Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 3, с. 170 – 176

Корреляции интенсивности светового пучка, распространяющегося в турбулентной среде

Н. Г. Маснев[1)]

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 29 сентября 2025 г.
После переработки 2 декабря 2025 г.
Принята к публикации 3 декабря 2025 г.

Мы исследуем корреляционную функцию интенсивности светового пучка с очень широким начальным профилем (в пределе плоской волны) при его распространении в турбулентной атмосфере. Мы явно вычисляем в главном порядке неприводимую часть корреляционной функции $\langle I(\boldsymbol{r}_1, z) I(\boldsymbol{r}_2, z)\rangle$ для различных расстояний распространения z и интервалов $\boldsymbol{\xi} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$ между точками наблюдения. Результат для больших $\boldsymbol{\xi}$ имеет универсальное степенное поведение, убывая как $\xi^{-7/3}$ для всех длин распространения. Для малых $\boldsymbol{\xi}$ поправка не зависит от $\boldsymbol{\xi}$: для малых расстояний (режим слабых сцинтилляций) она мала и растет по степенному закону с ростом z, для больших расстояний (режим сильных сцинтилляций) она мала и убывает по степенному закону с ростом z, однако в промежуточном режиме умеренных сцинтилляций она становится порядка единицы, и наше выражение для первой поправки неприменимо.

DOI: 10.7868/S3034576626020049

Проблема распространения светового излучения в турбулентной атмосфере восходит к 1960-м гг., после появления лазеров. Основная задача исследований заключалась в определении того, как изменяется интенсивность излучения из-за флуктуаций показателя преломления, возникающих в результате температурных неоднородностей. Поскольку флуктуации носят хаотический характер, процесс распространения излучения в атмосфере необходимо анализировать статистически. Результаты первоначальных теоретических исследований изложены в [1–5], где основное внимание уделяется расчету средних значений интенсивности.

Форма волнового фронта пучка изменяется в зависимости от расстояния. На малых длинах распространения отклонения невелики, но на больших длинах от исходной формы волнового фронта пучка мало что остается, и излучение превращается в набор спеклов. Качественно мы различаем два режима в зависимости от величины дисперсии Рытова $\sigma_R^2 = 1.23 C_n^2 k_0^{7/6} z^{11/6}$, где C_n^2 – структурный параметр показателя преломления, k_0 – волновой вектор несущей световой волны, z – длина распространения. На малых расстояниях дисперсия Рытова мала [1–3] (режим слабых сцинтилляций) $\sigma_R^2 \ll 1$, и средние значения могут быть описаны классической теорией возмущений [4, 5]. На больших расстояниях, при большой дисперсии Рытова (режим сильных сцинтилляций) $\sigma_R^2 \gg 1$ редкие гигантские флуктуации интенсивности переносят значительную часть исходной мощности.

За последние 15 лет интерес к этой проблеме возродился благодаря возросшим экспериментальным [6] и вычислительным [7] возможностям. Со стороны экспериментов стало возможным измерять индекс сцинтилляций на расстояниях более 140 км [6], что выявило удивительно большие флуктуации – до 40 средних значений. Ранние эксперименты проводились на расстояниях всего в несколько километров и просто не позволяли обнаружить такие большие флуктуации [8]. Новые экспериментальные данные потребовали разработки новых теоретических количественных методов для учета влияния больших флуктуаций. С этой целью был разработан метод, основанный на использовании функционального интеграла [9–13]. Такой подход позволяет учитывать негауссовы поправки; для одноточечных корреляционных функций интенсивности они контролируются параметром, который убывает с увеличением расстояния распространения. Для режимов слабых и сильных сцинтилляций были получены хвосты функции распределения интенсивности. Кроме того, были исследованы корреляции огибающих в разных точках [10]. В области численных исследований появились возможности симулировать распространение светового пучка на большие расстояния [7] методом фазовых экранов [3], который также получил значительное развитие в последние годы [14].

[1)]e-mail: nmasnev@itp.ac.ru

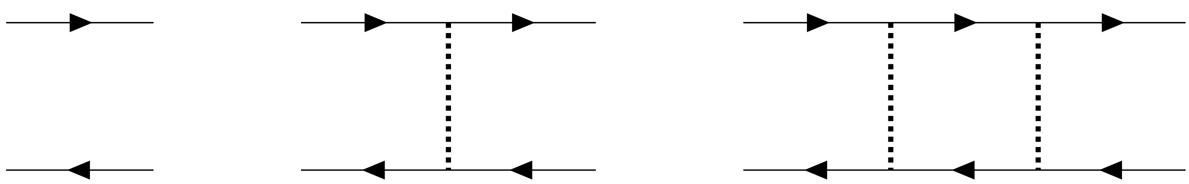

Рис. 1. Последовательность лестничных диаграмм для четырехточечной функции Грина $\mathcal{G}$. Функции Грина G обозначены сплошными линиями со стрелками слева направо, а комплексно-сопряженные функции Грина G^* – стрелками справа налево. Взаимодействие $-Dr^{1+\mu}$ обозначено пунктирной линией

Предметом настоящей работы являются статистические свойства двухточечной корреляционной функции интенсивности $\langle I(\boldsymbol{r}_1, z) I(\boldsymbol{r}_2, z)\rangle$ для исходного профиля в виде плоской волны как функции интервала $\boldsymbol{\xi} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$ между двумя точками, в которых измеряется интенсивность. Это наблюдаемая величина, которая может быть непосредственно измерена в эксперименте.

Нашей отправной точкой является уравнение для огибающей электромагнитного поля $\Psi(\boldsymbol{r}_\perp, z, t)$, которое формально совпадает с линейным уравнением Шрёдингера:

$$i\partial_z \Psi + \frac{1}{2k_0}\nabla_\perp^2 \Psi + k_0 \nu \Psi = 0. \tag{1}$$

Здесь k_0 – волновой вектор несущей световой волны, $\boldsymbol{r}_\perp = (x, y)$ – поперечные координаты, $\nabla_\perp = (\partial_x, \partial_y)$ – двумерный градиент в направлениях, поперечных направлению распространения волны, а z – направление распространения волны. Функция $\nu(\boldsymbol{r}_\perp, z, t)$ представляет собой случайное поле флуктуаций показателя преломления с нулевым средним $\langle \nu \rangle = 0$.

Хорошо известно, что время распространения света значительно меньше характерного времени турбулентного движения [4], поэтому турбулентность является “замороженной” и не зависит от времени, что позволяет нам работать с различными реализациями случайного поля $\nu(\boldsymbol{r}_\perp, z)$.

Флуктуации показателя преломления характеризуются структурной функцией второго порядка $\langle [\nu(\boldsymbol{r}_1, z_1) - \nu(\boldsymbol{r}_2, z_2)]^2\rangle$ в инерционном интервале [4]. Турбулентность является изотропной и однородной, пока масштаб r меньше интегрального масштаба турбулентности [15], и структурная функция зависит только от абсолютного значения разности координат:

$$\langle [\nu(\boldsymbol{r}_1, z_1) - \nu(\boldsymbol{r}_2, z_2)]^2\rangle = C_n^2 (r^2 + z^2)^{\mu/2}, \tag{2}$$

где угловые скобки обозначают усреднение по реализациям конфигураций замороженной турбулентности, C_n^2 – интенсивность флуктуаций показателя преломления; в случае однородной среды эта величина не зависит от координат, $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$, $z = z_1 - z_2$.

Для спектра Обухова–Корсина [16–19] $\mu = 2/3$. Мы не ограничиваемся конкретным значением скейлингового показателя, но накладываем на его значение ограничение $0 < \mu < 1$.

Поскольку расстояние распространения света значительно больше характерного поперечного масштаба турбулентного движения, мы можем предположить, что случайное поле ν является короткокоррелированным вдоль направления z, что означает, что мы можем пренебречь зависимостью от q_z в фурье-пространстве для структурной функции ($q_z \ll q_\perp$), что приводит к появлению дельта-функции $\delta(z_1 - z_2)$ в реальном пространстве:

$$\langle \nu(\boldsymbol{r}_1, z_1)\nu(\boldsymbol{r}_2, z_2)\rangle = C_n^2 A(r)\delta(z_1 - z_2) \tag{3}$$

где $A(r) = w\int e^{i\boldsymbol{qr}} q^{-3-\mu} d^2q/(2\pi)^2$ и $w = 2\pi\Gamma(2+\mu)\sin(\pi\mu/2)$ – численный коэффициент. Интеграл расходится на малых волновых векторах, его следует обрезать на волновом векторе внешнего масштаба турбулентности κ [9]:

$$A(r) = \mathrm{const} - C_n^{-2} D r^{1+\mu}, \tag{4}$$

$$D = C_n^2 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma(-\frac{\mu+1}{2})}{\Gamma(-\frac{\mu}{2})}. \tag{5}$$

Для выделения различных предельных случаев мы будем использовать следующие параметры: длина фазовой корреляции $r_{ph} = (2k_0^2 C_n^2 z)^{-1/(\mu+1)}$ и безразмерный параметр $\gamma = z/(k_0 r_{ph}^2)$ [9]. В случае слабых сцинтилляций $\gamma \ll 1$, в случае сильных сцинтилляций $\gamma \gg 1$. Также мы вводим геометрическую длину $r_d = \sqrt{z/k_0}$ порядка радиуса первой зоны Френеля. В работах 1970-х гг. [20, 21] аналитические вычисления для многоточечной статистики производились в пределе $r_{ph}/r_d \ll 1$, мы не ограничиваемся таким предположением.

Для вычисления корреляционных функций полей Ψ с помощью теории возмущений мы используем формализм эффективной квантовой теории

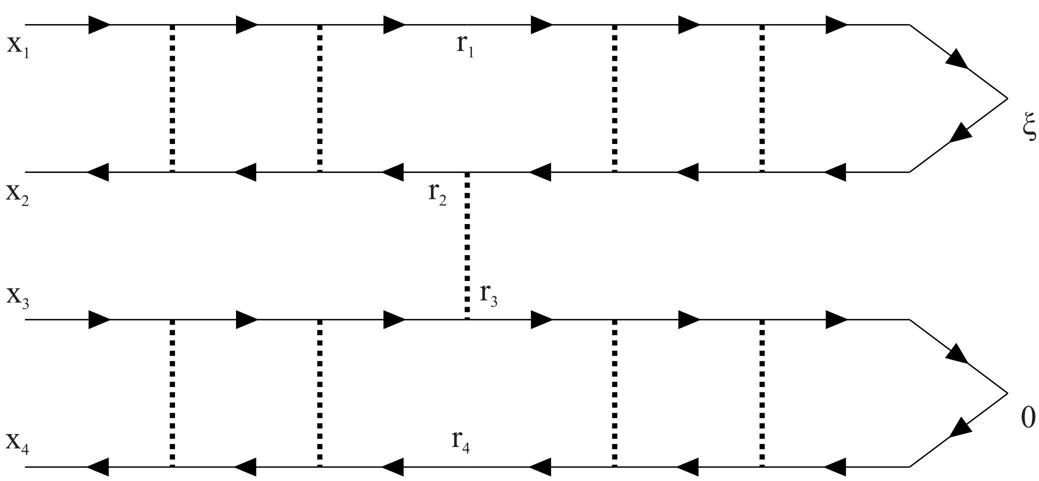

Рис. 2. Поправка с взаимодействием, соединяющим две лестничные диаграммы

поля. Формализм эффективного действия позволяет, в частности, исследовать непертурбативные эффекты [10].

$$\int \mathcal{D}\Psi\mathcal{D}\Psi^*\mathcal{D}P\mathcal{D}P^* \exp\{-\mathcal{S}\}. \tag{6}$$

Здесь действие $\mathcal{S} = \mathcal{S}_0 + \mathcal{S}_{int}$:

$$\begin{aligned}\mathcal{S}_0 = &\int d^2\boldsymbol{r}dzP^*(i\partial_z + \frac{1}{2k_0}\nabla_\perp^2)\Psi \\ &- \int d^2\boldsymbol{r}dzP(i\partial_z - \frac{1}{2k_0}\nabla_\perp^2)\Psi^*,\end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{S}_{\rm int} = &-\frac{1}{2}\int dzd^2\boldsymbol{r}_1d^2\boldsymbol{r}_2(P_1^*\Psi_1 + P_1\Psi_1^*)(\text{const} \\ &- D|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|^{\mu+1})(P_2^*\Psi_2 + P_2\Psi_2^*).\end{aligned} \tag{8}$$

Учет флуктуаций показателя преломления строится путем теории возмущений, разлагая экспоненту с частью с четверным взаимодействием полей S_{int} в ряд. Голые пропагаторы (без взаимодействия) $G_0(\boldsymbol{r}, z, \boldsymbol{r}_1, \zeta) = \langle\Psi(\boldsymbol{r}, z)P^*(\boldsymbol{r}_1, \zeta)\rangle$ совпадают с пропагаторами свободной частицы в двумерном случае:

$$\begin{aligned}G_0(\boldsymbol{r}, z, \boldsymbol{r}_1, \zeta) &= \frac{k_0\theta(z-\zeta)}{2\pi i(z-\zeta)}e^{ik_0\frac{(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_1)^2}{2(z-\zeta)}}, \\ G_0^*(\boldsymbol{r}, z, \boldsymbol{r}_1, \zeta) &= -\frac{k_0\theta(z-\zeta)}{2\pi i(z-\zeta)}e^{-ik_0\frac{(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_1)^2}{2(z-\zeta)}}.\end{aligned} \tag{9}$$

Мы можем учесть член взаимодействия в действии пертурбативно. Для вычисления корреляционных функций нам необходимо получить четырехточечную функцию Грина: $\mathcal{G}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2, z-\zeta) = \langle\Psi(\boldsymbol{r}_1, z)\Psi^*(\boldsymbol{r}_2, z)P^*(\boldsymbol{x}_1, \zeta)P(\boldsymbol{x}_2, \zeta)\rangle$, эту величину можно вычислить, суммируя ряд лестничных диаграмм, представленных на рис. 1). Лестничное приближение было проанализировано в [10], с решением (10) для однородной среды (C_n^2 не зависит от координат), где $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$, $\boldsymbol{x} = \boldsymbol{x}_1 - \boldsymbol{x}_2$, $\boldsymbol{R} = (\boldsymbol{r}_1 + \boldsymbol{r}_2)/2$, $\boldsymbol{X} = (\boldsymbol{x}_1 + \boldsymbol{x}_2)/2$. На малых расстояниях доминирует первый член, на больших расстояниях корреляции затухают с экспоненциальным множителем $Dzr^{\mu+1}$, что соответствует корреляционной длине в поперечном направлении $r_{ph} \sim (Dz)^{-1/(\mu+1)}$

$$\begin{aligned}\mathcal{G}(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2, z) = \frac{k_0^2\Theta(z)}{16\pi^2z^2}\exp\Big[\frac{ik_0}{2z}(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{x})(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{X}) - \\ - Dz\int_0^1 d\chi|\chi\boldsymbol{x} + (1-\chi)\boldsymbol{r}|^{1+\mu}\Big].\end{aligned} \tag{10}$$

Первая поправка к лестничному приближению для двухточечной корреляционной функции интенсивности $\langle I(\boldsymbol{\xi}, z)I(0, z)\rangle = \langle\Psi(\boldsymbol{\xi}, z)\Psi^*(\boldsymbol{\xi}, z)\Psi(0, z)\Psi^*(0, z)\rangle$ порождает последовательность диаграмм, представленных на рис. 2, настоящая диаграмма является обобщением предыдущего вычисления поправки к лестничному приближению [10], теперь начальные точки $\boldsymbol{x}_i$ не фиксированы и по ним производится усреднение, а конечные точки находятся на расстоянии $\boldsymbol{\xi}$ друг от друга. Нам необходимо просуммировать все такие диаграммы со всеми возможными числами линий взаимодействия, что приводит к поправке, состоящей из четырех четырехточечных функций Грина, соединенных квадрупольным взаимодействием после пересуммирования. $\boldsymbol{\xi}$ – расстояние между двумя точками. Нам нужно проинтегрировать эту диаграмму по начальным точкам $\boldsymbol{x}_i$, что соответствует начальному плоскому профилю, и по точкам, соеди-

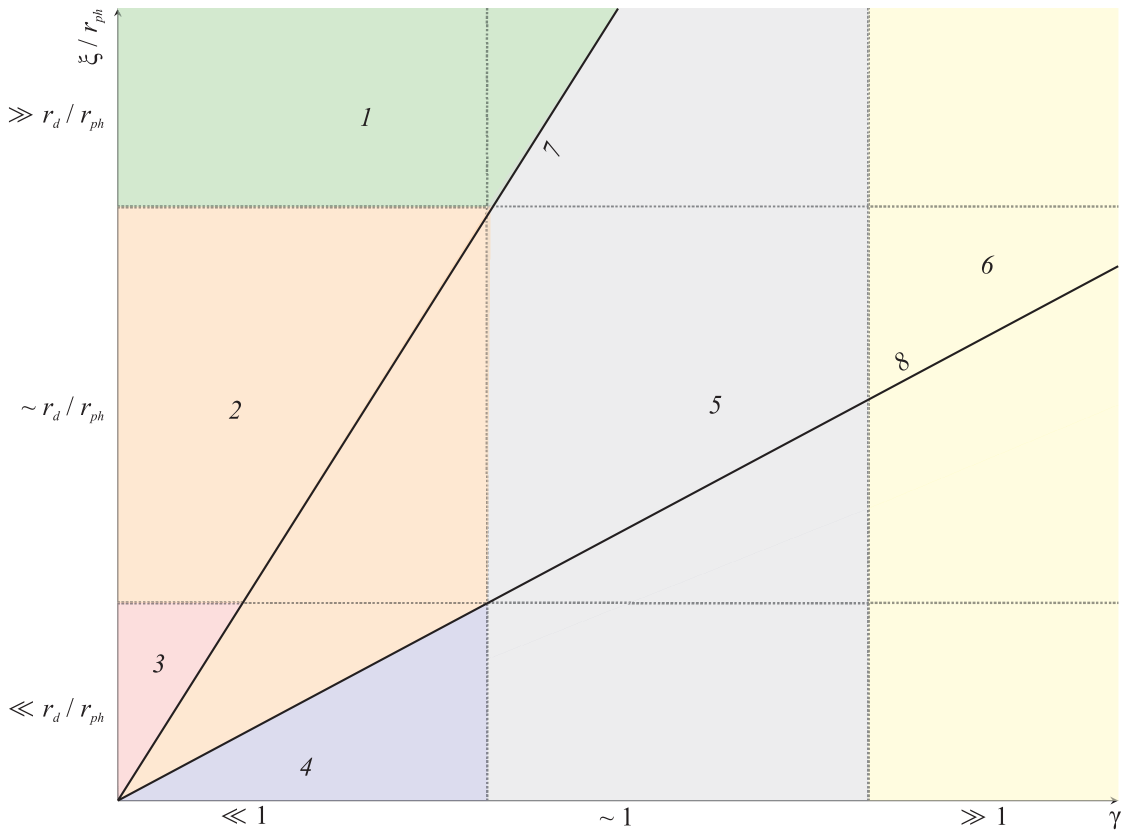

Рис. 3. (Цветной онлайн) Фазовая диаграмма для $\Theta(\xi)$ в различных областях параметров. Для каждой области указана зависимость от параметров. Для серой области теория возмущений не работает и данная поправка порядка единицы. *1* – $\Theta\sim\left(\frac{r_{ph}\gamma}{\xi}\right)^{1+\mu}\left(\frac{r_d}{\xi}\right)^{2(1-\mu)}$; *2* – $\Theta\sim\gamma^{1+\mu}$; *3* – $\gamma^{\frac{1+\mu}{2}}$; *4* – $\Theta\sim\gamma^{\frac{1+\mu}{2}}$; *5* – $\Theta\sim 1$; *6* – $\Theta\sim\gamma^{\mu-1}$; *7* – $\xi/r_{ph}\gg\gamma$; *8* – $\xi/r_{ph}\ll\gamma$

няющим лестницы, $\boldsymbol{r}_i$. В результате мы приходим к выражению для поправки для плоской волны:

$$\Theta(\boldsymbol{\xi})=\int_0^z d\zeta\int d^2x_i d^2r_j\mathcal{U}(\boldsymbol{r})$$
$$\mathcal{G}(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{x}_2,\boldsymbol{x}_1,\zeta)\mathcal{G}(\boldsymbol{r}_3,\boldsymbol{r}_4,\boldsymbol{x}_4,\boldsymbol{x}_3,\zeta)$$
$$\mathcal{G}(\boldsymbol{\xi},\boldsymbol{\xi},\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{r}_1,z-\zeta)\mathcal{G}(\boldsymbol{0},\boldsymbol{0},\boldsymbol{r}_4,\boldsymbol{r}_3,z-\zeta), \qquad (11)$$

где $\mathcal{U}$ имеет квадрупольную структуру:

$$\mathcal{U}=-D\Big[|\boldsymbol{r}_2-\boldsymbol{r}_3|^{\mu+1}+|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_4|^{\mu+1}$$
$$-|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_3|^{\mu+1}-|\boldsymbol{r}_2-\boldsymbol{r}_4|^{\mu+1}\Big]. \qquad (12)$$

После интегрирования по ряду переменных мы получаем упрощенное выражение через введенные параметры:

$$\Theta(\boldsymbol{\xi})=d_\mu\gamma^{1+\mu}\int_0^1 d\chi\chi^{\mu+1}\int_0^\infty dt t^{-\mu-2}$$
$$\Big(1-\cos\Big[\frac{1}{2\chi\gamma}t^2\Big]\Big)\exp\{-\frac{t^{\mu+1}}{\mu+2}\}\mathcal{J}_0\Big(\frac{1}{2\chi}\frac{\xi}{r_{ph}\gamma}t\Big), \qquad (13)$$

где $d_\mu=2^{2\mu+3}\Gamma([\mu+3]/2)/\Gamma(-[\mu+1]/2)$, $\mathcal{J}_0$ – функция Бесселя нулевого порядка. Выражение (13) может быть проанализировано в различных пределах.

Когда $\xi\ll r_{ph}\gamma$, мы можем пренебречь функцией Бесселя, так что ответ в нулевом порядке не зависит от ξ, и мы проинтегрируем по χ.

$$\Theta(\boldsymbol{\xi})=\frac{d_\mu}{2+\mu}\gamma^{1+\mu}\int_0^\infty dt t^{-\mu-2}\exp\left\{-\frac{t^{\mu+1}}{\mu+2}\right\}$$
$$\times\Big[1-2^{-\mu-2}\cos\frac{\pi\mu}{2}\Gamma(-1-\mu)\Big(\frac{t}{\sqrt{\gamma}}\Big)^{4+2\mu}$$
$$-{}_1F_2\left(-1-\frac{\mu}{2};\frac{1}{2},-\frac{\mu}{2};-\frac{1}{16}\Big(\frac{t}{\sqrt{\gamma}}\Big)^4\right)\Big], \qquad (14)$$

где ${}_1F_2$ – обобщенная гипергеометрическая функция. В случае слабых сцинтилляций ($\gamma\ll 1$) мы используем метод перевала и получаем $\Theta(\boldsymbol{\xi})\sim\gamma^{(1+\mu)/2}\ll 1$. Чтобы это показать, заметим, что интеграл в (13) сосредоточен в узкой области около максимума, который расположен в окрестности $t\sim\sqrt{\gamma}\ll 1$. В случае сильных сцинтилляций ($\gamma\gg 1$) мы можем разложить подынтегральное выражение около нуля:

$\Theta(\boldsymbol{\xi}) \sim \gamma^{\mu-1} \ll 1$. Для режима умеренных сцинтилляций ($\gamma \sim 1$) поправка $\Theta \sim 1$ и теория возмущений не работает. Таким образом, в области малых расстояний ξ поправка не зависит от ξ и полностью определяется γ.

В случае больших $\xi \gg r_{ph}\gamma$, когда ξ значительно больше полной поперечной ширины пучка $r_{\text{width}} \sim \sim r_{ph}\gamma$, см. [10], мы можем пренебречь экспонентой в (13) и проинтегрировать по t. Если $\xi \gg r_d$, это случай, когда расстояние между двумя точками значительно больше геометрической длины r_d, и мы можем разложить подынтегральное выражение на бесконечности:

$$\Theta(\xi) \sim \left(\frac{r_{ph}\gamma}{\xi}\right)^{1+\mu} \left(\frac{r_d}{\xi}\right)^{2(1-\mu)}. \tag{15}$$

Данный результат справедлив для всех областей значений γ (см. фазовую диаграмму рис. 3), что отражает его универсальность, которая является удивительной, поскольку области сильных и слабых сцинтилляций качественно различны.

В случае $r_{ph}\gamma \ll \xi \ll r_d$, который соответствует режиму слабых сцинтилляций $\gamma \ll 1$, ответ не зависит от ξ:

$$\Theta \simeq 2^{-\frac{3+\mu}{2}} \Gamma\left(-\frac{3+\mu}{2}\right) \cos\frac{1+\mu}{2}\pi\gamma^{\frac{1+\mu}{2}} \sim \gamma^{\frac{1+\mu}{2}}. \tag{16}$$

В случае $\xi \sim r_d$ параметр $\gamma \ll 1$, и поправка мала: $\Theta \sim \gamma^{1+\mu}$. Все режимы проиллюстрированы на рис. 3.

Для спектра Обухова–Корсина $\mu = 2/3$, который реализуется в турбулентной атмосфере, мы можем численно проинтегрировать уравнения для получения количественных результатов. На малых расстояниях поправка имеет максимум в окрестности $\gamma \sim 1$ (см. рис. 4). В режиме слабых сцинтилляций $\Theta \sim \sim \gamma^{5/6}$, в режиме сильных сцинтилляций $\Theta \sim \gamma^{-1/3}$. Для больших расстояний мы можем численно проинтегрировать (13) и аппроксимировать степенным законом $\Theta(\xi) \sim \xi^{-a}$, получая $a \simeq 3 - \mu = 2.33$ (см. рис. 5).

Оценка характерных параметров для двух экспериментальных трасс при длине волны $\lambda = 1.064\,\mu$м [8] дает следующие значения: для трассы длиной 7 км: $r_{ph} \sim 10^{-2}$ м, $r_d \sim 3 \times 10^{-2}$ м, $\gamma \sim 10$, что соответствует режиму умеренных сцинтилляций. Для трассы 149 км: $r_{ph} \sim 2 \times 10^{-2}$ м, $r_d \sim 1.5 \times 10^{-1}$ м, $\gamma \sim 6 \times 10^1$, эти значения характерны для режима сильных сцинтилляций.

В случае, если начальный профиль имеет гауссову форму, мы можем сделать качественные оценки;

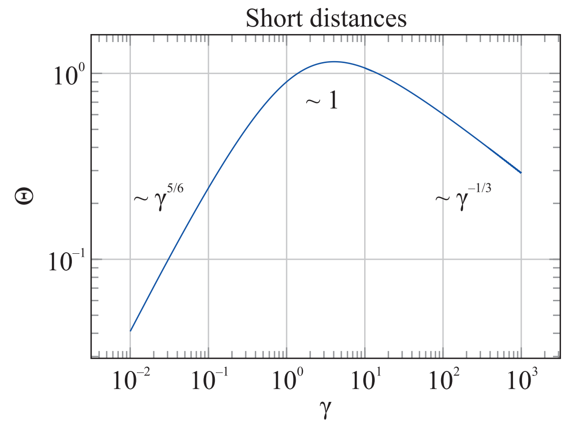

Рис. 4. (Цветной онлайн) Θ для спектра Обухова-Корсина $\mu = 2/3$ в пределе малых расстояний (14)

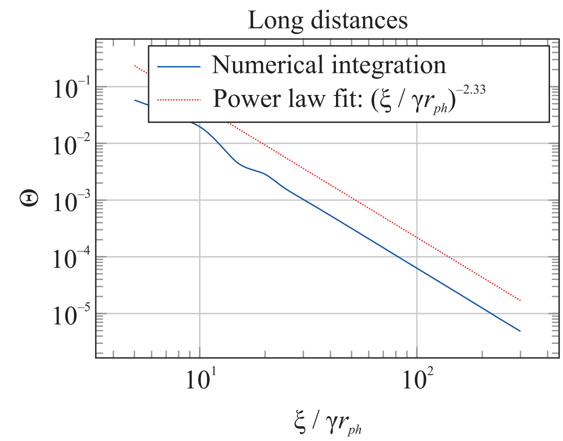

Рис. 5. (Цветной онлайн) Θ для спектра Обухова-Корсина $\mu = 2/3$ в пределе больших расстояний (13). Степенная аппроксимация $(\xi/\gamma r_{ph})^{-a}$ с $a \simeq 3-\mu = 2.33$ показана пунктирной линией

появляется дополнительный параметр w_0 – начальная полуширина гауссова пучка, также задача перестает быть пространственно однородной. Следовательно, поправка теперь содержит два затухающих члена: один с масштабом r_{ph}, а другой – с масштабом w_0. Если $w_0 \ll r_{ph}$, ожидается универсальная область для ξ между r_d^2/r_{ph} и r_d^2/w_0. Для больших интервалов ожидается степенное затухание. В противоположном случае $w_0 \gg r_{ph}$ мы имеем широкий пучок, который распадается на множество спеклов, и параметр w_0 практически не влияет на ответ; все режимы должны совпадать со случаем плоской волны, однако ответ зависит не только от разности координат $\boldsymbol{\xi} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$, но и от центра масс $\boldsymbol{\Xi} = (\boldsymbol{r}_1 + \boldsymbol{r}_2)/2$.

Мы проанализировали статистические свойства двухточечной корреляционной функции интенсивности светового пучка в турбулентной атмосфере в зависимости от расстояния распространения и расстояния между точками, в которых измеряется интенсивность. Мы показали, что существуют три характерных длины: расстояние между точками ξ, длина фазовой корреляции r_{ph} и геометрическая длина r_d; корреляционная функция полностью определяется отношениями этих трех параметров. Мы нашли аналитическое выражение для поправки к корреляционной функции во всем диапазоне параметров (13), в отличие от метода фазового разложения [22], где был получен правильный показатель степени для больших поперечных расстояний в пределе больших длин распространения, метод континуального интеграла имеет ряд преимуществ, как было отмечено в [23], метод фазового разложения приводит к нарушению принципа сохранения потока энергии через любую плоскость перпендикулярную направлению распространения пучка и нарушению принципа взаимности. Для больших расстояний $\xi \gg \gamma r_{ph}$ возникает универсальная область, для которой поправка имеет одинаковую зависимость для всех режимов сцинтилляций. Для конечной ширины светового пучка универсальная область появляется в случае $w_0 \ll r_{ph}$, однако для количественного анализа требуются дальнейшие исследования.

Выражаю благодарность В. В. Лебедеву и И. В. Колоколову за многочисленные полезные обсуждения. Выражаю благодарность фонду содействия и развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

Финансирование работы. Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (финансирование из средств темы FFWR-2024-0017).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. S. Rytov, Yu. A. Kravtsov, and V. I. Tatarskii, *Principles of Statistical Radiophysics 4: Wave Propagation through Random Media* (Springer-Verlag, Berlin, 1989).
2. *Laser Beam Propagation in the Atmosphere*, ed. by J. W. Strohbehn (Springer, N.Y., 1978).
3. L. C. Andrews and R. L. Phillip, *Laser Beam Propagation Through Random Media*, 2nd ed., SPIE 2005 (Press Monograph Series, PM, 1998), v. 53.
4. V. I. Tatarskii, *Wave Propagation in a Turbulent Medium, McGraw-Hill Series in Electrical Engineering* (N.Y., 1961).
5. V. I. Tatarskii, *The Effects of the Turbulence Atmosphere on Wave Propagation* (Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, 1971).
6. M. A. Vorontsov, G. W. Carhart, V. S. Rao Gudimetla, Th. Weyrauch, E. Stevenson, S. L. Lachinova, L. A. Beresnev, J. Liu, K. Rehder, J. F. Riker, *Characterization of atmospheric turbulence effects over 149 km propagation path using multi-wavelength laser beacons. Proc. 2010 AMOS Conf.* (Maui, Hawaii, 2010).
7. P. M. Lushnikov and N. Vladimirova, “Toward defeating diffraction and randomness for laser beam propagation in turbulent atmosphere”, JETP Lett. **108**(9), 571 (2018).
8. M. A. Vorontsov, V. S. Rao Gudimetla, G. W. Carhart, T. Weyrauch, S. L. Lachinova, E. Polnau, J. Reierson, L. A. Beresnev, J. Liu, and J. F. Riker, *Comparison of turbulence-induced scintillations for multi-wavelength laser beacons over tactical (7 km) and long (149 km) atmospheric propagation paths. Proc. 2011 AMOS Conf.*, ed. by S. Ryan (The Maui Economic Development Board, 2011), p. E37.
9. I. V. Kolokolov and V. V. Lebedev, “Universal tail of the probability density function of the intensity of light propagating in a turbulent medium”, Phys. Rev. E **111**(6), 064104 (2025).
10. I. Kolokolov, V. Lebedev, and P. M. Lushnikov, “Statistical properties of a laser beam propagating in a turbulent medium”, Phys. Rev. E **101**(4), 042137 (2020).
11. I. V. Kolokolov and V. V. Lebedev, “Statistics of high intensities of the light propagating in a turbulent fluid”, UFN **195**(11), 1179(2025) [I. V. Kolokolov and V. V. Lebedev, “Statistics of high intensities of the light propagating in a turbulent fluid”, Phys.-Uspekhi **68**(11), 1112 (2025)].
12. I. V. Kolokolov and V. V. Lebedev, “Fluctuations of Radiation Intensity in a Turbulent Atmosphere”, Pis’ma v ZhETF **120**, 850 (2024) [I. V. Kolokolov and V. V. Lebedev, “Fluctuations of Radiation Intensity in a Turbulent Atmosphere”, JETP Lett. **120**, 816 (2024)].
13. I. V. Kolokolov and V. V. Lebedev, “Probability of High Intensities of the Light Wave Propagating in a Turbulent Atmosphere”, Pis’ma v ZhETF **118**(13), 234 (2023) [I. V. Kolokolov and V. V. Lebedev, “Probability of High Intensities of the Light Wave Propagating in a Turbulent Atmosphere”, JETP Lett. **118**, 238 (2023)].
14. M. Charnotskii, “Comparison of four techniques for turbulent phase screens simulation”, J. Opt. Soc. Am. A **37**(5), 738 (2020).
15. A. S. Monin and A. M. Yaglom, *Statistical fluid mechanics, volume II: mechanics of turbulence* (Courier Corporation, Dover Publications, 2013), v. 2.
16. A. M. Obukhov, “Structure of the temperature field in a turbulent flow”, Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Geogr. Geofiz **13**(1), 58 (1949).
17. S. Corrsin, “On the spectrum of isotropic temperature fluctuations in an isotropic turbulence”, J. Appl. Phys. **22**(4), 469 (1951).
18. A. N. Kolmogorov, “Local structure of turbulence in an incompressible viscous fluid at very high reynolds numbers”, Sov. Phys.-Uspekhi **10**, 734 (1968).

19. A. N. Kolmogorov, "Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence", Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences **434**(1890), 15 (1991).
20. V. I. Tatarskii and V. U. Zavorotnyi, *Strong fluctuations in light propagation in a randomly inhomogeneous medium, Progress in Optics*, ed. by E. Wolf (North-Holland, 1980), v. XVIII, p. 207.
21. I. G. Yakushkin, "Moments of field propagating in randomly inhomogeneous medium in the limit of saturated fluctuations", Radiophysics and Quantum Electronics **21**(8), 835 (1978).
22. K. S. Gochelashvily and V. I. Shishov, "Saturated fluctuations in the laser radiation intensity in a turbulent medium", ZhETF **66**, 1237 (1974).
23. M. I. Charnotskii, J. Gozani, V. I. Tatarskii, and V. U. Zavorotny, *IV wave propagation theories in random media based on the path-integral approach*, in *Progress in optics* (Elsevier, 1993), v. 32, p. 203.