента 1 зеркала равно +100 В, 2–9: +50 В, 10–33: –100 В, 34–57: 0 В, был получен режим бесплазменного каналирования пучка, при котором каналы в атмосфере достаточно высокоинтенсивные и протяженные (> 100 м) .

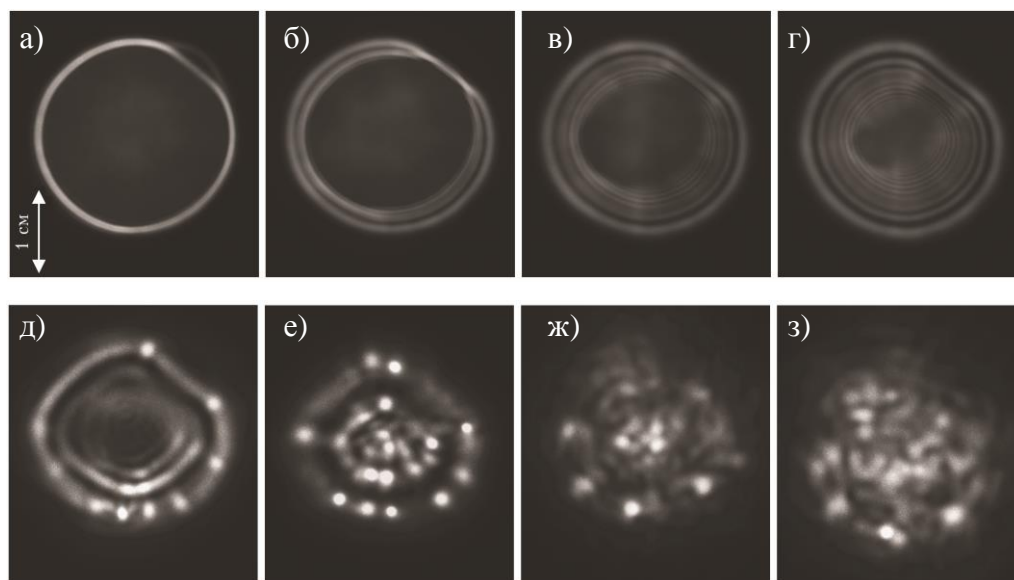


Рисунок 3 – Режим бесплазменного каналирования пучка на расстояниях от ДЗ: 7,9 (а); 10 (б); 10,7 (в); 12,1 (г); 43 (д); 62 (е); 91 (ж); 98,5 м (з)

Для оценки интенсивности в каналах использовался образец стекла К8, который помещался в них. В образце была зарегистрирована ОМФ в виде полого конуса. Данная структура формируется при средней интенсивности в лазерном пучке  $\sim 10^{11} - 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> [2].

Полученные результаты рассмотрим для пяти конфигураций элементов ДЗ:

1. Элементы деформируемого зеркала без напряжения, что идентично работе плоского поворотного зеркала. Область филаментации при этом начинает формироваться на расстоянии  $\sim 44$  м от ДЗ и имеет протяженность  $\sim 22$  м (рис. 4, а).

2. На элементы зеркала подается одинаковое отрицательное напряжение, равное  $-300$  В, что соответствует дополнительной фокусировке пучка. При этом начало ОМФ смещается в сторону источника и ее протяженность сокращается до 2 м (рис. 4, б).

3. На центральные элементы зеркала подается положительное напряжение, что соответствует дефокусировке центральной части пучка. На элементы 10–33 (предпоследний ряд в поперечном сечении ДЗ) подается напряжение  $-20$  В, тем самым обеспечивается фокусировка периферии лазерного пучка. Край поперечного сечения пучка слабо сфокусирован за счет напряжения на краях ДЗ, равного 10 В. При этом начальное положение ОМФ сместилось от ДЗ на расстояние 67 м, что на 35% дальше по сравнению с режимом плоского зеркала. Протяженность области филаментации составляет  $\sim 40$  м, что в 2 раза больше по сравнению со случаем поворотного зеркала. На расстоянии 40 м от ДЗ и до конца трассы наблюдалось формирование многочисленных ( $\sim 21$ ) бесплазменных каналов (рис. 4в).

4. Конфигурация повторяет предыдущую, но с более сильной дефокусировкой центра и периферии лазерного пучка за счет подачи большего положительного напряжения на соответствующие элементы ДЗ. В данном случае интенсивность в поперечном сечении пучка была недостаточной для формирования области филаментации. На расстоянии 9 м от ДЗ происходит формирование бесплазменных каналов, которые наблюдаются на протяжении всей трассы (рис. 4 г).

5. Полноценное удаление области филаментации в конец модельной трассы достигается путем комбинирования телескопической и деформируемой систем – так называемая «гибридная» схема (рис. 4 д), при которой мягкая дополнительная дефокусировка пучка происходит за счет изменения базы телескопа, добавляются дефокусировка центра и фокусировка периферии деформируемым зеркалом. База телескопа равна 49,5 м, что соответствует дефокусировке пучка с  $f = -100$  м. На расстоянии 45 м от ДЗ наблюдаются бесплазменные каналы, область филаментации начинает формироваться на расстоянии 130 м от ДЗ в конце модельной трассы.

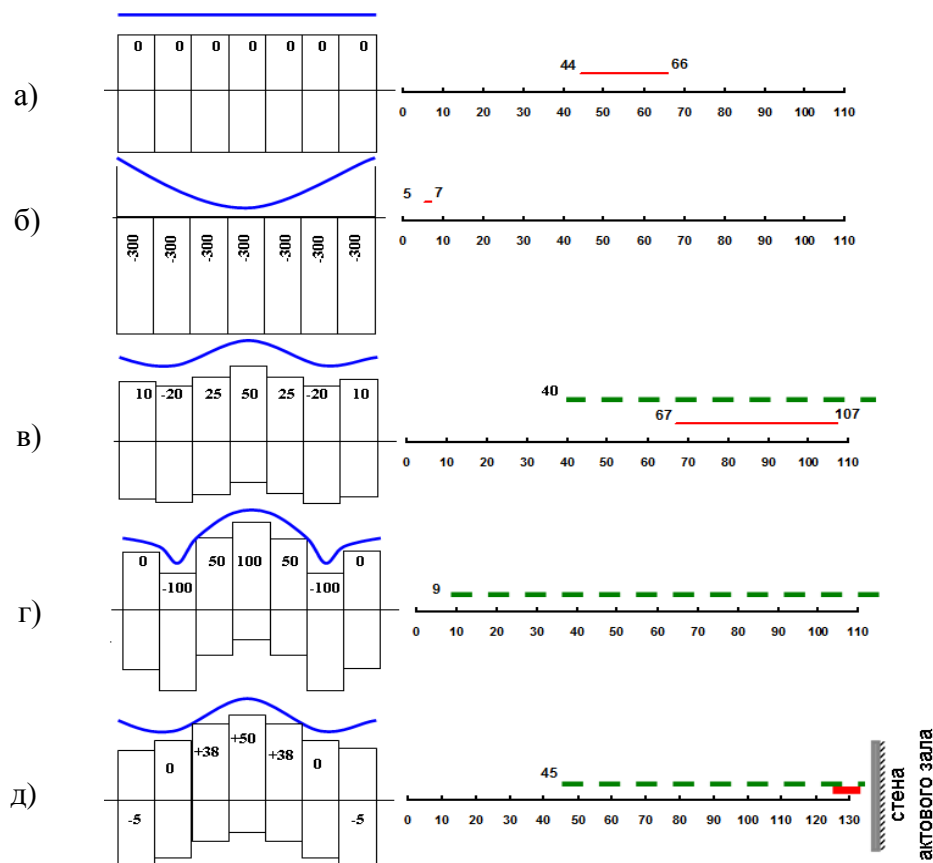


Рисунок 4 – Схематическое изображение элементов ДЗ для конфигураций 1–5 (а–д) и соответствующие им расположения областей филаментации (полужирная линия) и бесплазменных (штриховая линия) каналов на трассе (по оси отложено расстояние от ДЗ)

Использование биморфного деформируемого зеркала позволяет за счет фазовых искажений различных частей тераваттного широкоапертурного лазерного пучка управлять положением области филаментации по всей длине 130-метровой трассы и детерминировать локализацию филаментов и высокоинтенсивных каналов в поперечном сечении пучка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (соглашение № 18-77-00028).

1.Апексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Петров А.В. Влияние фазовых aberrаций на положение и протяженность области филаментации. // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31. № 12. С. 941–947.

2.Апексимов Д.В., Голик С.С., Землянов А.А., Кабанов А.М., Майор А.В., Петров А.В. Динамика структуры области множественной филаментации лазерных импульсов в стекле // Оптика атмосферы и океана. 2016. Т. 29, № 12. С. 1029–1033;

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ "ТЕЛЕСКОП – ДЕФОРМИРУЕМОЕ ЗЕРКАЛО" В ЗАДАЧАХ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ  
Апексимов Д.В., Бабушкин П.А., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К.,  
Петров А.В., Рябцев В.М.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия  
e-mail: apeximov@iao.ru, [bpa@iao.ru](mailto:bpa@iao.ru), zaа@iao.ru, kam@iao.ru, mgg@iao.ru, ovk@iao.ru,  
[awp@iao.ru](mailto:awp@iao.ru), rvm@iao.ru

Ключевые слова: фемтосекундный лазерный импульс, филаментация, деформируемое зеркало

Представлены результаты экспериментальных исследований направленных на повышение эффективности работы схемы "телескоп – деформируемое зеркало" для целей дальнего распространения интенсивных световых каналов в воздухе.

В экспериментах [1] по распространению мощного фемтосекундного лазерного излучения в атмосфере, показана эффективность управления положением области множественной филаментации с использованием оптической схемы "телескоп – деформируемое зеркало". Эффективность управления заключалась в удалении начала области филаментации в конец модельной трассы путем мягкой дефокусировки пучка за счет изменения базы телескопа в комбинации с дефокусировкой центра и фокусировкой периферии деформируемого зеркала. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований направленных на повышение эффективности работы схемы "телескоп – деформируемое зеркало" для целей дальнего распространения интенсивных световых каналов в воздухе. Для экспериментальных исследований была реализована схема, которая представлена на рисунке 1. Результаты экспериментов представлены на рисунках 2,3,4.

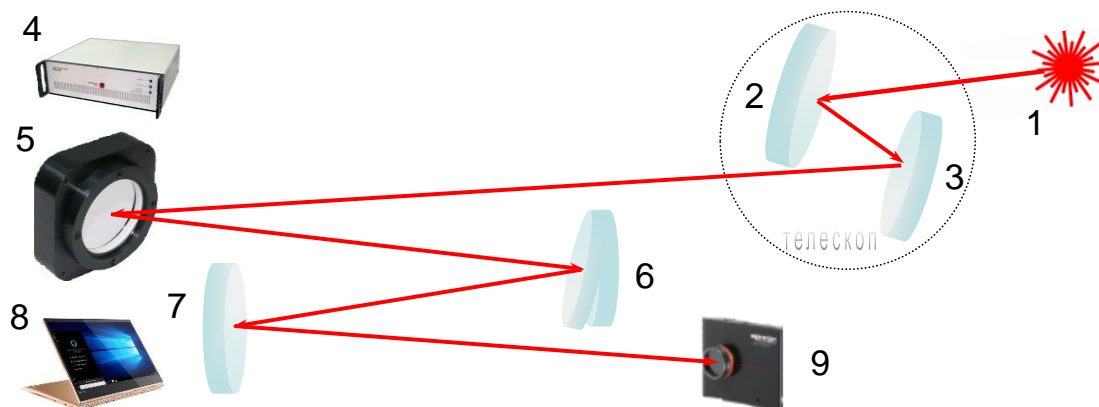


Рисунок 1 – Схема эксперимента. 1 – Ti:Sapphire-лазерный комплекс: длина волны 800 нм, частота повторения импульсов 10 Гц, начальная энергия 30 мДж, длительность импульса 50 фс, диаметр пучка 2,5 см на уровне  $e^{-2}$ ; телескоп: "2 – сферическое зеркало с радиусом кривизны - 100 см, 3 – сферическое зеркало с радиусом кривизны 200 см"; 4 – блок управления деформируемым зеркалом; 5 – деформируемое зеркало U-Flex-56-MDL-57; 6 – оптический клин; 7 – сферическое зеркало с радиусом кривизны 200 см; 8 – ноутбук для управления (4), (5), (7) и (9); 9 – измеритель профиля пучка LBP2

Изначально дефокусировка задавалась телескопом, а деформируемое зеркало находилось в режиме плоского зеркала, т.е. управляющие напряжения на всех элементах были сняты (рисунок 2). Здесь можно видеть, что удаление области филаментации происходит при полной засветке деформируемого зеркала, и уменьшение пятна засветки приводит к сдвиганию начала области множественной филаментации к источнику, фактически данный результат был нами получен ранее с разными размерами пучков и плоским зеркалом. Однако здесь возник вопрос, как влияет число активных элементов на удаление начала области филаментации. Для исследований в этом направлении на крайний сектор деформируемого зеркала (34-57 элементы) были поданы отрицательное (рисунок 3) и положительное (рисунок 4) напряжения, соответственно при этом фокусируя, либо дефокусируя край пучка.

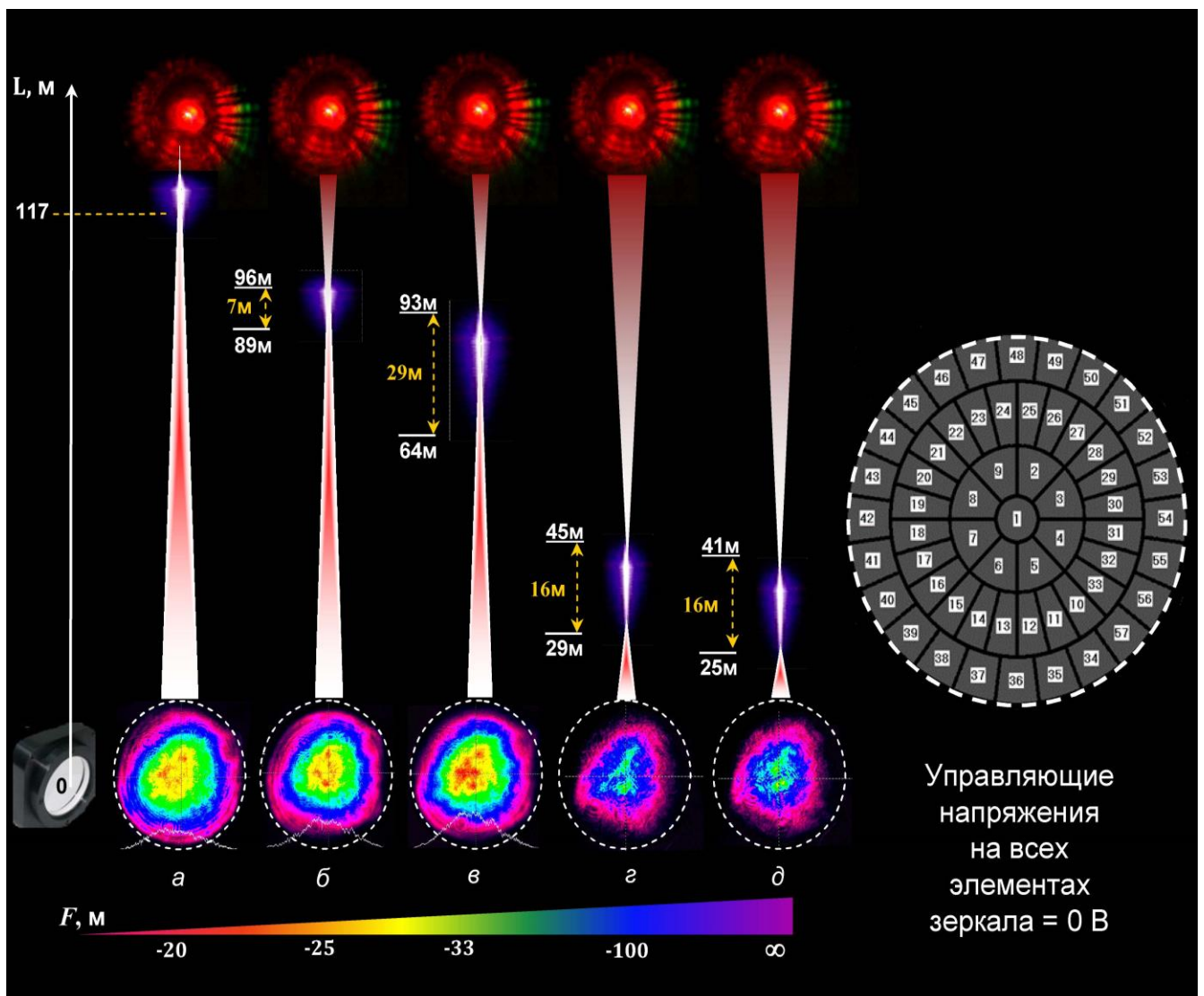


Рисунок 2 – Влияние дефокусировки на формирование филаментов вдоль трассы распространения в режиме плоского зеркала. Профили пучка (а, б, в, г, д) соответствуют дефокусировке -20 м; -25 м; -33 м; -100 м; ∞. Штриховой линией обозначена апертура деформируемого зеркала



Из рисунков 3 и 4 (а,б,в) можно видеть, что задействованный крайний сектор деформируемого зеркала вносит вклад в удаление начала области множественной филаментации по сравнению со случаями (г,д). Причем данные на (г, д) сопоставимы с режимом плоского зеркала.

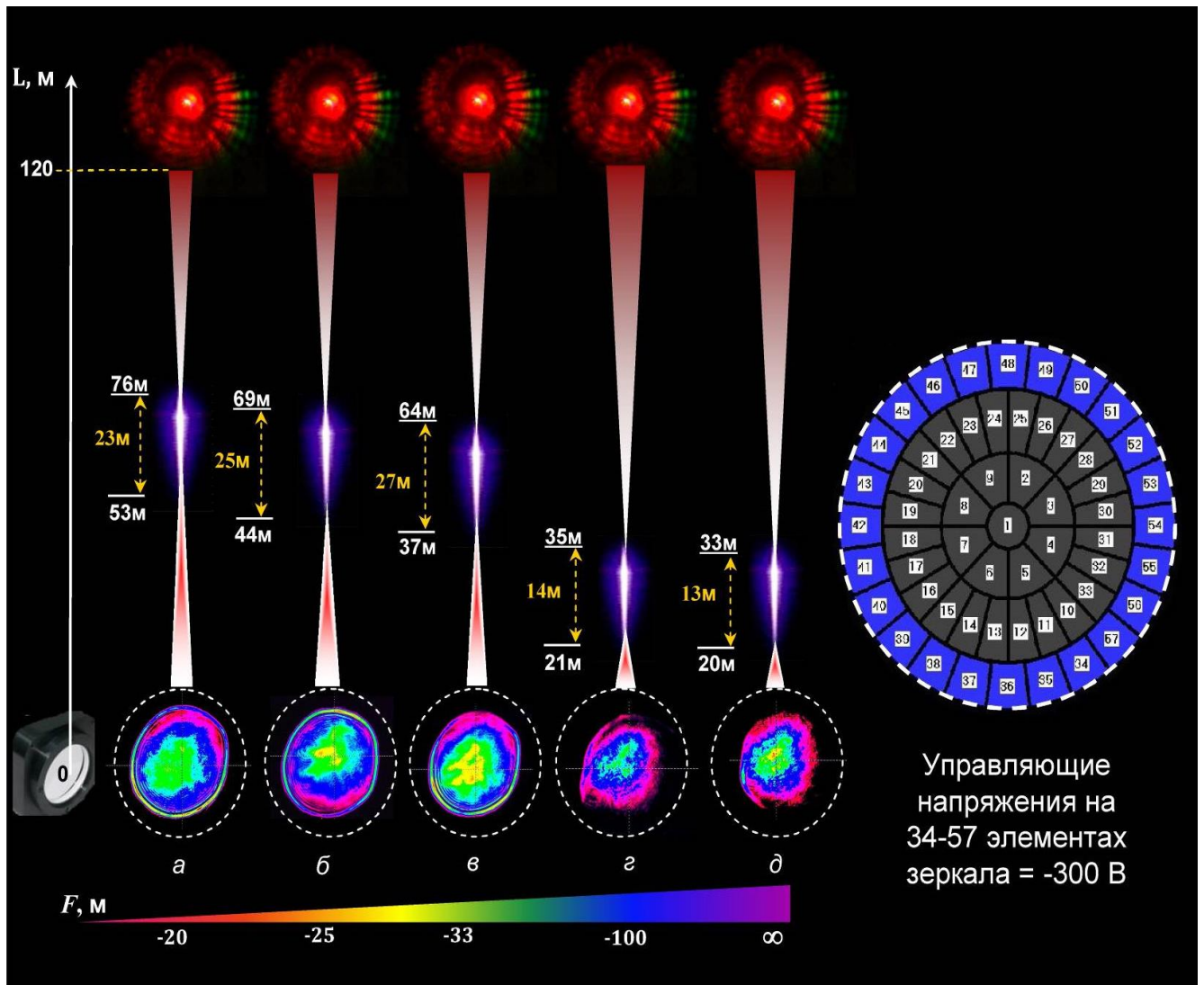


Рисунок 3 – Влияние дефокусировки на формирование филаментов вдоль трассы распространения при подаче на деформируемое зеркало управляющих напряжений. Профили пучка (а, б, в, г, д) соответствуют дефокусировке -20 м; -25 м; -33 м; -100 м; ∞. Штриховой линией обозначена апертура деформируемого зеркала

В ходе экспериментов также удалось осуществить корректировку частично искаженного начального профиля пучка, без потери его свойств. В нашей ситуации это удалось сделать путем простого подбора управляющих напряжений. Более сложные искажения можно устранить, например, при помощи полиномов Цернике, которые определяются по датчику волнового фронта, функционирующего по методу Шака-Гартманна.



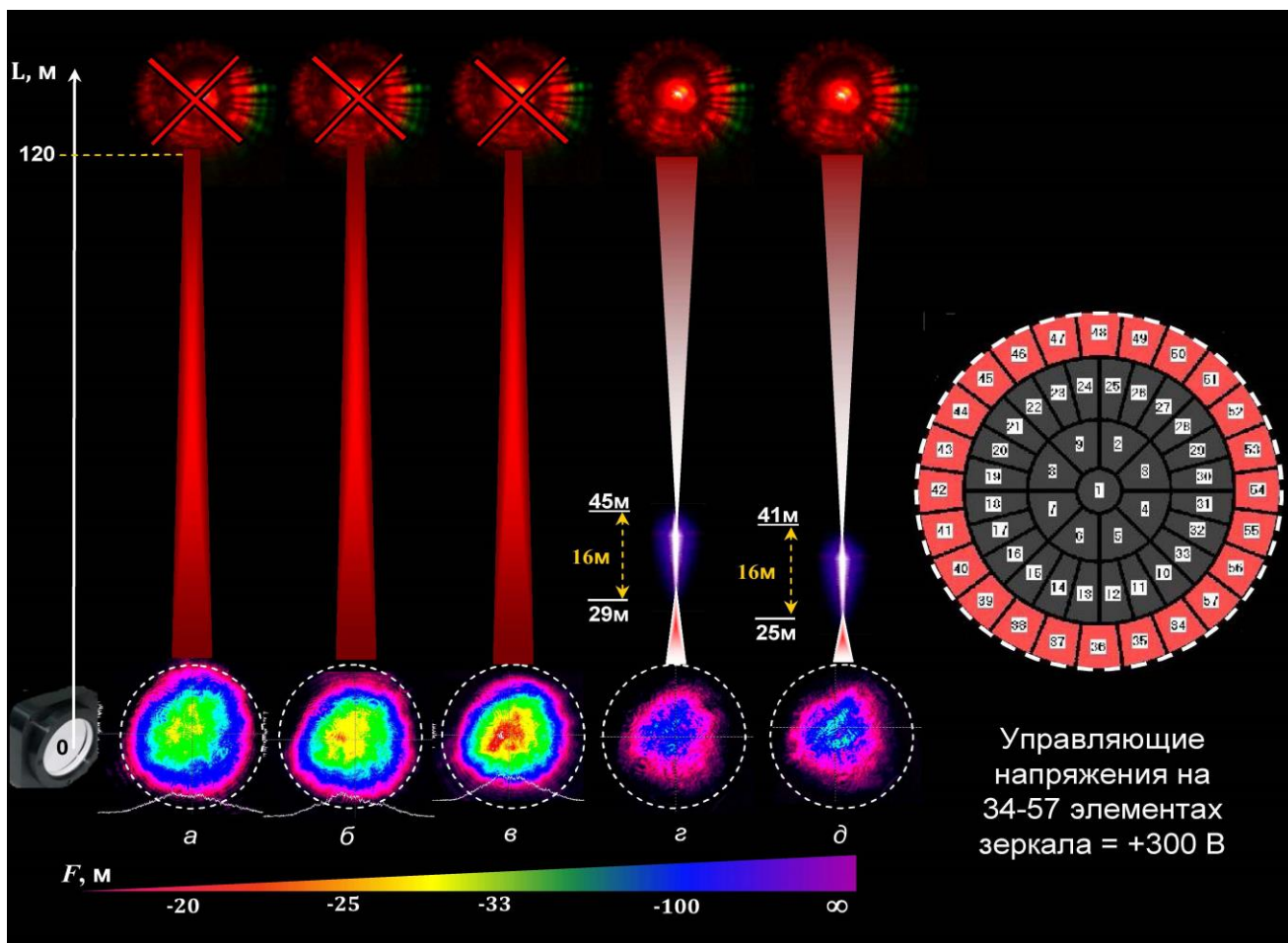


Рисунок 4 – Влияние дефокусировки на формирование филаментов вдоль трассы распространения при подаче на деформируемое зеркало управляющих напряжений. Профили пучка (а, б, в, г, д) соответствуют дефокусировке -20 м; -25 м; -33 м; -100 м;  $\infty$ . Штриховой линией обозначена апертура деформируемого зеркала

В ходе проведенных экспериментальных исследований установлено, что возможно повысить эффективность работы схемы "телескоп – деформируемое зеркало" для целей дальнего распространения интенсивных световых каналов в воздухе при определенных режимах работы как телескопа, так и деформируемого зеркала. А именно такая связка позволила определить влияние числа активных элементов деформируемого зеркала на формирование необходимых фазовых aberrаций, а также выявить возникающие при этом неоднородности в пучке. Наряду с этим оптическая схема "телескоп – деформируемое зеркало" позволила понизить требования к качеству начального профиля лазерного пучка, что имеет значение для класса задач нелинейной оптики.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (соглашение № 18-77-00028).

1. Апексимов Д.В., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Петров А.В. Влияние фазовых aberrаций на положение и протяженность области филаментации. // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 31. № 12. С. 941–947.

# РАЗРАБОТКА ИМИТАЦИОННОЙ КОМПЬЮТЕРНОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРОЙ НА РАБОТУ АКТИВНО- ИМПУЛЬСНОЙ СИСТЕМЫ ВИЗУАЛИЗАЦИИ

Грицкевич Е.В., Звягинцева П.А., Карманов И.Н.

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

e-mail: [polinasgugit@mail.ru](mailto:polinasgugit@mail.ru)

Ключевые слова: импульсный лазер, лазерный строб, электронно-оптический затвор, коэффициент запираения, помеха обратного рассеяния.

Разработана имитационная компьютерная модель оптико-электронного тракта активно-импульсной системы визуализации, позволяющая анализировать влияние атмосферного канала на эффективность работы системы в целом. Наибольшее внимание уделяется воздействию помехи обратного рассеяния на выходное изображение, как наиболее значимого фактора, снижающего контраст между объектом и фоном. Рассматриваемая модель обеспечивает расчетно-информационную поддержку процесса компьютерного исследования визуализирующих оптико-электронных систем. Приведены основные математические соотношения, положенные в основу модели.

## ДИСПЕРСИОННОЕ ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРЫ НА ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

<sup>1,2</sup>Бабушкин П.А., <sup>1</sup>Бурнашев А.В., <sup>1</sup>Иглакова А.Н., <sup>1,2</sup>Матвиенко Г.Г., <sup>1</sup>Ошлаков В.К.

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия

[bpa@iao.ru](mailto:bpa@iao.ru), [bvaleksey@iao.ru](mailto:bvaleksey@iao.ru), [ian@iao.ru](mailto:ian@iao.ru), [matvienko@iao.ru](mailto:matvienko@iao.ru), [ovk@iao.ru](mailto:ovk@iao.ru)

Ключевые слова: лидар, фемтосекундный, длительность, дисперсия, влажность.

Аннотация: Использование явлений самовоздействия фемтосекундного лазерного излучения остается актуальной проблемой многочастотного лазерного зондирования атмосферы. При распространении в атмосфере, помимо трансформации спектральных и пространственных характеристик излучения, на участке самофокусировки происходит дисперсионное изменение длительности.

В докладе обсуждаются результаты экспериментов по учёту влияния дисперсии атмосферного воздуха на длительность фемтосекундного импульса распространяющегося в атмосфере

В результате взаимодействия излучения высокой интенсивности со средой реализуется динамический баланс между керровской самофокусировкой излучения в среде и его дефокусировкой в наведенной лазерной плазме, что приводит к формированию протяженного плазменного образования – филамента. Филаментация сопровождается генерацией направленного излучения суперконтинуума, которое рассматривается как перспективное средство при многочастотном лазерном зондировании атмосферы.

Работы [1,2], проводимые по управлению положением точки начала филаментации, показали, что позиционирование эффективно осуществляется при изменении начальной энергии излучения  $E_0$  или длительности  $\tau_0$  посредством изменения индекса начальной фазовой модуляции (ФМ) импульса. Но длительность импульса даже без начальной ФМ изменяется при распространении в оптически прозрачной среде за счет материальной дисперсии [3]. Дисперсионное расплывание характеризуется длиной дисперсионного расплывания

$$L_{др} = \frac{\tau_0^2}{2|k''(\omega_n)|} \quad (1)$$

где  $\tau_0$  - начальная длительность импульса;

$k''(\omega_n)$  – величина обратная групповой скорости волнового пакета.

На расстоянии  $L_{др}$  длительность импульса увеличивается в  $\sqrt{2}$  раз.

Как известно, пары воды являются оптически активным компонентом атмосферы. Конечно, мы также должны предполагать, что в атмосфере кроме паров воды существенное влияние на дисперсионное расплывание длительности импульса может оказывать

присутствующий аэрозоль другого рода. Теоретически, если влияние атмосферного аэрозоля не существенно, то в смеси воздуха и паров воды кривая  $L_{др}$  при нулевой начальной ФМ должна проходить между двумя кривыми описывающими поведение длительности импульса.

Для проверки этой гипотезы были проведены измерения длительности импульса фемтосекундного лазера Tif-50 в коридоре ИОА СО РАН. Схема эксперимента представлена на рисунке 1. Измерения проводились на длине волны  $\lambda=801,22 \pm 0,23$  нм с FWHM= $16,9 \pm 0,1$  нм и частотой следования импульсов  $f_{rep}=80,6$  МГц при неизменной влажности  $\varphi=50\%$  (усреднённые по массиву данных значения). Контроль влажности осуществлялся непосредственно в точке проведения измерений. Длина волны лазера находится вдали от полос поглощения паров воды и других атмосферных газов.

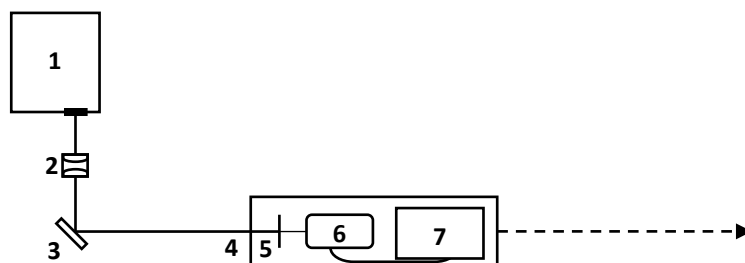


Рисунок 1 – Схема проведения эксперимента: 1 – лазер Tif-50; 2 – коллиматор; 3 – диэлектрическое поворотное зеркало; 4 – стол; 5 – светофильтр (НС10, НС9, НС8, НС7, НС6, НС2, НС1 и их комбинации); 6 – автокоррелятор АА-10D; 7 – осциллограф Tektronix MDO 3000

Излучение лазера через коллиматор и поворотное диэлектрическое зеркало выводилось на атмосферную трассу. Через каждый метр проводились измерения длительности импульса используя автокоррелятор АА-10D. Автокоррелятор соединен с осциллографом Tektronix MDO 3000. Перед коррелятором в каждой точке устанавливались нейтральные светофильтры для снижения мощности входного потока. Поправка на изменение длительности излучения, прошедшего оптические элементы, была сделана на основе [4].

На рисунке 2 представлены экспериментальные данные совместно с теоретическими кривыми для дисперсионного расплывания для воздуха и паров воды (1). Использовались табулированные данные зависимости показателя преломления от длины волны, расчет по формуле Коши. При этом предполагается, что среды обладают нормальной дисперсией – не сообщают ФМ распространяющемуся излучению. Каждое значение на графике - результат статистической обработки по ста реализациям автокорреляционной функции. Для каждого значения обозначены доверительные интервалы.

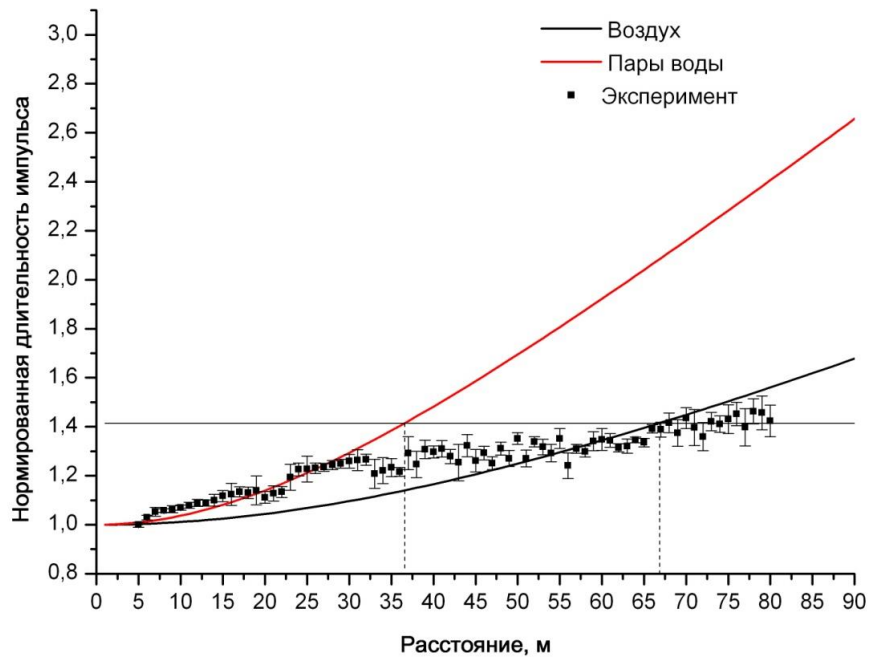


Рисунок 2 – Экспериментальные данные измерений длительности фемтосекундного импульса на трассе 80м. Кривые – оценка по (1) длины дисперсионного расплывания в воздухе и парах воды фемтосекундного импульса с длиной волны  $\lambda = 801\text{нм}$ , нулевой начальной фазовой модуляцией.

Изменение длительности импульсов для атмосферы (смеси воздуха и паров воды) находится в ожидаемом диапазоне значений на расстояниях, примерно, до 55м. До расстояния 30м наблюдаемые значения ложатся на кривую зависимости длительности импульса от расстояния для паров воды. До расстояния 65м наблюдаемые значения находятся в интервале между кривыми для сухого воздуха и паров воды. «Замедленное» увеличение длительности, которое наблюдается, примерно, в диапазоне от 30 до 80 м, может быть связано с реализацией условий формируемых неоднородностью оптической плотности составляющих атмосферу на разных участках трассы.

Одним из возможных вариантов объяснения результатов может быть следующее. Соотношение (1) справедливо для излучения с нулевой начальной ФМ, но и сама среда может придавать ФМ распространяющемуся излучению [5]. Гауссов импульс с линейной частотной модуляцией описывается выражением

$$A(t) = A_0 \exp[-t^2(1 + i\gamma)/\tau_0^2] \quad (2)$$

Спектрально-ограниченный импульс ( $\gamma=0$ ), попадая в диспергирующую среду, может изменить индекс фазовой модуляции. При этом в среде распространения в зависимости от знака

индекса фазовой модуляции импульс может как увеличить дисперсионное расплывание, так и сначала испытать временное сжатие, а затем – расплывание.

Не исключена возможность компенсации дисперсионного расплывания импульса его временным «сжатием» под влиянием изменения индекса фазовой модуляции. Здесь также просматривается аналогия с пространственным изменением импульса (его сечением), когда при определенном соотношении между показателями преломления вне и в сечении импульса реализуются условия самоканалирования (полного внутреннего отражения).

Работа выполнена при поддержке проекта РФ №18-77-00028.

1. Шленов С. А., Марков А. И. Управление филаментацией фемтосекундных лазерных импульсов в турбулентной атмосфере // Квантовая электроника, 2009, Т. 39. № 7. С. 658–662.

2. Апексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н. и др. Филаментация тераваттных лазерных импульсов на стометровой атмосферной трассе. // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т.28. №3. С. 274-277.

3. Бирмонтас А., Василюскас В., Пискаркас А. и др. Дисперсионное расплывание фемтосекундных световых импульсов в кристаллах, воздухе и воде // Квантовая электроника. 1985. Т.12. №6. С. 1191-1195.

4. Ковалева С.Ф. О возможности управления положением точки генерации суперконтинуума филаментированных фемтосекундных импульсов на трассе зондирования // Конференция студенческих научно-исследовательских инкубаторов: сб.тр. тр. XII всероссийской конф.- Томск, 2015.- С. 159-162.

5. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука. Гл. ред. физ. - мат. лит., 1988. - 312 с.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ГЕНЕРАЦИИ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ.

<sup>1,3</sup>Матвиенко Г.Г., <sup>2,3</sup>Прокопьев В.Е., <sup>1</sup>Ошлаков В.К., <sup>1</sup>Иглакова А.Н.

<sup>1</sup> Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Томск, Россия

<sup>2</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия

[mgg@iao.ru](mailto:mgg@iao.ru), [ovk@iao.ru](mailto:ovk@iao.ru), [prokop@ogl.hcei.tsc.ru](mailto:prokop@ogl.hcei.tsc.ru), [ian@iao.ru](mailto:ian@iao.ru)

Ключевые слова: сверхизлучение, атом, молекула, ион, фемтосекунда

Актуальным направлением исследований в области фемтосекундной атмосферной оптики является теоретическое и экспериментальное исследование генерации сверхизлучения (СИ). Излучение характеризуется узкой направленностью (в прямом и обратном направлениях) и высокой интенсивностью. В настоящей работе приведены результаты сравнительных экспериментальных исследований возникновения сверхизлучения на переходах иона молекулярного азота в воздухе и переходах иона стронция в атомарных парах в смеси с инертными газами (He, Ne) в нагреваемой кювете.

Инверсия населённости (ИН) и когерентное излучение на электронном переходе второй положительной системы ( $C^3P_u - V^3P_g$ ) нейтральной молекулы азота с длиной волны  $\lambda = 357$  нм и колебательно-вращательных переходах в основное электронное состояние иона молекулярного азота  $V^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g$  в филаменте на длине волны 391 нм при оптической накачке воздуха фемтосекундным лазером с  $\lambda = 800$  нм впервые была получена в работе [1] в 2003 г. Генерация на переходах нейтральной молекулы азота понятна и механизм её появления объясняется так же, как и в традиционном импульсном газоразрядном азотном лазере [2]. Однако до настоящего времени нет однозначного мнения и понимания как механизма создания ИН, так и генерации на резонансном переходе  $V^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g$  молекулы  $N_2^+$  при оптической накачке ФС с различными длинами волн в чистом азоте и воздухе. Для объяснения сверхизлучения (СИ) на собственных переходах иона молекулярного азота предложены различные механизмы усиления света как с ИН, так и без неё, а также механизмы преобразования излучения накачки и его усиления в другие диапазоны спектра в результате параметрических процессов.

С нашей точки зрения необходимо исследовать возможность получения ИН и СИ при оптической накачке коротким ФС лазерным излучением квантовых систем с гораздо более простой системой энергетических уровней, например, атомов и ионов металлов (Sr).

Технические характеристики экспериментальной фемтосекундной тераваттной установки ИОА СО РАН которая использовалась в исследованиях: энергия импульса

изменялась в пределах от 5 до 100 мДж, длительность импульса (50±5) фс, центральная длина волны в пределах (790 ÷805) нм, частота следования генерации 10Гц. В экспериментах также использовалось излучение преобразованное во вторую гармонику (400 нм), а также излучение третьей гармоники возникающее в филаменте воздуха при жесткой фокусировке.

Рабочая кювета для создания и удержания паров стронция в смеси с инертными газами работала в режиме термического испарения паров с внешним нагревателем. В качестве буферного газа для предотвращения свободного выноса паров металла в холодные зоны рабочего объёма использовались гелий или неон при давлении  $\leq 1$  атм. В центральной части кюветы располагалась трубка-вкладыш из окиси бериллия, по всей длине которой закладывались навески стронция. Выходные окна кюветы из ВаF<sub>2</sub> приклеивались к торцам газоразрядной трубки, под небольшим углом к оптической оси системы для нежелательного отражения паразитных сигналов в усилители лазерной системы. Лазерное излучение фокусировалось в центральную часть рабочей зоны кюветы. Кювета и фокусирующие оптические элементы располагались на одном основании, с возможностью перемещения зоны фокусировки (и филаментации) внутри кюветы. За выходным окном кюветы, на том же основании, монтировался световод, соединённый со входом спектрометра Ocean Optics HR4000. Т.о., осуществлялась регистрация "навстречу излучению накачки". Перед световодом устанавливались широкополосные или узкополосные светофильтры.

### **Результаты эксперимента.**

Молекулярный ион азота.

При линейной поляризации излучения фемтосекундного лазера с длиной волны 800нм наблюдалось свержизлучение в воздухе только на переходах молекулярного азота на длинах волн 391, 428, 471, 358, 330нм. Излучение на длинах волн 337, 357 и 315нм нами не наблюдалось. На рис. 1 приведена схема последовательных событий в процессе генерации излучения на переходах молекулярного иона азота: I – поглощение излучения молекулой, переход в возбужденное состояние, II - автоионизация, III – генерация:  $B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$  ( $v'=0,1,2$ ) +  $h\nu_{gen}$  (излучение на длинах волн 391, 428, 471, 358, 330нм), IV - конверсия, V – генерация:  $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$  +  $h\nu_{gen}$  (излучение на длинах волн 337, 357 и 315нм), VI - переход в основное состояние. Из данных представленных на рис.1 и рис.2 следует, что генерация СИ при линейной поляризации излучения накачки происходит между колебательно-вращательными уровнями возбуждённого резонансного электронного состояния  $B^2\Sigma_u^+$  в основное электронное состояние  $X^2\Sigma_g$  молекулярного иона азота. Это указывает на



эффективный канал селективного заселения возбуждённого резонансного электронного состояния иона по отношению к основному.

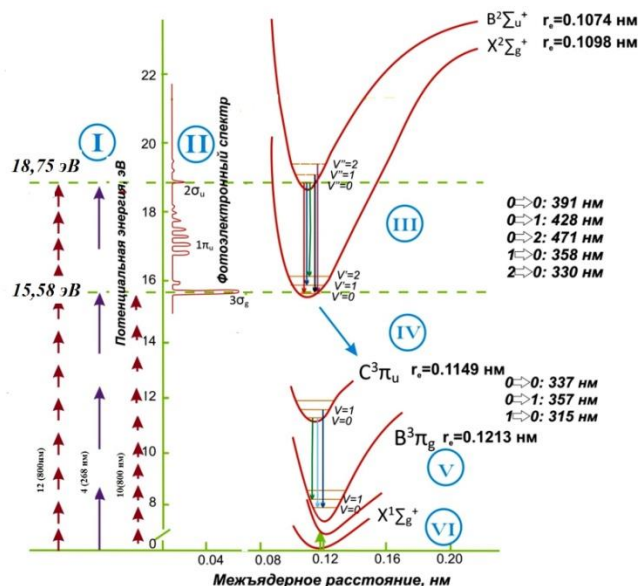


Рисунок 1 – схема последовательных событий в процессе генерации излучения на переходах молекулярного иона азота.

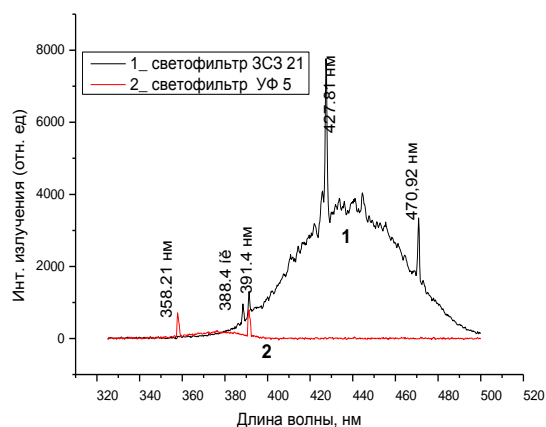


Рисунок 2 – типичные спектры (СИ) на собственных переходах молекулярного иона азота с различными светофильтрами.

Атомарный ион стронция.

На рисунке 3 представлена диаграмма энергетических уровней Sr, каналы оптической накачки и переходы, на которых наблюдается СИ. Для основной длины излучения 0.8 мкм, энергия одного фотона равна 1,55 эв, а энергия ионизации атома Sr - 5,69 эв. Следовательно, для однократной ионизации Sr требуется поглощение 4 фотонов основной частоты или двух фотонов второй (400 нм), или третьей (268 нм) гармоник: инверсия населённости Sr возникает в результате селективного двухфотонного заселения автоионизационных состояний атома и возбуждение резонансных состояний иона  $^2P_{1/2,3/2}$ . При такой схеме ионизации происходит селективное заселение резонансных уровней ( $^2P_{1/2,3/2}$ ) по отношению к основному уровню иона  $^2S_{1/2}$  и метастабильным состояниям  $^2D_{3/2,5/2}$ . При достаточной интенсивной оптической накачке достигается ИН и СИ на переходах в основное (407.8 нм) и метастабильные состояния (1032 нм). Длительность этой генерации порядка 1 пс и ограничена срывом ИН в результате быстрого заполнения нижних рабочих уровней, которые имеют большое время жизни. ИН и СИ при интенсивной оптической накачке могут происходить и на многих других промежуточных оптических переходах атома и иона (рисунок 3).

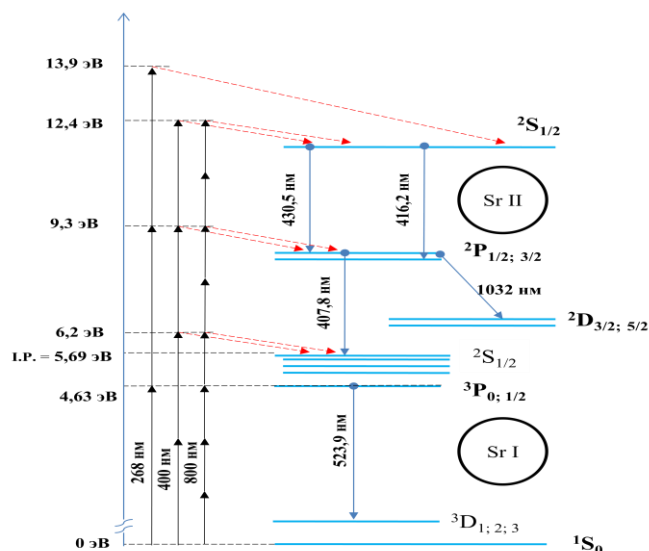


Рисунок 3 – Схема собственных переходов атома и ионов стронция, соответствующих условиям эксперимента. Слева на рисунке – условная схема поглощения фотонов (заселения уровней квантовой системы) для основной ( $\lambda=795\text{-}805$  нм), второй ( $\lambda\approx 400$  нм) и третьей ( $\lambda=268$  нм) гармоник. Количество стрелок соответствует количеству фотонов.

### Выводы.

Инверсия населённости молекулярного иона  $\text{N}_2^+$  возникает в результате прямого селективного многофотонного заселения автоионизационных состояний молекулы с последующим распадом в возбуждённое резонансное состояние  $\text{B}^2\Sigma_u^+$ .

В экспериментах с мощным фемтосекундным излучением сфокусированным в кювету с парами стронция, из зоны филаментации зарегистрирована генерация сверхизлучения на переходах атома (Sr) на длине волны 523.85 нм и однократно ионизованного иона (1032 нм).

При накачке паров Sr на длине волны 268 нм наблюдается генерация сверхизлучения на переходе из резонансного электронного состояния  $^2\text{P}_{1/2}$  в основное  $^2\text{S}_{1/2}$  на длине волны 407,8 нм.

Инверсия населённости на переходах иона Sr возникает в результате селективного двухфотонного заселения автоионизационных состояний атома с последующим распадом в возбуждённое резонансное состояние  $^2\text{P}$ .

1. Luo Q., Liu W., and Chin S. L. // Appl. Phys. B. 2003, V. 76, P. 337–340.
2. Kartashov, S. Ališauskas, G. Andriukaitis, A. Pugžlys, M. Shneider, A. Zheltikov, S. L. Chin, and A. Baltuška, “Free-space nitrogen gas laser driven by a femtosecond filament,” Phys. Rev. A 86(3), 033831 (2012)

# ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЙАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВНЕОСЕВОЙ РЕГИСТРАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛЕВЫХ УСЛОВИЯХ

Г.А. Калошин<sup>1</sup>, С.А. Шишкин<sup>2</sup>, В.В. Жуков<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

<sup>2</sup>АО «НИИ «ЭКРАН», г. Самара, Россия

<sup>3</sup>Томский политехнический университет

[gkaloshin@iao.ru](mailto:gkaloshin@iao.ru)

Ключевые слова: аэрозольное рассеяние, лазерный излучатель, фотометр.

Рассматриваются возможности дистанционного обнаружения лазерных пучков, распространяющихся в рассеивающей атмосфере.

Результаты полевых исследований показывают, что при выбранных условиях измерений и типов лазерных пучков наблюдается сильная зависимость контраста яркости от типа пучка.

В последнее время определенный интерес представляет изучение возможностей дистанционного обнаружения лазерных пучков, распространяющихся в рассеивающей атмосфере. Так в работе [1] рассматривается модель внеосевого рассеяния для оптимизации приемника лазерного обнаружения и прогнозирования его работы в прибрежных районах.

Актуальность исследований определяется необходимостью разработки новых методов дистанционного обнаружения пучков излучения с новыми лазерными источниками света в реальных условиях эксплуатации. Одной из главных задач при разработке подобных лазерных систем является задание оптимальных параметров приемника, необходимых для обнаружения при изменении метеоусловий.

В представленной работе основная задача исследований в полевых условиях состояла в изучении возможностей внеосевого обнаружения лазерного излучения и в проверке оборудования при измерении освещенности рассеянного излучения от лазерного пучка при перемещении оптической оси приемника перпендикулярно и вдоль оси пучка на горизонтальной трассе длиной 1,0 – 1,6 км в ночных и сумеречных условиях при различной метеорологической дальности видимости.

## 1. Схема эксперимента.

Параметры приемника. В качестве основной величины, обеспечивающей конкретную оценку возможностей внеосевого обнаружения рассеянного лазерного, выбрана освещенность в плоскости размещения фотометра, создаваемая рассеянным лазерным излучением в приземной атмосфере и фоновым излучением, связанным с рассеянием солнечного излучения объективом фотометра. Современные фотометры (спектрорадиометры) позволяют уверенно обнаруживать сверхслабые сигналы в спектральном диапазоне 0,35 – 1,1 мкм кремниевыми неохлаждаемыми

фотодиодными приемниками и фотоумножителями в спектральном диапазоне 0,35 – 0,93 мкм при пороге чувствительности на уровне  $3\sigma$  (коэффициент запаса равен 6), равном -  $3 \cdot 10^{-10}$  Вт/нм и -  $3 \cdot 10^{-14}$  Вт/нм соответственно [2]. Данные спектро радиометры производства Instrument Systems, Германия в спектральном диапазоне 0,2÷5 мкм имеют пороговую чувствительность, равную  $10^{-6}$  -  $10^{-7}$  лк и контрастности до  $10^6:1$ . Что позволяет регистрировать фон безлунного звездного неба, равный  $3 \cdot 10^{-4}$  лк или, например, свет Сириуса, равный  $10^{-5}$  лк. Для охлаждаемых фотоумножителей в спектральном диапазоне 0,35 – 0,93 мкм с GaAs фотокатодом эквивалентная мощность шума равна  $10^{-13}$  Вт/см<sup>2</sup> стер. нм или чувствительностью по яркости порядка  $10^{-3}$  кд/м<sup>2</sup>.

Схема взаимного расположения лазерного излучателя и фотометра (регистрирующего оборудования) показана на рис. 1.

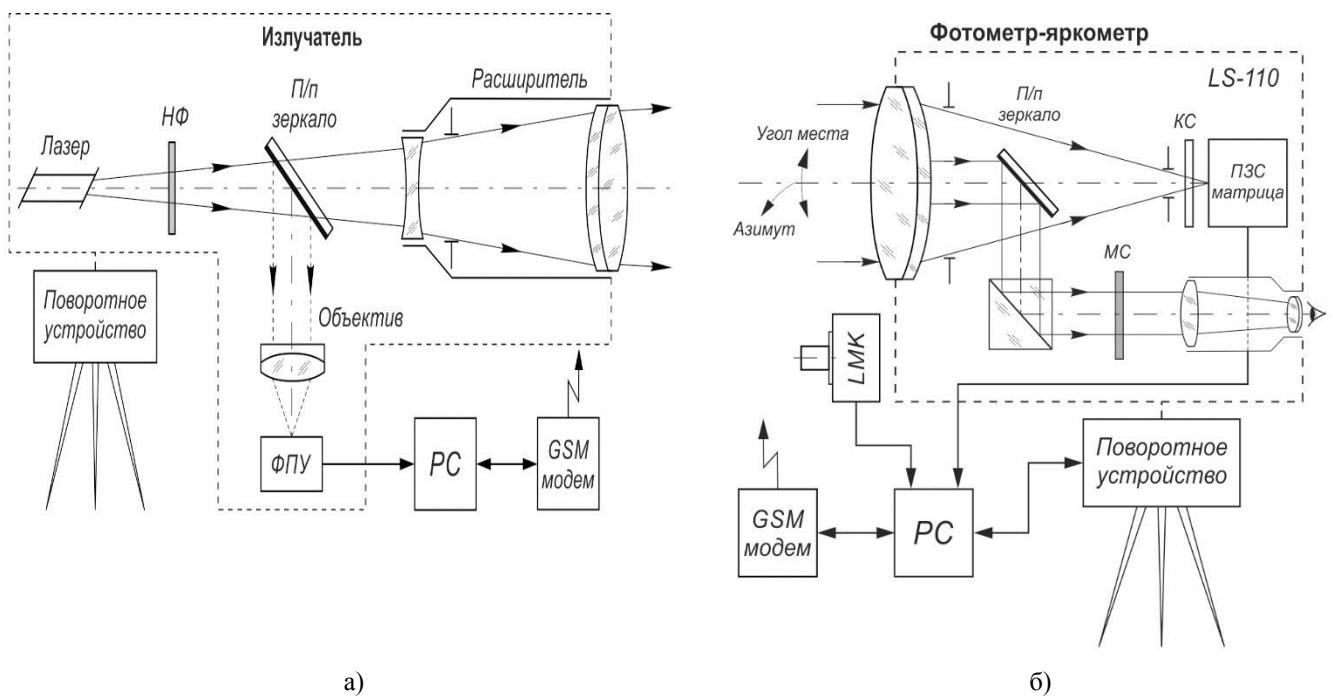


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки: а) – макет лазерного излучателя; б) – измерительное оборудование (фотометр-яркометр).

Для экспериментальных оценок характеристик рассеянного лазерного излучения использовалось следующее основное оборудование (рис. 1):

- макет лазерного излучателя, состоящий полупроводникового лазера типа DTL-313 фирмы «Лазер-Компакт» (длина волны излучения  $\lambda=0,527$  мкм, мощность  $P_0=117$  мВт и расходимость излучения  $2\alpha = 4'$ ), блоков питания и управления, телескопических систем коллимации пучков для регулировки расходимости пучка, расширителя пучка для изменения диаметра;
- фотометр-яркометр типа LS-110 Konica Minolta;

- цифровой яркомер типа LMK-5;
- лазерный дозиметр типа ЛАДИН;
- измеритель мощности и энергии Nova II с сенсором PD300R-3W;
- поворотное устройство, состоящее из штатива, приводов типа 8MR191 фирмы «Standa» с блоками питания и контроллерами управления;
- ноутбук с разработанными программами управления измерениями [3,4].

2. Результаты измерений. На рис. 2 представлены изображения лазерных пучков при фотографировании сбоку на удалении, равном 150 м.



Рисунок 2 – Изображение лазерных пучков сбоку с расстояния 150 м ( $\lambda = 0,527$  мкм;  $P_0 = 117$  мВт; расходимость  $2\alpha$ : а -  $2'$  и б -  $4'$ ).

На рис. 3 приведена структура лазерных пучков, которые использовались в полевых измерениях и натурных испытаниях [5-7]. Было выбрано два типа пучков с распределением интенсивности в поперечном сечении лазерных пучков в виде 4-х и 12-и концентрических колец.

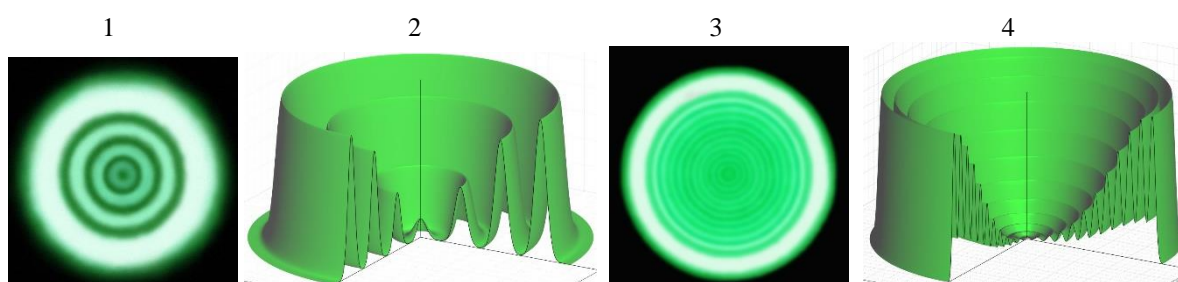


Рисунок 3 – Распределение интенсивности в поперечном сечении лазерных пучков с  $\lambda = 0,527$  мкм,  $P_0 = 117$  мВт на приземной трассе в виде 4-х и 12-и концентрических колец (фото 1 и 3 соответственно) и результаты фотометрирования этих же пучков (2 и 4).

Из изометрии видно, что наружное кольцо имеет максимальную интенсивность, которая спадает к центру пучка по закону Гаусса.

На рис. 4 приведены результаты изменения осредненной яркости при перемещении приемника перпендикулярно оси лазерного пучка: а) для  $2\alpha = 2'$  и б)  $2\alpha = 4'$ . Видна сильная зависимость изменения яркости пучка, особенно в ореольной части.

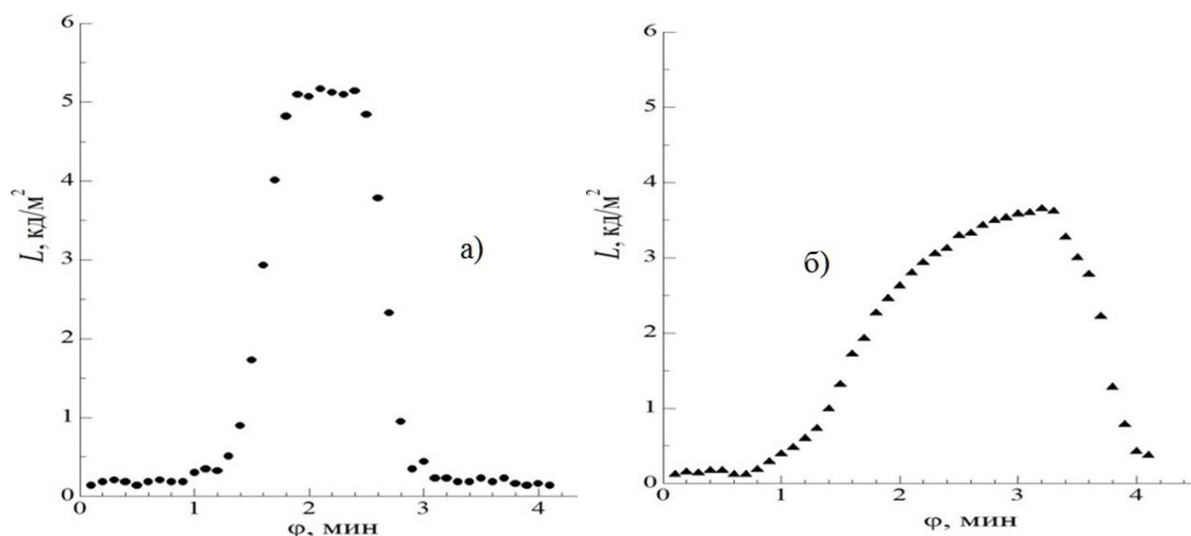


Рисунок 4 – Изменение осредненной яркости лазерных пучков с  $\lambda = 0,527$  мкм и  $P_0 = 0,11$  Вт в условиях дымки при МДВ = 8 км, при перемещении приемника перпендикулярно оси пучка: а) для  $2\alpha = 2'$  и б)  $2\alpha = 4'$ .

Результаты полевых исследований показывают, что при выбранных условиях измерений и типов лазерных пучков наблюдается сильная зависимость контраста яркости от типа пучка.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России - проект №14.604.21.0042.

1. *N. Roy and F. Reid.* Off-axis laser detection model in coastal areas // *Opt. Eng.* 47, 1-11 (2008).
2. <http://www.instrumentsystems.com/>
3. *Калошин Г.А., Шишкин С.А., Жуков В.В.* Программа для управления и обработки данных спектрорадиометрических измерений рассеянного излучения лазерных пучков в атмосфере // Св-во о гос. регистрации программы для ЭВМ № 2015618954 от 20.08.2015 г.
4. *Калошин Г.А., Шишкин С.А., Жуков В.В.* Программа управления измерениями контраста яркости лазерных пучков в рассеивающих средах // Св-во о гос. регистрации программы для ЭВМ № 2015663204 от 14.12.2015 г.
5. *Kaloshin G.A., Gordienko A.I.* Laser aids to navigation (methods) // *IALA Bulletin.* 2003. Т. 3. С. 46-51.
6. *Kaloshin G.A., Gordienko A.I.* laser aids to navigation (technologies) // *IALA Bulletin.* 2004. Т. 1. С. 42-49.
7. *Gordienko A.I., Kaloshin G.A.* Laser leading beacons: summaries and perspectives // *Proc. XV Conf. IALA.* 2002. С. 150-158.

# РАЗВИТИЕ ТЕЛЕВИЗИОННОЙ НАВИГАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ

<sup>1</sup>Калошин Г.А., <sup>2</sup>Сколотнев И.А., <sup>2</sup>Петухов А.А.

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Томск  
<sup>2</sup>АО «Альянс» АО «НИИ телевидения», Санкт-Петербург

[gkaloshin@iao.ru](mailto:gkaloshin@iao.ru)

Ключевые слова: телевизионная система, навигация, прозрачность атмосферы, галс.

В работе представлены направления дальнейшего развития макета телевизионной навигационной системы (ТНС) задания курса при высокоточном ориентировании транспортных средств при движении согласно передаваемой по радиоканалу на приемную бортовую аппаратуру видео и звуковой информации.

Обсуждаются вопросы точности задания курса по ТНС и возможность комплексирования систем ТНС и ГЛОНАСС/GPS с использованием цифровых навигационных карт с одновременным определением координат судна по двум независимым каналам, что существенно повышает надежность навигационных определений и безопасность судовождения. Принципиальной особенностью ТНС является навигация судна в пределах прямой видимости на дистанциях до 20 км при СКО бокового отклонения от заданного курса до 1 метра и обеспечение наблюдения в условиях пониженной видимости в атмосфере.

Рассматриваются возможности ТНС «Взлет» для руления, взлета и посадки самолетов на основе предварительных летных испытаний. Обсуждаются другие возможные области применения ТНС.

## Введение

В предыдущих работах [1-3] было представлено описание макета телевизионной навигационной системы ориентирования (ТНС) для ориентирования судов в прибрежной зоне и обеспечения безопасности мореплавания на подходных каналах и фарватерах в реальных условиях эксплуатации. В последнее время наблюдается дальнейшее совершенствование ТНС в соответствии с непрерывным повышением требований к обеспечению безопасности движения и прибытия к месту назначения. Одним из эффективных путей решения вопроса является создание новых зрительных средств навигационного оборудования (СНО) на основе новых экономичных источников, включая светодиодные источники света [4-7]. Одновременно с этим интенсивно развиваются новые инструментальные ТНС [8, 9] для других областей применения, прежде всего для задач авиации и картографических навигационных систем.

Целью данной работы является апробация ТНС в системе посадки летательных аппаратов и при прокладке маршрутов движения транспорта с использованием цифровых навигационных карт совместно с системой ГЛОНАСС/GPS.

В работе приводится описание макета и результаты предварительных испытаний ТНС, проведенных в реальных условиях применения в а/п ДОССААФ г. Евпатории и в морском порту Новороссийск в июне-августе 2018 г.



## 1. Принцип действия ТНС.

При ориентировании по прямолинейному маршруту на береговом продолжении курса в расчетной точке устанавливается телевизионная (ТВ) камера, которая ориентируется по заданному направлению (рис. 1). Формируемое ТВ камерой изображение участка акватории с маневрирующим на ней судном дополняется электронной отметкой в виде вертикальной линии, обозначающей заданное направление. Проекция этой линии на водной поверхности совпадает с линией заданного галса. Полученное таким способом телевизионное изображение по радиоканалу передается на судно, где оно отображается на экране бортового приемоиндикатора. Судоводитель, наблюдая на экране за положением своего судна, осуществляет управление им с целью совмещения центра изображения судна с линией заданного галса.

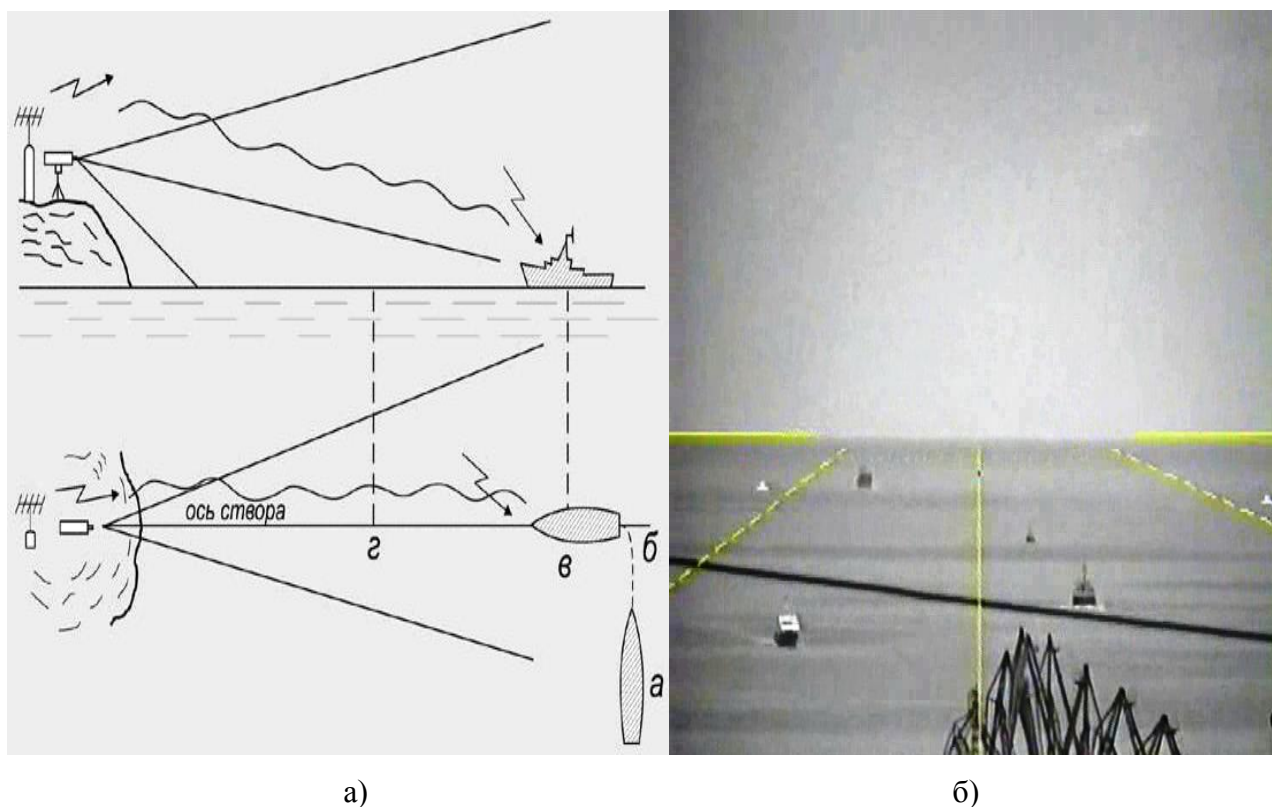


Рисунок 1 – Схема работы ТНС: а) расположения ТНС на местности, б) изображение на экране бортового приемоиндикатора.

Из рис. 1 а) и 1 б) видно, что ТНС функционально подобна линейному створу, но в отличие от линейного створа, погрешность обозначения курса в телевизионной системе имеет не квадратичную, а линейную зависимость от дистанции и определяется ее угловой чувствительностью. Рассмотрим это важное обстоятельство поподробнее.



## 2. Точность задания курса по ТНС.

На рис. 2 приведена чувствительность телевизионного  $E_T$  и линейного  $E_K$  створов, равного  $1'$ , при базе между передним и задним створными знаками  $d = 1$  км на предельной дальности действия ( $D = 15$  км). График показывает, что  $E_K/E_T = 16$ , т.е. чувствительность телевизионного створа превосходит чувствительность линейного в 16 раз!

В ТНС при максимальном значении фокусного расстояния объектива телевизионной камеры достигается угловая чувствительность менее 10 угловых секунд, что обеспечивает обозначение линии заданного курса в пределах всей зоны действия с линейной погрешностью не более 1 метра. Угловая чувствительность, в свою очередь, зависит только от разрешающей способности телевизионной камеры (количество строк разложения телевизионного изображения и число различимых элементов на строке) и фокусного расстояния используемого объектива. Выбором этих параметров может быть обеспечена, фактически, сколь угодно высокая чувствительность ТНС.

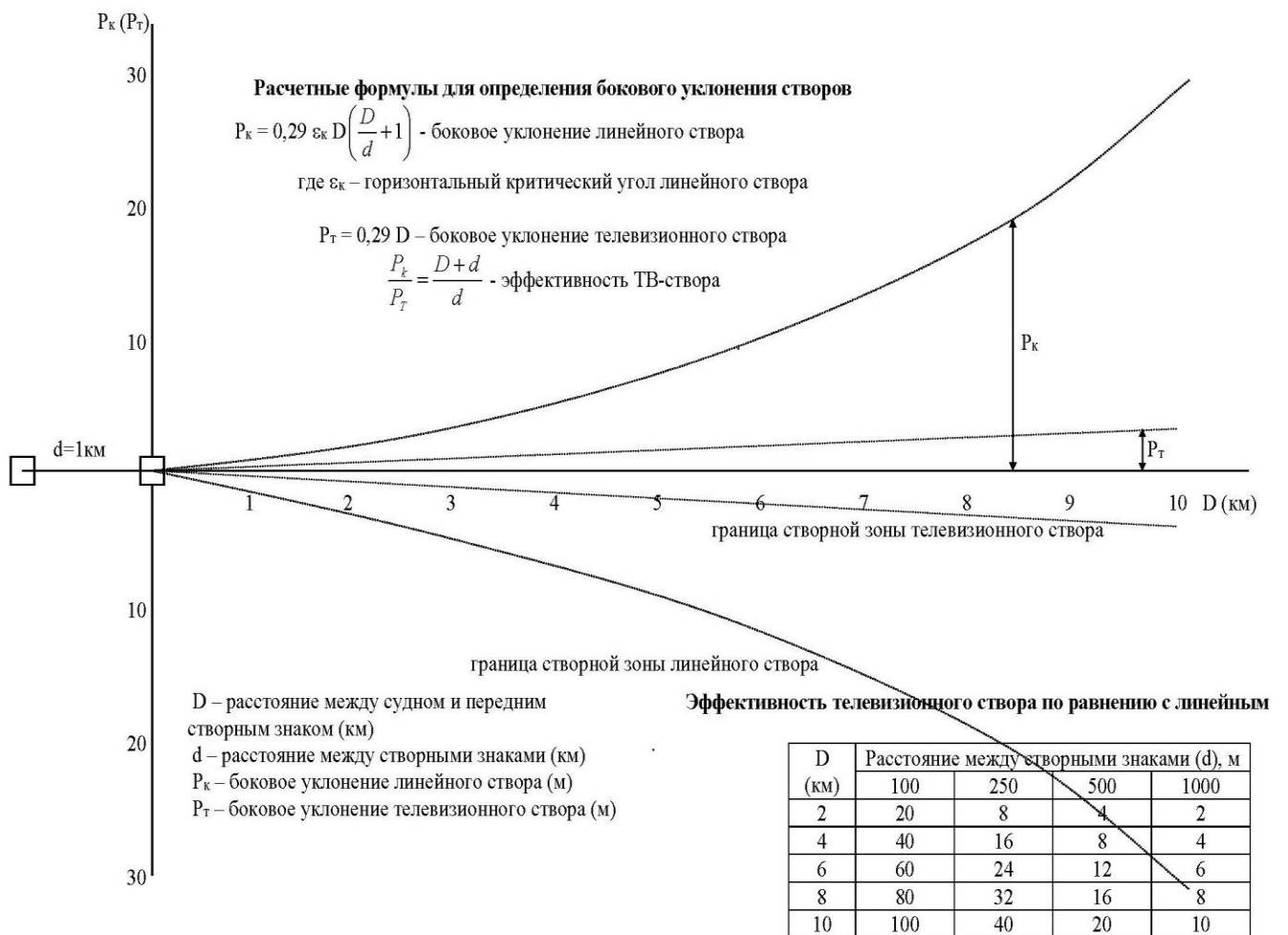


Рисунок 2 – Сравнительная оценка точности линейного визуального  $T_K$  и телевизионного створов  $T_T$ .

Это позволяет с высокой точностью обозначать координаты объектов на местности. Аналогично решается и обратная задача. На ТВ изображении могут "рисоваться" символы, отображающие заданные координаты на акватории, что позволяет, нпр., сразу решать задачу контроля местоположения плавучего навигационного ограждения. Отображение линий оси фарватера, правой и левой бровок канала, заданных путей движения и другой графической, символьной и буквенно-цифровой информации, делает ориентирование по ТНС сопоставимым с ездой на автомобиле по шоссе с соответствующей разметкой. При этом представление всей навигационной информации в форме привычного визуального изображения акватории исключает потребность в дополнительном переосмыслении навигационной информации человеком, как это, например, происходит при использовании карты или радиолокационной картинки. В результате этого сокращается нагрузка на судоводителя, уменьшается вероятность неправильных действий и снижается время его реакции, что, в свою очередь, приводит к повышению точности управления транспортным средством (ТС) до пределов, недостижимых при использовании других СНО. Дополнительной важной возможностью наличия на борту изображения с видом подвижного объекта и участка акватории "со стороны", является получение объективной и наглядной информации об окружающей обстановке с использованием программ [10-13], позволяющее оперативно контролировать относительные положения и перемещения других объектов. Кроме того, происходит автоматическое подключение механизмов подсознательной обработки «картинки», что позволяет правильно воспринимать ситуацию даже в условиях ухудшения видимости и, соответствующего снижения качества ТВ изображения. Другим достоинством ТНС, непосредственно вытекающем из ее оптической природы, является возможность наблюдения малоразмерных и радиопрозрачных объектов, остающихся незаметными для РЛС.

Реализация в береговой части ТНС функции оперативного автоматического определения координат места и ориентации по сигналам спутниковых навигационных систем ГЛОНАСС и GPS обеспечивает возможность использования системы без какой-либо предварительной подготовки. Применение в бортовой аппаратуре ТНС электронной картографической системы (ЭКСО) с приемником сигналов ГЛОНАСС и GPS обеспечивает одновременное определение координат судна по двум независимым каналам, что существенно повышает надежность навигационных определений и безопасность судовождения. Выполнение в бортовом приемнике сигналов ГЛОНАСС и GPS сверх высокоточных измерений в фазовом режиме обеспечивает дополнительное определение мгновенных значений курса, крена и дифферента судна, отображаемых на экране ТНС. Эффект от комплексирования систем ТНС и ГЛОНАСС основано на использовании дополняющей друг друга информации по координатам опорных

точек объектов или системы ТСО с фотограмметрической информацией, получаемой из изображения, формируемого системой ТСО.

### 3. ТНС «Взлет».

ТНС «Взлет» предназначена для руления, взлета и посадки самолетов как в крупных аэропортах, так и на необорудованных свето и радиотехническими системами посадки. ТНС «Взлет» осуществляет задание направления движения самолета по рулежным дорожкам (РД) на взлет, а также для обозначения захода на посадку по заданной глиссаде. ТНС при рулении и взлете дает возможность пилоту по ТВ изображению контролировать и осуществлять визуальный контроль правильности движения рулей, элеронов и т. д. при их проверке, работу двигателей, состояние шасси, а при взлете до точки отрыва контролировать движение самолета относительно оси ВПП. При посадке с дистанции 15-25 км в любое время суток, включая условия пониженной видимости, наблюдать непосредственно изображение положение своего самолета в пространстве относительно курса и глиссады. Кроме того, обеспечивает после посадочный пробег и маршрут движения по РД к месту стоянки. При этом осуществляется непрерывная запись изображения с ТВ камеры, которая может служить документальным подтверждением при анализе порядка руления, взлета, посадки, после посадочного пробега и руления по РД к месту стоянки.

ТВ камера размещается на ВПП вблизи ее начала в точке пересечения линии глиссады с поверхностью ВПП и ориентируется по курсу и глиссаде (рис. 3). Курс и плоскость планирования самолетов при заходе на посадку на телевизионном изображении обозначаются, соответственно, вертикальной и горизонтальной электронными визирными линиями.

Полученное и обработанное изображение в соответствии с методиками, изложенными в работах [14-18], по радиоканалу передается на борт самолета.

Пилот заходящего на посадку самолета на расстоянии 20-25 км от ВПП начинает принимать ТВ изображение и далее маневрирует, стараясь удерживать изображение самолета на ТВ экране в точке пересечения визирных линий, что будет соответствовать движению самолета по курсу и глиссаде (рис. 4). Это же ТВ изображение передается диспетчеру аэропорта, и он имеет возможность контролировать правильность движения самолета в процессе захода на посадку.

В темное время суток и при пониженной видимости наблюдение за положением самолета может осуществляться по свету его посадочных фар и бортовых огней.



Рисунок 3 – Размещение наземного поста на ВПП и вид ТВ камерного блока с цветной, инфракрасной, и высокочувствительной камерами.

Основные преимущества ТНС «Взлет».

1. Высокая наглядность и точность обозначения направления движения самолета по курсу и глиссаде (1 м на дистанции 20 км).
2. Высокая стабильность обозначения заданного направления вследствие практически полного отсутствия влияния радиопомех.
3. Навигационная информация, получаемая диспетчером и пилотом, полностью совпадают.

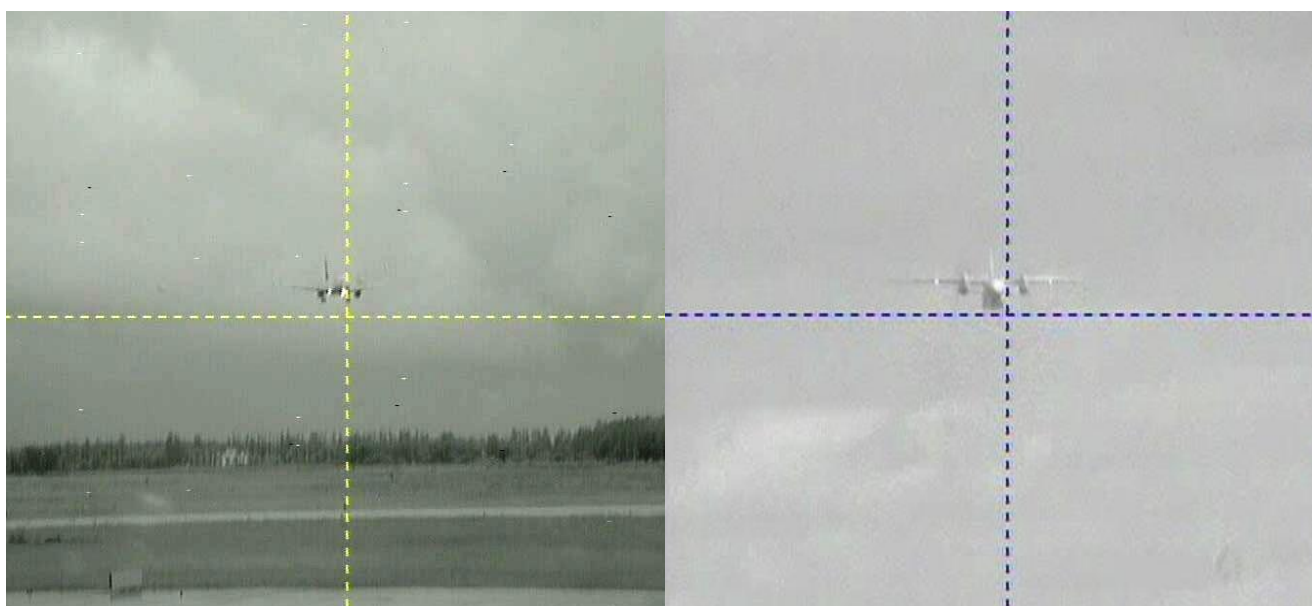


Рисунок 4 – Вид на бортовом экране приемоиндикатора при облетах ТНС в а/п Евпатория в июне-августе 2018 г.

## 5. Дальность действия ТНС.

Существенным достоинством ТСО является возможность формирования совмещенного изображения от различных спектральнональных высоко чувствительных ТВ камер от ультрафиолетового диапазона до инфракрасного с единой координатной привязкой, что вместе с цифровой обработкой изображений, реализованные в ТНС, обеспечивает системе высокие характеристики по дальности обнаружения. В частности, позволяют обеспечить высокое качество наблюдения не только днем, но и ночью, а также в условиях существенного ухудшения видимости в снегопаде, дожде, тумане, дымках.

## 6. Другие возможные области применения ТНС.

6.1. На стационарных полигонах - мерные линии с автоматическим измерением времени для измерения физических полей судов для обеспечения безопасности мореплавания в период испытаний, оборудования мобильных измерительных стендов в условиях необорудованного побережья.

6.2. Для проведения тарировки бортовых измерителей скорости и систем курсоуказания.

6.3. На судах для обеспечения безопасного мореплавания с использованием электронно-картографической системы ориентирования (ЭКСО) и ТНС.

6.4. Для решения вопросов, связанных с выполнением прибрежного промера, гидрографического траления, прокладки трубопроводов, обеспечения дноуглубительных работ и др.

6.5. Для обеспечения погрузки-выгрузки техники на необорудованное побережье, преодоления водных преград и навигационного обеспечения плавающих транспортных средств.

1. *Калошин Г.А., Сколотнев И.А., Петухов А.А.* Телевизионная система задания курса // Тр. IV Межд. н.-т. конф. «РЭиС–2017». АО «ОНИИП», Омск, 15-16 ноября 2017 г. С. 190-196.
2. *Калошин Г.А., Сколотнев И.А., Петухов А.А.* Многофункциональная телевизионная система оперативного обеспечения кораблевождения в прибрежной зоне в условиях пониженной видимости // Тез. докл. XXIV Межд. симп. "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы" 2–5 июля 2018 г., Томск [Электронный ресурс]. - Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2018, С. 73. С. В382-В482.
3. *Kaloshin G.A., Skolotnev I.A., Petuhov A.A.* Multipurpose television system of operational aid to navigation in coastal zone under low-visibility conditions // Proc. SPIE, V. 10833. 2018. pp. 108331F-1 - 108331F-7.
4. *Адамов Н.О., Клочков О.Ю.* Перспективы использования телевизионных систем в интересах обеспечения навигационной безопасности плавания // Сб. докл. 4-ой Рос. н.-т. конф. «Современное состояние, проблемы навигации и океанографии (НО-2001). Т.2 2001. С. 11-13.
5. *Kaloshin G.A., Gordienko A.I.* Laser aids to navigation (methods) // IALA Bulletin. 2003. Т. 3. С. 46-51.
6. *Kaloshin G.A., Gordienko A.I.* Laser aids to navigation (technologies) // IALA Bulletin. 2004. Т. 1. С. 42-49.

7. *Gordienko A.I., Kaloshin G.A.* Laser leading beacons: summaries and perspectives // Proc. XV Conference IALA "Navigation and the environment", 2002. P. 150-158.
8. *Kaloshin G.A., Miheev Y.S.* The energy radiation structure in orientation bands LND // Оптический журнал. 1992. Т. 59. № 10. С. 3-6.
9. *Kaloshin G.A.* Time and energy characteristics of emission in signal zone of laser beacon // Proc. SPIE. 1995. Т. 2619. С. 253-258.
10. *Калошин Г.А., Шишкин С.А.* Программа для расчета комплексных показателей преломления вещества частиц морского и прибрежного аэрозоля MieCalc // Св-во о госрегистрации программы для ЭВМ № 2012616943, 2012.
11. *Калошин Г.А., Шишкин С.А.* Программно-технологический пакет Range для проведения расчетов распространения оптического излучения с учетом аэрозольного ослабления в приземном слое континентальной, морской и прибрежной атмосферы // Св-во о госрегистрации программы для ЭВМ № 2012616944, 2012.
12. *Калошин Г.А., Шишкин С.А., Жуков В.В.* Микрофизические и оптические характеристики морского и прибрежного аэрозоля // Св-во о госрегистрации базы данных № 2015621775. 2015.
13. *Калошин Г.А., Шишкин С.А.* Программа для расчета спектральных коэффициентов аэрозольного ослабления в приземном слое морской и прибрежной атмосферы MaexPro // Св-во о госрегистрации программы для ЭВМ № 2012616945, 2012.
14. *Калошин Г.А., Шишкин С.А.* Методические вопросы расчета дальности видимости новых светооптических систем зрительных сно // Навигация и гидрография. 2004. № 18. С. 34-43.
15. *Kaloshin G.A., Shishkin S.A.* Detectable distance calculations for a visual navigation system using a scanning semiconductor laser with electronic pumping // Appl. Opt. 2011. Т. 50. № 20. С. 3442-3448.
16. *Kaloshin G.A., Matvienko G.G.* Aerosol model development for environmental monitoring in the coastal atmosphere surface layer // Proc. SPIE – Intern. Conf. Lasers, Appl., and Tech. 2007. С. 67330B.
17. *Kaloshin G.A.* Influence of meteorological parameters on aerosol extinction in the marine environment // Proc. Intern. Conf. Coherent and Nonlinear Optics ICONO/LAT 2005. С. 33-35.
18. *Kaloshin G.A.* Visible and infrared extinction of atmospheric aerosol in the marine and coastal environment // Applied Optics. 2011. Т. 50. № 14. С. 2124-2133.