

Моделирование протяженных оптических трасс в конвективной ячейке с водой

В.А. Куликов, А.В. Шмаков, О.В. Фёдорова*

*Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН
119017, г. Москва, Пыжевский пер., 3*

Поступила в редакцию 31.10.2013 г.

Проведен лабораторный эксперимент по изучению статистики поля флуктуаций интенсивности после прохождения лазерным излучением конвективной ячейки с водой. Показано, что по относительной дисперсии флуктуаций и индексу Рытова действие ячейки может быть сопоставлено с влиянием турбулентности на протяженной трассе. Проведено численное моделирование протяженной и короткой трасс, рассмотрены функции плотности вероятности логарифма интенсивности. Лабораторная ячейка может служить лабораторной физической моделью длинных атмосферных оптических трасс.

Ключевые слова: оптические трассы, турбулентность, дисперсия флуктуаций интенсивности; optical paths, turbulence, dispersion of intensity fluctuations.

Введение

Изучение влияния турбулентности на распространение лазерных пучков вдоль длинных трасс привлекает внимание в связи с такими задачами, как передача сигналов по оптическим линиям связи [1, 2] и оптическая диагностика малых примесей в атмосфере, например парниковых газов [3]. В этих задачах турбулентность является существенной помехой. Отмечается, что при изучении природных трасс могут возникать трудности из-за погодных условий [4], а сами эксперименты весьма дорогостоящи [5, 6] и их выполнение технически не просто. Лабораторный эксперимент предполагает возможность контроля и задания параметров создаваемой турбулентности. Привлекательным поэтому выглядит использование ячейки с турбулизованной жидкостью [7, 8] в качестве физической модели атмосферной трассы. Это возможно благодаря тому, что показатель преломления воды в большей степени (на три порядка) зависит от температуры, чем показатель преломления воздуха, и позволяет накопить существенные фазовые искажения на короткой трассе [7, 8]. Наблюдения за полем интенсивности проводились нами на расстоянии 2 м за ячейкой.

1. Численные оценки флуктуаций интенсивности

Оптические трассы разной длины с различной турбулентностью можно сопоставить по индексу Рытова $\sigma_R^2 = 1,23C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$, где C_n^2 – структурная по-

стоянная показателя преломления; $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор; λ – длина волны распространяющегося излучения; L – длина трассы. Варьируя произведение $C_n^2 L^{11/6}$, можно моделировать трассы различной протяженности. Рассмотрим, например, 144-км трассу с $C_n^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ и трассу длиной 2,2 м с $C_n^2 = 10^{-6} \text{ м}^{-2/3}$, включающую ячейку с водой и 2 м распространения излучения после нее при числе Рэлея $Ra = 10^8$. Для первой трассы $\sigma_R^2(144 \text{ км}) = 652$, а для второй – $\sigma_R^2(2,2 \text{ м}) = 1000$, что говорит о наличии сильных мерцаний на этих трассах.

Чтобы получить оценки дисперсии флуктуаций, мы провели численное моделирование распространения коллимированного лазерного пучка методом фазовых экранов (МФЭ) [9]. Его применение обсуждается, например, в [10]. МФЭ предполагает замену турбулентного слоя тонким фазовым экраном. Длинную трассу мы считали однородной и разбивали ее на 144 фазовых экрана, каждый из которых обладал $C_n^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ и толщиной 1 км. Распространение излучения между экранами рассчитывалось в приближении дифракции Френеля [11]. Ячейку мы заменяли одним фазовым экраном, и хотя на выходе из ячейки фазовые искажения были достаточно сильными, интенсивность почти не варьировалась. При генерации экранов мы использовали колмогоровский спектр

$$\Phi_n(k) = 0,033C_n^2 \exp[-(k^2/k_m^2)](k^2 + k_0^2)^{14/6}, \quad (1)$$

где $k_m = 5,92/l_0$, l_0 – внутренний масштаб; $k_0 = 1/L_0$, L_0 – внешний масштаб.

Для моделирования короткой трассы параметров спектра были взяты из работы [12] ($l_0 = 1,5 \text{ см}$, $C_n^2 = 10^{-6} \text{ м}^{-2/3}$), в которой была дана оценка параметров спектра для используемого нами режима

* Виктор Алексеевич Куликов (vkulik@mail.ru); Андрей Владиславович Шмаков (ldr@ifaran.ru); Ольга Владимировна Фёдорова (ovfedorova@mail.ru).

турбулентности в кювете. Для длинной трассы $l_0 = 0,5$ см, $C_n^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$.

Рассмотрим для этих трасс плотность вероятности логарифма интенсивности, нормированной на ее среднее значение

$$P\left(\ln\left(\frac{I}{\langle I \rangle}\right)\right) = \frac{\sum_i^{i+1} p\left(\ln\left(\frac{I_i}{\langle I \rangle}\right)\right)}{\Delta},$$

где

$$\ln(I_{i+1}) = \ln(I_i) + \Delta; \quad p(\ln(I_i)) = m/N,$$

m — количество точек с величиной логарифма интенсивности $\ln(I/\langle I \rangle)$, а N — общее число точек. В численном эксперименте мы моделировали квадратный датчик со стороной 2,5 см и разрешением 1 узел расчетной сетки на 1 мм. Рис. 1 показывает, что они близки, несмотря на некоторые различия.

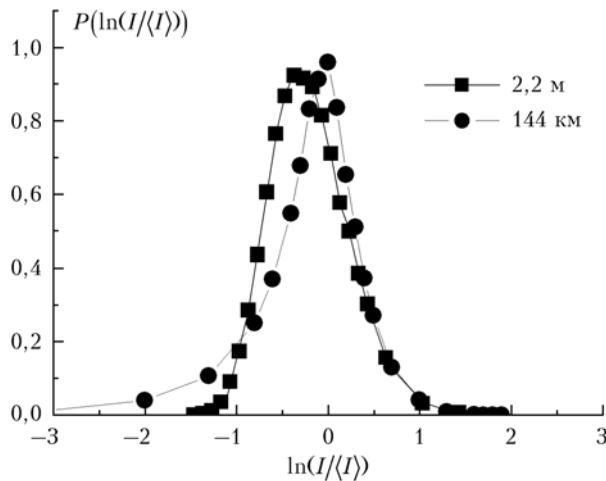


Рис. 1. Численное моделирование: плотность вероятности логарифма $P(\ln(I/\langle I \rangle))$ для длинной трассы (144 км) с $C_n^2 = 10^{-15} \text{ м}^{-2/3}$ и короткой (2,2 м) с $C_n^2 = 10^{-6} \text{ м}^{-2/3}$

Можно отметить некоторое смещение максимума влево от 0 для ячейки, что означает наличие большего количества точек, имеющих интенсивность меньше средней. Для трассы 144 км хорошо заметно негауссово поведение кривой, выраженное более быстрым спадом числа высокоинтенсивных точек и на-

личием большого количества слабоинтенсивных точек. Тем не менее полученные плотности вероятности достаточно близки, чтобы говорить о проведении соответствия между итоговыми полями интенсивности. Соответствующие значения нормированной дисперсии $\beta = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 - 1$ равны 0,3 для трассы 144 км и 0,38 для короткой трассы. Таблица дает представление о зависимости β от параметра C_n^2 . Варьируя силу турбулентности C_n^2 , мы можем подобрать короткую трассу, соответствующую протяженной.

Численное моделирование σ_R^2 и β в зависимости от силы турбулентности C_n^2 и длины трассы L

$C_n^2 \cdot 10^{-7}, \text{ м}^{-2/3}$	L	β	σ_R^2
0,5	2,2 м	0,01	50
1	2,2 м	0,02	100
5	2,2 м	0,15	500
10^{-8}	144 км	0,3	652
10	2,2 м	0,38	1000
50	2,2 м	3,30	5000
100	2,2 м	3,98	10000

В реальном эксперименте с кюветой сила турбулентности варьируется изменением градиента температур между пластинами турбулентной ячейки.

2. Эксперимент

Схема установки показана на рис. 2. Мы пропускали через турбулизованную воду пучок коллимированного излучения. Изображения 6-см пучка фиксировались 12-битной камерой с экрана на расстоянии 2 м за ячейкой при числе $Ra = 2,3 \cdot 10^8$ и числе Прандтля $Pr = 6,3$.

Полученное значение $\beta = 0,4$ соответствует слаботурбулентным протяженным трассам. В случае больших флуктуаций порядка 1,6 [6] необходимо увеличить разность температур между пластинами. Таким образом, модель дает возможность моделировать турбулентные протяженные трассы в широком диапазоне параметров: силы турбулентности C_n^2 и длины трассы L . Турбулентность в конвективной ячейке имеет ряд особенностей по сравнению с турбулентностью, наблюдаемой в воздухе. Тем не менее в [12] показано, что для описания турбулентности

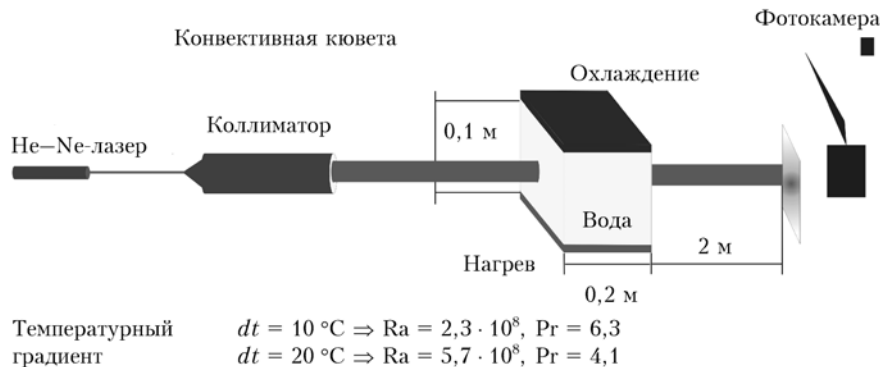


Рис. 2. Схема эксперимента

в жидкостной кювете с водой достаточно колмогоровской теории с подобранными параметрами силы турбулентности и внутреннего масштаба. Не обсуждая здесь вопрос о физическом смысле значений параметров спектра, позволяющих описать полученное поле, укажем, что такой результат дает возможность использовать конвективную ячейку для физического моделирования протяженной трассы.

Заключение

Отработанная методика позволяет с минимальными затратами в лабораторных условиях тестировать приборы, предназначенные для проведения оптических наблюдений/измерений в условиях сильной турбулентности для широкого диапазона оптических трасс.

Авторы выражают благодарность А.С. Гурвичу и М.Е. Горбунову за плодотворные дискуссии и В.И. Шмальгаузену за активное сотрудничество при проведении эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Министерства образования и науки № 8613.

1. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 271 с.
2. Lyke S.D., Voelz D.G., Roggman M.G. Probability density of aperture averaged irradiance fluctuations for long range free space optical communication links // *Appl. Opt.* 2009. V. 48, N 33. P. 6511–6527.
3. Kirchengast G., Schweitzer S. Climate benchmark profiling of greenhouse gases and thermodynamic structure

and wind from space // *Geophys. Res. Lett.* 2011. V. 8, N 13. P. L1307.

4. Perlot N., Giggenbach D., Henniger H., Horwath J., Knappek M., Zettl K. Measurements of the beam-wave fluctuations over a 142 km atmospheric path // *Proc. SPIE.* 2006. V. 6304. P. 630410.
5. Vorontsov M.A., Carhart G.W., Gudimetla V.S.R., Weyrauch T., Stevenson E., Lachinova S.L., Beresnev L.A., Liu J., Rehder K., Riker J.F. Characterization of atmospheric turbulence effects over 149 km propagation path using multi-wavelength laser beacons // *Proc. 2010 AMOS Confer.* 2010. P. E18.
6. Gurvich A.S., Gorbunov M.E., Fedorova O.V., Kirchengast G., Proschek V., Abad G.G., Tereszchuk K.A. Spatiotemporal structure of a laser beam over 144 km in a Canary Islands experiment // *Appl. Opt.* 2012. V. 51, N 30. P. 7374–7383.
7. Gurvich A.S., Kallistratova M.A., Martvel' F.E. An investigation of strong fluctuations of light intensity in a turbulent medium at a small wave parameter // *Radiophys. Quantum. Electron.* 1977. V. 20, N 7. P. 705–714.
8. Bissonnette L.R. Atmospheric scintillation of optical and infrared waves: a laboratory simulation // *Appl. Opt.* 1977. V. 16, N 8. P. 2242–2251.
9. Fleck J.A., Morris J.R., Feit M.D. Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere // *Appl. Phys.* 1976. V. 10, N 2. P. 129–160.
10. Martin J.M., Flatte S.M. Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-D random media // *Appl. Opt.* 1988. V. 27, N 11. P. 2111–2126.
11. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. М.: Наука, Изд. МГУ, 2004. 654 с.
12. Kulikov V.A., Shmalhausen V.I. Laser beam propagation through the turbulence with plumes and Kolmogorov description // *ArXiv.* 2013. P. arXiv:1310.5273.

V.A. Kulikov, A.V. Shmakov, O.V. Fedorova. **Convective water cell as a model of long optical path.**

We learned statistics of intensity fluctuations after laser radiation propagation through a convective water cell. We demonstrated the similarity of water cell fluctuations and fluctuations of atmospheric long path by using normalized dispersion and Rytov index. Numerical simulations of both long and short paths have been performed with taking into account the probability density function. We showed that a water cell can served a laboratory physical model of long atmospheric optical paths.