

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

В соответствии с «Перечнем международных, всероссийских и региональных научных и научно-технических совещаний, конференций, симпозиумов, съездов, семинаров и школ», утвержденным Президиумом Сибирского отделения РАН на 2006 г., с 2 по 6 июля 2006 г. в Томске проведен XIII Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» — один из самых представительных и регулярных в России.

Организаторы симпозиума — Институт оптики атмосферы СО РАН и Институт солнечно-земной физики СО РАН. Сопредседатели Симпозиума — академик Г.А. Жеребцов и д.ф.-м.н. Г.Г. Матвиенко. Председатель Оргкомитета Симпозиума — д.ф.-м.н. В.А. Банах, ученый секретарь — к.ф.-м.н. О.В. Тихомирова.

В рамках симпозиума работали четыре конференции.

***А. Молекулярная спектроскопия и атмосферные радиационные процессы.***

***В. Распространение излучения в атмосфере и океане.***

***С. Исследование атмосферы и океана оптическими методами.***

***Д. Физика атмосферы.***

В 2006 г. исполняется 70 лет с начала ионосферных исследований в России, когда вошла в строй ионосферная станция в г. Томске. Ряд докладов был посвящен этой знаменательной дате.

В работе Симпозиума приняли участие 250 человек из 64 научных организаций (70 — в возрасте до 33 лет). Кроме российских ученых из 11 городов России в Симпозиуме участвовали ученые из Германии, Китая, Турции, Румынии, Швейцарии, Японии.

Всего на Симпозиуме было представлено 316 докладов, в том числе 11 пленарных, 92 устных и 213 стендовых.

Финансовая поддержка Симпозиуму была оказана Сибирским отделением Российской академии наук, Российским фондом фундаментальных исследований и Международным обществом оптических инженеров (SPIE). Эта поддержка способствовала успешному проведению Симпозиума, своевременному изданию тезисов и позволит выпустить сборник трудов Симпозиума (Proceedings of SPIE) на английском языке. За счет финансовой поддержки Оргкомитет частично компенсировал финансовые расходы десяти иногородним участникам Симпозиума, девять из которых — молодые ученые из Иркутска, Казани, Санкт-Петербурга и Владивостока.

Наряду с трудами Симпозиума, публикуемыми SPIE, по материалам Симпозиума подготовлен настоящий специальный выпуск журнала «Оптика атмосферы и океана», куда вошли работы, соответствующие тематике журнала, а также ряд статей по исследованию ионосферы.

Председатель Оргкомитета Симпозиума  
д.ф.-м.н. **В.А. Банах**

В.В. Воробьев, Д.А. Маракасов, О.В. Федорова

## Спектры сильных мерцаний, вызываемых крупномасштабными анизотропными стратосферными неоднородностями, при наблюдении звезд с ИСЗ

*Институт физики атмосферы имени А.М. Обухова РАН, г. Москва*

*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 18.08.2006 г.

Численно исследованы двумерные и одномерные спектры сильных мерцаний, формируемых неоднородностями атмосферы, генерируемыми внутренними гравитационными волнами. Расчеты основываются на модели статистически однородного фазового экрана. Сформулированы условия применимости теории возмущений для расчета спектров слабых мерцаний. Показано, что крупномасштабная часть спектров мерцаний хорошо описывается теорией возмущений даже в том случае, когда мерцания являются сильными. Обнаружено, что в зависимости от произведения одномерной спектральной плотности на волновое число формируется плато, уровень которого определяется только параметром  $\beta_0$ , при условии, что значение этого параметра меньше трети квадрата коэффициента анизотропии. В области больших волновых чисел в спектре мерцаний формируется максимум, значение которого равно 0,242. Определены условия нормализации мелкомасштабной части спектра, при выполнении которых спектр мерцаний является спектром квадрата функции когерентности на фазовом экране.

### Введение

Наблюдения звезд сквозь атмосферу Земли с борта орбитальных станций [1–4] показали, что по мере погружения луча в атмосферу мерцания усиливаются. Дисперсия мерцаний при некоторой высоте перигея луча приближается к единице. Эта высота зависит от длины волны принимаемого излучения и расстояния от наблюдателя до точки перигея светового луча. Обычно это высоты 25–30 км [1].

Из современных представлений о тонкой структуре плотности воздуха в стратосфере и тропосфере следует, что неоднородности показателя преломления формируются локально изотропной турбулентностью и внутренними волнами. Это подтвердил и анализ данных спутниковых наблюдений мерцаний звезд [3, 4]. Их результаты согласуются с моделью 3D пространственного спектра неоднородностей показателя преломления [5, 6], являющейся суммой двух компонент — изотропной (колмогоровской) и анизотропной, в которой неоднородности сильно вытянуты вдоль поверхности Земли.

Целью настоящей работы является изучение пространственных спектров сильных мерцаний, формируемых в плоскости наблюдения анизотропными неоднородностями. Исследование проводится на основе численных расчетов с использованием модели фазового экрана. Эта модель широко применяется в исследованиях неоднородностей межпланетной среды и атмосфер планет солнечной системы, включая атмосферу и ионосферу Земли. Для этой модели известны интегральные соотношения, связывающие спектры флуктуаций интенсивности электромагнитной волны (спектры мерцаний) в точ-

ке наблюдения со спектрами фазовых флуктуаций на эффективном фазовом экране. Последние, в свою очередь, определяются спектрами флуктуаций показателя преломления среды, через которую распространяется волна.

Интегральные соотношения в наиболее общем виде были сформулированы В.И. Шишовым [7, 8]. В его работах были даны также асимптотические формулы для двумерных спектров мерцаний, формируемых экранами с кусочно-степенными, изотропными спектрами флуктуаций фазы. Эти асимптотики соответствуют малым либо большим значениям волновых чисел. В промежуточном диапазоне волновых чисел описание спектров мерцаний в настоящее время возможно только на основе численного интегрирования исходных уравнений. Наблюдаемые на практике одномерные спектры являются интегралами от двумерных вдоль прямых, которые могут пересекать те области, в которых асимптотики неизвестны. Поэтому для описания одномерных спектров сильных мерцаний не существует альтернативы численным методам.

Имеется достаточно много публикаций по результатам численных исследований спектров сильных мерцаний, формируемых фазовыми экранами. Из них близки по тематике к данной статье работы [9–11]. В [9, 10] исследовались двумерные спектры мерцаний за изотропными фазовыми экранами, характеризующимися небольшими, по сравнению с масштабом Френеля, внутренним масштабом и разными показателями степеней на степенном участке. В [11] изучались одномерные спектры мерцаний за двумерными анизотропными фазовыми экранами со степенными спектрами неоднородностей с показате-

лями степени больше трех и меньше четырех. Отличием постановки нашей задачи является рассмотрение моделей спектров экрана, учитывающих как анизотропию, так и наличие больших, по сравнению с масштабом Френеля, внешнего и минимального масштабов.

### Уравнения для спектров мерцаний за статистически однородным фазовым экраном и их асимптотик

Предположим, что плоская световая волна единичной интенсивности падает на фазовый экран (плоскость  $(z, y)$ ). Имея в виду применение результатов к наблюдениям мерцаний при просвечивании атмосферы Земли, за ось  $z$  будем выбирать вертикаль в плоскости перигея луча. Наблюдения мерцаний проводятся в плоскости, параллельной фазовому экрану и отстоящей от нее на расстояние  $L$ . Двумерный спектр мерцаний или спектр относительных флуктуаций интенсивности света в плоскости наблюдения  $\Delta I(z, y, L) = I(z, y, L) / \langle I \rangle - 1$ , где  $\langle I \rangle$  обозначает среднее (по набору случайных реализаций) значение интенсивности света, определяется уравнениями [7, 8]:

$$F_I(p, q) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-k_0^2 \Psi(z, y, \frac{L}{k_0} \kappa_z, \frac{L}{k_0} \kappa_y) - 1) \times \exp(-ik_z z - ik_y y) dz dy, \quad (1)$$

$$\Psi(z, y, z', y') = \left[ D_S(z, y) + D_S(z', y') - \frac{1}{2} [D_S(z + z', y + y') + D_S(z - z', y - y')] \right], \quad (2)$$

$$D_S(z, y) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [1 - \cos(\kappa_z z + \kappa_y y)] F_S(\kappa_z, \kappa_y) d\kappa_z d\kappa_y, \quad (3)$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина световой волны;  $L$  — расстояние от экрана до плоскости наблюдения. Функции  $D_S$  и  $F_S$  являются соответственно структурной функцией и спектром флуктуаций эйконала на экране.

Наблюдения мерцаний с борта космического аппарата проводятся вдоль траектории его движения. Для интерпретации данных таких наблюдений представляют интерес одномерные спектральные плотности мерцаний  $V_I(\kappa, \varphi)$ , наблюдаемые в плоскости  $x = L$  вдоль прямой, наклоненной к оси  $z$  под углом  $\varphi$ , где  $\kappa$  — волновое число вдоль выбранной прямой. В данной статье мы ограничимся предельными углами  $\varphi = 0$  и  $\varphi = \pi/2$ . Соответствующие этим углам одномерные спектры будем называть вертикальным  $V_{ver}$  и горизонтальным  $V_{gor}$  спектрами. Они определяются как

$$V_{ver}(\kappa_z) = 2 \int_0^{\infty} F_I(\kappa_z, \kappa_y) d\kappa_y, \quad (4)$$

$$V_{gor}(\kappa_y) = 2 \int_0^{\infty} F_I(\kappa_z, \kappa_y) d\kappa_z.$$

### Модели спектров фазовых флуктуаций

В конкретных расчетах задавались двумерные спектры флуктуаций эйконала  $F_S$  вида

$$F_{SA}(K) = \frac{C\eta^2 L_0^4}{K(1 + L_0^4 K^4)} \exp(-l_0^2 K^2), \quad (5)$$

$$F_{SB}(K) = \frac{C\eta^2 L_0^3}{K(1 + L_0^3 K^3)} \exp(-l_0^2 K^2), \quad (6)$$

$$F_{SC}(K) = \frac{C\eta^2}{4(1 - l_0^2/L_0^2)^3} \times \left[ \frac{L_0^5(3 - 7l_0^2/L_0^2 - 4l_0^2 K^2)}{(1 + L_0^2 K^2)^{5/2}} + \frac{l_0^5(7 - 3l_0^2/L_0^2 + 4l_0^2 K^2)}{(1 + l_0^2 K^2)^{5/2}} \right], \quad (7)$$

где  $K = \sqrt{\kappa_z^2 + \eta^2 \kappa_y^2}$ ,  $\eta$  — коэффициент анизотропии;  $C$  — параметр, характеризующий интенсивность флуктуаций; параметры  $L_0$  и  $l_0$  являются внешним и минимальным масштабами соответственно. Спектры (5) и (7) являются обобщением степенного спектра  $\sim K^{-5}$ , характерного для неоднородностей, генерируемых в стратосфере внутренними гравитационными волнами. Модель спектра (6) характеризуется граничным значением показателя степени  $\alpha = 4$  степенного участка спектра  $F_S \sim K^{-\alpha}$  в диапазоне  $(1/L_0 \ll K \ll 1/l_0)$ . Для спектра  $F_S(K) \sim K^{-\alpha}$  при  $\alpha \geq 4$  не существует структурной функции  $D_S$ . Модель (7) отличается от (5) характером зависимости спектра в области малых и больших волновых чисел:  $F_{SC} \rightarrow \text{const}$  при  $|K| L_0 \ll 1$  и  $F_{SC} \rightarrow |K|^{-9}$  при  $|K| l_0 \gg 1$ . Модель (7) удобно использовать для расчетов, так как соответствующий ей одномерный спектр и структурная функция задаются аналитическими выражениями:

$$V_{SC}(\kappa_z) = 2 \int_0^{\infty} F_{SC}(\kappa_z, \kappa_y) d\kappa_y = \frac{C\eta L_0^4}{(1 + L_0^2 \kappa_z^2)^2 (1 + l_0^2 \kappa_z^2)^2}; \quad (8)$$

$$D_{SC}(r) = \frac{C\eta\pi}{(1 - l_0^2/L_0^2)^2} \left\{ L_0^3 d_2\left(\frac{r}{L_0}\right) - \frac{4l_0^2}{(1 - l_0^2/L_0^2)} \left[ L_0 d_1\left(\frac{r}{L_0}\right) - l_0 d_1\left(\frac{r}{l_0}\right) \right] + l_0^3 d_2\left(\frac{r}{l_0}\right) \right\}, \quad (9)$$

где

$$r(z, y) = \sqrt{z^2 + y^2/\eta^2}; \quad d_1(\xi) = 1 - \exp(-|\xi|),$$

$$d_2(\xi) = 1 - [1 + |\xi|] \exp(-|\xi|).$$

Известны [8] простые асимптотические соотношения для спектров мерцаний при малых и больших волновых числах.

При  $(\kappa_z, \kappa_y \rightarrow 0)$  функция  $\Psi \rightarrow 0$ . Раскладывая в ряд экспоненту в (1), получим