

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ

Под общей редакцией академика В. Е. Зуева

Том 5

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ

Том 1

СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ГАЗОВЫХ КОМПОНЕНТ
АТМОСФЕРЫ

Том 2

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ

Том 3

СПЕКТРОСКОПИЯ АТМОСФЕРЫ

Том 4

ОПТИКА АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

Том 5

ОПТИКА ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЫ

Том 6

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА АТМОСФЕРЫ

Том 7

ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ОПТИКИ АТМОСФЕРЫ

Том 8

ДИСТАНЦИОННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

Том 9

ОПТИКА АТМОСФЕРЫ И КЛИМАТ

АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ

ТОМ 5

В. Е. Зуев, В. А. Банах,
В. В. Покасов

ОПТИКА
ТУРБУЛЕНТНОЙ
АТМОСФЕРЫ



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1988

Рецензенты:

д-р физ.-мат. наук, проф. Ю. А. Кравцов (Институт общей физики АН СССР); д-р физ.-мат. наук Л. П. Семенов и канд. физ.-мат. наук Р. Х. Алмаев (Институт экспериментальной метеорологии НПО «Тайфун»)

Обобщены результаты теоретических и экспериментальных исследований по оптике атмосферной турбулентности, выполненных в СССР и за рубежом за последние годы. Дано описание оптических свойств и моделей турбулентности, методов теории распространения оптических волн в случайно-неоднородной атмосфере. Рассмотрены основные физические закономерности вызываемых турбулентностью искажений поля когерентных и частично когерентных световых пучков. Анализируются особенности флуктуаций световых полей на локационных трассах в турбулентной атмосфере. Описаны методы и аппаратура зондирования атмосферной турбулентности. Адресовано специалистам в области атмосферной оптики и распространения волн, метеорологам, разработчикам атмосферно-оптических систем.

The monograph entitled "Optics of the Turbulent Atmosphere" by V. E. Zuev, V. A. Banakh and V. V. Pokasov presents the generalized results of theoretical and experimental studies of the turbulent atmosphere optics in recent years carried out in the USSR and abroad. Optical properties and models of the atmospheric turbulence as well as the methods of the theory of optical wave propagation in the random-inhomogeneous atmosphere are described. The main physical regularities due to the turbulence of distortions of the field of coherent and partially coherent light beams are considered. The peculiarities of light field fluctuations along the sounding paths in the turbulent atmosphere are analyzed. The methods and equipment of atmospheric turbulence sounding are described.

The monograph is intended for specialists in the field of atmospheric optics and wave propagation, for meteorologists and researchers of atmospheric-optical systems.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Исследованию распространения оптического излучения в турбулентной атмосфере уделяется значительное внимание в связи с широким применением лазеров в оптических системах, предназначенных для работы в земной атмосфере. Если атмосферные газы и аэрозоли вызывают преимущественно энергетическое ослабление оптического излучения, то турбулентные пульсации показателя преломления приводят к случайному перераспределению энергии в оптических пучках, определяя таким образом технические возможности лазерных систем. Действительно, точность геодезических лазерных приборов, пространственное и временное разрешение лазерных локаторов, возможности и точность определения параметров среды дистанционными лазерными методами можно оценить только с учетом флуктуаций поля оптических пучков. Вызываемые турбулентностью случайные изменения показателя преломления могут существенно ограничивать технические характеристики оптических систем, так что в ряде случаев сама целесообразность их применения должна определяться на основе оперативного прогнозирования флуктуаций поля лазерного излучения с учетом сложившейся в атмосфере оптико-метеорологической ситуации [46] (ссылки даны по списку цитируемой литературы ко второй главе).

Распространению оптического излучения в случайно-неоднородных средах посвящен ряд монографий и обзоров [5, 20, 23, 29, 31, 32, 36, 39, 46, 50, 52, 53, 59, 65]. Однако за время, прошедшее с момента выхода этих обобщающих публикаций, в научной литературе накоплен большой фактический материал по экспериментальным и теоретическим исследованиям распространения света в турбулентной атмосфере, не нашедший достаточно полного отражения в сравнительно недавних обзорных работах [49, 71]. В частности, появилось значительное число работ, посвященных распространению лазерного излучения на локационных трассах. Особенности таких задач связаны с корреляцией прямой и обратной волн, проходящих одни и те же неоднородности турбулентной среды. Это приводит в ряде случаев к качественно новым физическим закономерностям, не наблюдающимся при распространении только в одном направлении.

В основу данной монографии легли результаты выполненных в последние 10—15 лет обширных экспериментальных теорети-

ческих исследований флуктуаций поля оптических пучков в турбулентной атмосфере на связанных и локационных трассах. Монография состоит из девяти глав, содержит большое количество иллюстративного материала.

В главах 1 и 2 книги содержатся сведения о турбулентных флуктуациях показателя преломления и методах теории распространения электромагнитных волн оптического диапазона в случайно-неоднородных средах. Специальный раздел посвящен методам решения задач на локационных трассах. В главах 3—6 излагаются результаты экспериментальных и теоретических исследований статистических характеристик поля пучков оптического излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере на связанных трассах. Анализируются средняя интенсивность, когерентность, пространственно-временная структура флуктуаций фазы и интенсивности излучения, случайная рефракция оптических пучков в зависимости от турбулентности на трассе и параметров приемной и передающей оптических систем. В главах 7 и 8 рассматриваются результаты исследований распространения лазерного излучения на локационных трассах. Дается последовательный теоретический анализ влияния интенсивности турбулентности, свойств отражающей поверхности и параметров лазерного источника, отражателя и приемника на эффекты, обусловленные корреляцией встречных волн. Систематизируются результаты экспериментальных исследований распространения лазерного излучения на трассах с отражением в турбулентной атмосфере. В главе 9 описаны методы и аппаратура лазерного зондирования атмосферной турбулентности.

Главы 1, 4, 9 написаны В. Е. Зуевым и В. В. Покасовым, главы 2, 3, 5—8, за исключением пп. 5.2.1, 5.5.1, 7.3.2 — В. Е. Зуевым и В. А. Банахом, пп. 5.2.1, 5.5.1, 7.3.2 написаны авторами совместно.

Авторы выражают глубокую признательность В. Л. Миронову и Г. Я. Патрушеву за ценные замечания при обсуждении структуры монографии, Б. Н. Чену за подготовку ряда материалов книги и О. В. Тихомировой за помощь в оформлении рукописи.

Особую благодарность авторы выражают рецензентам д-ру физ.-мат. наук, профессору Ю. А. Кравцову, д-ру физ.-мат. наук Л. П. Семенову и канд. физ.-мат. наук Р. Х. Алмаеву, чьи критические замечания способствовали существенному улучшению содержания книги.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- a — эффективный радиус гауссова пучка на выходной апертуре
 a_r — эффективный радиус отражателя
 a_l — эффективный радиус приемной апертуры
 a_k — радиус пространственной когерентности поля на выходной апертуре
 a_d — дифракционный радиус гауссова пучка
 a_0 — эффективный радиус гауссова пучка в турбулентной атмосфере
 $b_I(x, \rho_1, \rho_2), b_{I.R}(x_0, \rho_1, \rho_2)$ — коэффициент пространственной корреляции интенсивности света в турбулентной атмосфере на прямой трассе и на трассе с отражением соответственно
 $C_s^2 (C_n^2)$ — структурная характеристика флуктуаций диэлектрической проницаемости (показателя преломления) воздуха
 $C_{12}(\omega)$ — спектр когерентности
 $D_s(2a) = 1,1 C_n^2 k^2 L (2a)^{5/3}$ — структурная функция фазы сферической волны, вычисленная на размере выходной апертуры. Комплексный параметр, с помощью которого удобно характеризовать турбулентные условия распространения на трассе
 $D_s = D_s(\sqrt{L/k}) = 0,89 \beta_0^2$
 ${}_1F_1(\alpha, \beta, \gamma)$ — вырожденная гипергеометрическая функция
 F — радиус кривизны волнового фронта на излучающей апертуре
 F_t — фокусное расстояние приемной линзы
 $f_{0\pm} = \sqrt{(v_{\perp}^2 + \sigma_{\perp}^2)/(2\pi\lambda L)}$ — безразмерная эффективная частота
 $g = 1 + i\Omega(1 - L/F)$
 $g_u^2 = |g|^2 + \Omega/\Omega_k$
 $I(l, \mathbf{R}) (I^R(l, \mathbf{R}))$ — интенсивность поля прямой (отраженной) волны в точке $\mathbf{R}$ плоскости, отстоящей на расстоянии l от входного зрачка телескопа
 $k_u = 1 + \Omega/\Omega_k$
 $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число
 L — длина трассы
 L_0 — внешний масштаб турбулентности

- l_0 — внутренний масштаб турбулентности
 $l_{\text{и}}$ — плоскость минимального (резкого) изображения приемной линзы
 $N(\mathbf{R})$ — фактор усиления обратного рассеяния
 $N(l, \mathbf{R})$ — фактор усиления обратного рассеяния за линзой
 $P(I)$ — функция распределения интенсивности света в турбулентной атмосфере
 $q = L / (k \rho_{\text{п}}^2) = 1,22 \beta_0^{1/5}$
 R_f, ρ_f — нормированные на значение $\sqrt{L/k}$ суммарный $\mathbf{R} = (\rho_1 + \rho_2)/2$ и разностный $\rho = \rho_1 - \rho_2$ векторы точек наблюдения ρ_1 и ρ_2 , $R_f = |\mathbf{R}_f|$, $\rho_f = |\rho_f|$, $R = |\mathbf{R}|$, $\rho = |\rho|$
 r_I, r_{IR} — радиус пространственной корреляции интенсивности света на прямой трассе и на трассе с отражением соответственно
 $T(\rho)$ — функция пропускания приемной линзы
 $u_0(\rho)$ — начальное распределение комплексной амплитуды поля в плоскости излучающей апертуры
 $u(x, \rho)$ — комплексная амплитуда поля
 $u^R(x_0, \rho)$ — комплексная амплитуда отраженного поля
 $u(l, \mathbf{R}), u^R(l, \mathbf{R})$ — комплексная амплитуда поля на прямой трассе и на трассе с отражением соответственно
 $u_I(f)$ — безразмерная нормированная спектральная плотность флуктуаций интенсивности
 $V(\rho, \mathbf{r})$ — функция, характеризующая локальный коэффициент отражения
 v — перпендикулярная к трассе скорость ветра
 $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} = 1,1 D_s$
 $\Gamma_{2n}(x, \underline{\rho_{2n}}), \Gamma_{2n}^R(x_0, \underline{\rho_{2n}})$ — функция взаимной когерентности поля на прямой трассе и на трассе с отражением соответственно
 $\gamma(x, \rho_1, \rho_2), \gamma^R(x_0, \rho_1, \rho_2)$ — степень когерентности прямой и отраженной волн
 $\gamma = \gamma_1 - i\gamma_2 = (1 + i\Omega^{-1}\xi) / (1 + i\Omega^{-1})$
 $\delta(\rho)$ — дельта-функция
 λ — длина волны
 $\underline{\rho_{2n}} = \{\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_{2n}\}$ — вектор в четырехмерном пространстве
 $\rho_s = (0,55 C_n^2 k^2 L)^{-3/5}$ — радиус когерентности поля сферической волны на прямой трассе в турбулентной атмосфере
 $\rho_{\text{п}} = (3/8)^{3/5} \rho_s$ — радиус когерентности плоской волны
 ρ_c, ρ_{cR} — радиус когерентности поля на прямой трассе и на трассе с отражением
 $\sigma_I^2(x, \rho), \sigma_{IR}^2(x_0, \rho)$ — дисперсия интенсивности прямой и отраженной волн

σ_{Is}^2 — дисперсия интенсивности сферической волны на прямой трассе в турбулентной атмосфере

σ_c^2 — дисперсия случайных блужданий оптического пучка в турбулентной атмосфере

$\sigma_t^2, \sigma_{tR}^2$ — дисперсия смещений изображений источника света и лоцируемого объекта

σ^2 — дисперсия флуктуаций одной из компонент скорости ветра

$\sigma_v^2 = 3\sigma^2$ — дисперсия скорости ветра

$\sigma_I^2 = 2\sigma^2$ — дисперсия поперечной скорости ветра

τ_{Π} — время усреднения приемника

τ_{Π} — время когерентности источника

τ_K — время корреляции флуктуаций неровностей отражающей поверхности

$\Phi_e(\kappa)(\Phi_n(\kappa))$ — трехмерный пространственный спектр флуктуаций диэлектрической проницаемости (показателя преломления) воздуха

$\varphi(\omega)$ — фазовый спектр

$\Omega = ka^2/L, \Omega_r = ka_r^2/L, \Omega_t = ka_t^2/L, \Omega_K = ka_K^2/L$

$\langle \dots \rangle$ — статистическое усреднение

* — комплексное сопряжение

ГЛАВА 1. СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЫ

В триаде: газ, аэрозоль, турбулентные неоднородности воздуха, определяющей оптические свойства атмосферы, последняя компонента создает случайную пространственно-временную структуру поля показателя преломления атмосферного воздуха. Эта структура характеризуется ограниченными свойствами однородности и изотропности, временными трендами. Она наиболее подвержена динамичным локальным возмущениям при изменениях текущей погодной ситуации, особенно в условиях радиационно-активного периода дневного времени. Это обуславливает необходимость широкого использования в исследованиях турбулентности методов математической статистики, в особенности таких разделов, как теория случайных функций, теория случайного поля [2, 11, 13, 16, 17].

Простейшую модель переноса оптического излучения в турбулентной атмосфере можно представить как прохождение светового потока через бесконечное множество прозрачных линзоподобных образований разной оптической силы и размеров, не имеющих четких границ и хаотически движущихся друг относительно друга при общем направленном движении всей совокупности за счет ветрового переноса. В результате световой поток в плоскости приема будет иметь случайное распределение интенсивности и фотоприемник будет регистрировать сигнал в виде реализации случайной функции времени с параметрами, зависящими также от размеров и типа оптической системы (антенны). Соответственно результаты экспериментальных исследований характеристик оптических волн, распространяющихся в атмосфере, получаемые даже в «одинаковых» условиях, могут быть состоятельными и сопоставимы между собой лишь в том случае, если они статистически обеспечены и корректно обработаны методами математической статистики.

1.1. Микроструктура турбулентности в атмосфере

Поскольку движение воздуха в атмосфере происходит со скоростями меньшими, чем скорость звука, его можно рассматривать на основе модели несжимаемой жидкости. Это значит, что можно не учитывать изменение давления вследствие изменения скорости. Согласно законам гидродинамики [13], при достаточно боль-

ших относительных скоростях v движение потока жидкости или газа с характерным размером L и кинематической вязкостью ν становится турбулентным, когда численное значение безразмерной комбинации этих величин $Re = vL/\nu$ становится большим некоторого критического значения $Re_{кр} = 2500 \dots 5000$. В приземном слое атмосферы, например при высоте точки наблюдения над подстилающей поверхностью $h = 2$ м, это может происходить уже при скоростях $1-5$ м/с, поскольку $Re = (2,5 \dots 7) \cdot 10^5 \gg Re_{кр}$.

Турбулентное движение воздуха можно представить следующим образом. Атмосферные процессы, такие, например, как трение воздушного потока о поверхность земли и образование вследствие этого профиля скорости ветра с большими вертикальными градиентами, термическая конвекция, связанная с неодинаковым нагреванием различных участков подстилающей поверхности, изменение поля температуры и скорости ветра в результате облакообразования и т. п. [3], приводят к образованию крупномасштабных вихрей. Характерный размер этих вихрей L_0 называется внешним масштабом турбулентности. Если число Рейнольдса $\Delta v_{L_0} L_0/\nu$, где Δv_{L_0} — разность скоростей на расстоянии L_0 , велико, то такие вихри оказываются неустойчивыми и под влиянием сил инерции распадаются на более мелкие, передав им свою энергию. Процесс дробления вихрей без потери энергии будет продолжаться до тех пор, пока их размеры не приблизятся к критическому значению l_0 , называемому внутренним масштабом, при котором число Рейнольдса $\Delta v_{l_0} l_0/\nu$ будет порядка единицы. Начиная с этого момента силы трения играют определяющую роль по сравнению с силами инерции, и кинематическая энергия вихрей диссипирует в тепло. Интервал масштабов между L_0 и l_0 называется инерционным, вихри с масштабами $l < l_0$ относятся к интервалу диссипации.

Относительная роль термических и динамических факторов в развитии атмосферной турбулентности характеризуется с помощью числа Ричардсона Ri [13]:

$$Ri = \frac{g}{\langle T \rangle} \frac{\partial \langle T \rangle / \partial h}{(\partial \langle v \rangle / \partial h)^2}, \quad (1.1)$$

где $g = 9,8$ м/с² — ускорение свободного падения; $\langle T \rangle$, $\langle v \rangle$ — средние значения температуры и скорости ветра. Величина Ri может быть интерпретирована как отношение архимедовых сил плавучести к силам инерции. При положительных значениях числа Ричардсона (устойчивая термическая стратификация) силы плавучести противодействуют развитию турбулентности, часть энергии турбулентности расходуется на преодоление этих сил. При отрицательных значениях Ri (неустойчивая термическая стратификация) силы плавучести способствуют возникновению и развитию турбулентности. Если значения числа Ричардсона близки к нулю (безразличная стратификация), то архимедовы силы не влияют на режим турбулентности.

Вследствие турбулентного перемешивания слоев атмосферного воздуха, имеющих разную температуру, возникают микронеоднородности температурного поля. В соответствии с гипотезами Колмогорова—Обухова [10, 15] структурная функция поля температур $D_T(\mathbf{r}) = \langle [T(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}) - T(\mathbf{r}_1)]^2 \rangle$ ($\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}_1$ — радиусы-векторы трехмерного пространства) в интервалах диссипации и инерционном записывается [4, 16] в виде:

$$D_T(\mathbf{r}) = \frac{\varepsilon_T}{3\chi_m} r^2, \quad r = |\mathbf{r}| \ll \eta_K, \quad (1.2)$$

$$D_T(\mathbf{r}) = C_T^2 r^{2/3}, \quad \eta_K \ll r \ll L_0, \quad (1.3)$$

где

$$C_T^2 = C_\theta^2 \varepsilon_K^{-1/3} \varepsilon_T \quad (1.4)$$

— структурная характеристика флуктуаций температуры T_1 ($\langle T_1 \rangle = 0$); ε_T — скорость выравнивания температурных неоднородностей, отнесенная к единице массы воздуха, К/с; χ_m — молекулярная теплопроводность, см²/с; ε_K — скорость диссипации кинетической энергии, рассчитанная на единицу массы, см²/с³; $C_\theta^2 = 2,8$ — универсальная постоянная,

$$\eta_K = \nu^{3/4} \varepsilon_K^{-1/4} \quad (1.5)$$

— колмогоровский масштаб турбулентности.

Обычно определяют внутренний масштаб поля $T_1(\mathbf{r})$ как точку пересечения асимптотик (1.2), (1.3) [4, 16]. Приравнявая выражения (1.2), (1.3), находим

$$l_0 = (3C_\theta^2 \text{Pr})^{3/4} \eta_K, \quad (1.6)$$

где $\text{Pr} = \chi_m / \nu$ — число Прандтля. Для воздуха $\text{Pr} = 0,7$ и, следовательно, внутренний масштаб связан с колмогоровским соотношением

$$l_0 = 3,8 \eta_K. \quad (1.7)$$

С использованием масштаба (1.7) структурная функция (1.2) записывается в виде

$$D_T(\mathbf{r}) = C_T^2 l_0^{-2/3} r^2. \quad (1.8)$$

Микропульсации поля температур являются основной причиной пространственно-временной изменчивости диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\mathbf{r}, t)$. Полагая среднее значение диэлектрической проницаемости в атмосфере равным единице [16], будем иметь

$$\varepsilon(\mathbf{r}, t) = 1 + \varepsilon_1(\mathbf{r}, t).$$

Поле ε_1 имеет амплитуду пульсаций порядка 10^{-5} — 10^{-6} и связано с полем T_1 соотношением

$$\varepsilon_1 = K_{\varepsilon T} T_1, \quad (1.9)$$

где $K_{\varepsilon T} = 2 \cdot 10^{-6} \langle p \rangle \langle T \rangle^{-2} (77,6 - 0,584 \lambda^{-2})$ — является постоянной величиной при заданных средних значениях давления $\langle p \rangle$ и температуры $\langle T \rangle$. Из равенства (1.9) следует, что структурные функции случайных полей диэлектрической проницаемости и температуры отличаются только коэффициентом $K_{\varepsilon T}^2$:

$$D_{\varepsilon}(\mathbf{r}) = C_{\varepsilon}^2 l_0^{-4/3} r^2, \quad r \ll l_0, \quad (1.10)$$

$$D_{\varepsilon}(\mathbf{r}) = C_{\varepsilon}^2 r^{2/3}, \quad l_0 \ll r \ll L_0, \quad (1.11)$$

где $C_{\varepsilon}^2 = K_{\varepsilon T}^2 C_T^2$ — структурная характеристика флуктуаций диэлектрической проницаемости.

Структурная функция $D_{\varepsilon}(\mathbf{r})$ может быть выражена через трехмерный спектр $\Phi_{\varepsilon}(\kappa)$ поля диэлектрической проницаемости. В случае локально-однородной и изотропной среды это выражение имеет вид [16]

$$D_{\varepsilon}(\mathbf{r}) = 8\pi \int_0^{\infty} \kappa^2 \Phi_{\varepsilon}(\kappa) \left(1 - \frac{\sin \kappa r}{\kappa r}\right) d\kappa, \quad \kappa = |\kappa|. \quad (1.12)$$

В инерционном интервале волновых чисел трехмерный спектр поля диэлектрической проницаемости представляется в виде [16]

$$\Phi_{\varepsilon}(\kappa) = 0,033 C_{\varepsilon}^2 \kappa^{-11/3}, \quad \kappa_0 \ll \kappa \ll \kappa_m, \quad (1.13)$$

где $\kappa_0 \sim L_0^{-1}$ и $\kappa_m \sim l_0^{-1}$. В общем случае необходимо учитывать [4, 16] отклонения от степенного спектра Колмогорова—Обухова (1.13) в интервале диссипации ($\kappa \geq \kappa_m$) и энергетическом интервале ($\kappa \leq \kappa_0$):

$$\Phi_{\varepsilon}(\kappa) = 0,033 C_{\varepsilon}^2 \varphi_0(\kappa/\kappa_0) \kappa^{-11/3} \varphi_m(\kappa/\kappa_m). \quad (1.14)$$

Функции $\varphi_0(\kappa/\kappa_0)$ и $\varphi_m(\kappa/\kappa_m)$ должны удовлетворять следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} \varphi_0(\kappa/\kappa_0) &= \begin{cases} 1, & \kappa/\kappa_0 \gg 1, \\ 0, & \kappa/\kappa_0 \ll 1, \end{cases} \\ \varphi_m(\kappa/\kappa_m) &= \begin{cases} 1, & \kappa/\kappa_m \ll 1, \\ 0, & \kappa/\kappa_m \gg 1, \end{cases} \end{aligned} \quad (1.15)$$

однако строго установить их вид не удастся [13].

На практике широкое распространение получили такие модели функций $\varphi_m(\kappa/\kappa_m)$ [4, 16]:

$$\varphi_m(\kappa/\kappa_m) = \exp(-\kappa^2/\kappa_m^2), \quad (1.16)$$

$$\varphi_m(\kappa/\kappa_m) = 2^{-5/6} \Gamma^{-1}(11/6) (\kappa/\kappa_m)^{11/6} K_{11/6}(\kappa/\kappa_m), \quad (1.17)$$

где $\Gamma(11/6)$ — гамма-функция, $K_{11/6}(\kappa/\kappa_m)$ — функция Макдональда. Величины κ_m и κ_M связаны с внутренним масштабом l_0 соотношениями [4, 14]:

$$\kappa_m^{-1} = l_0/5,92, \quad (1.18)$$

$$\kappa_M^{-1} = l_0/2,28. \quad (1.19)$$

Для проведения расчетов статистических характеристик флуктуаций поля оптических волн с учетом поведения спектра $\Phi_\varepsilon(\kappa)$ в области энергетического интервала обычно используются [4] либо кармановская модель

$$\varphi_0(\kappa/\kappa_0) = (1 + \kappa_0^2/\kappa^2)^{1/6}, \quad \kappa_0 = 2\pi/L_0, \quad (1.20)$$

либо модель вида [4]

$$\varphi_0(\kappa/\kappa_0) = 1 - \exp(-\kappa^2/\kappa_e^2), \quad \kappa_e = 2\pi/L_e, \quad (1.21)$$

где $L_e = 0,54L_0$ [14].

1.2. Оптические характеристики турбулентной атмосферы

Ширина инерционного интервала, определяющего область применимости закона «двух третей» (1.3), существенным образом зависит от метеорологических условий и высоты точки наблюдения над землей h . В области высоких пространственных частот граница инерционного интервала определяется внутренним масштабом. Оценки l_0 , проведенные с использованием формул (1.5), (1.6) и данных о скорости диссипации кинетической энергии [16] и кинематической вязкости воздуха на разных высотах, оказываются следующими: $l_0 = 0,5 \dots 9$ мм при $h = 1 \dots 2$ м; $l_0 = 5,5 \dots 55$ мм при $h = 10$ км.

Со стороны низких частот в качестве границы инерционного интервала принимается частота, начиная с которой спектр отклоняется от степенной зависимости в сторону меньших значений. Определяя эту частоту из измерений спектров флуктуаций скорости ветра или температуры [13], можно найти значение внешнего масштаба турбулентности L_0 в приземном слое атмосферы. При расчетах обычно полагают [16], что

$$L_0 = \kappa_K h, \quad (1.22)$$

где $\kappa_K = 0,4$ — постоянная Кармана.

Как показывают наблюдения, степенной закон для одномерного спектра микропульсаций температуры в верхних слоях атмосферы выполняется [13, 16] до масштабов порядка $l = 2\pi/\kappa \sim 2\pi \times (10^2 - 10^3)$ м, что существенно превышает соответствующие значения в приземном слое.

Таким образом, в широком интервале пространственных частот флуктуаций диэлектрической проницаемости единственной характеристикой этого процесса является параметр C_ε^2 . Между флуктуациями диэлектрической проницаемости и показателя преломления $n = \sqrt{\varepsilon}$ имеет место очевидное равенство $\varepsilon_1 = 2n_1$, и, следовательно, C_ε^2 связано со структурной характеристикой флуктуаций показателя преломления соотношением $C_\varepsilon^2 = 4C_n^2$. В приземном слое атмосферы (до высоты нескольких десятков метров) величина C_n^2 может быть определена [4, 16] из измерений высот-

ных градиентов средней температуры и скорости ветра. Как показывают экспериментальные данные [4], значения C_n^2 могут изменяться в зависимости от метеоусловий в пределах трех и более порядков, 10^{-14} — 10^{-17} см $^{-2/3}$. С увеличением высоты над землей в приземном слое происходит уменьшение C_n^2 по степенному закону [4]. В случае неустойчивого термического состояния атмосферы характерной является зависимость $C_n^2 \sim h^{-4/3}$, а при безразличной стратификации C_n^2 убывает с высотой более медленно, $C_n^2 \sim h^{-2/3}$.

В отличие от хорошо изученного приземного слоя $h \leq 10$ м, сведения о турбулентности в свободной атмосфере (до высот $h \approx \approx 20$ км) в настоящее время представлены сравнительно немногочисленными экспериментальными данными. Обобщение этих экспериментальных результатов проведено в [4, 14], где построена следующая полуэмпирическая модель профиля $C_n^2(h)$:

$$\begin{aligned}
 \text{I. } & C_{n0}^2 > 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-3/3}, \\
 & C_n^2(h) = C_{n0}^2 (h/h_0)^{-4/3}, \quad h_0 \leq h \leq h_2, \\
 & C_n^2(h) = C_n^2(h_2) \exp [-(h-h_2)/h_T], \quad h > h_2; \\
 \text{II. } & 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3} \geq C_{n0}^2 > 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}, \\
 & C_n^2(h) = C_{n0}^2 (h/h_0)^{-2/3}, \quad h_0 \leq h \leq h_1, \\
 & C_n^2(h) = C_n^2(h_1) (h/h_1)^{-4/3}, \quad h_1 < h < h_2, \\
 & C_n^2(h) = C_n^2(h_2) \exp [-(h-h_2)/h_T], \quad h > h_2; \\
 \text{III. } & 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3} \geq C_{n0}^2 > 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2/3}, \\
 & C_n^2(h) = C_{n0}^2 (h/h_0)^{-2/3}, \quad h_0 \leq h \leq h_2, \\
 & C_n^2(h) = C_n^2(h_2) \exp [-(h-h_2)/h_T], \quad h > h_2; \\
 \text{IV. } & C_{n0}^2 \leq 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2/3}, \\
 & C_n^2(h) = C_{n0}^2, \quad h_0 \leq h \leq h_2, \\
 & C_n^2(h) = C_n^2(h_2) \exp [-(h-h_2)/h_T], \quad h > h_2.
 \end{aligned} \tag{1.23}$$

Здесь через C_{n0}^2 обозначены значения структурной характеристики в приземном слое на высоте $h_0 = 2,5$ м. Значение $h_T = 9000$ м соответствует эквивалентной высоте турбулентного слоя воздуха, $h_1 = 50$ м, $h_2 = 1000$ м.

В [5] представлена другая модель (для длины волны $\lambda = = 5 \cdot 10^{-7}$ м) зависимости C_n^2 от высоты в нижнем 20-километровом слое атмосферы. Для ее построения были нанесены на один график известные экспериментальные данные, полученные над сушей с не очень изрезанным рельефом и высотой подстилающей поверхности над уровнем моря, не превышающей 1—2 км. Затем

проведены две огибающие: одна — по наименьшим из наблюдаемых значений C_n^2 — это наилучшие условия для распространения света, другая — по максимальным значениям C_n^2 — это наихудшие условия. Для характеристики средних условий распространения в [5] построен третий профиль $C_n^2(h)$ как среднее арифметическое первых двух. В табл. 1.1 указанные профили представлены численными значениями с шагом 2 км по высоте.

Таблица 1.1

Профиль $C_n^2(h)$

h км	$C_n^{2M-2/3}$ при условиях		
	наилучших	средних	наихудших
0,01	$5,20 \cdot 10^{-16}$	$7,21 \cdot 10^{-15}$	$1,00 \cdot 10^{-13}$
2	$1,04 \cdot 10^{-17}$	$2,56 \cdot 10^{-16}$	$6,32 \cdot 10^{-15}$
4	$3,80 \cdot 10^{-18}$	$1,51 \cdot 10^{-16}$	$6,04 \cdot 10^{-15}$
6	$3,64 \cdot 10^{-18}$	$1,13 \cdot 10^{-15}$	$3,50 \cdot 10^{-15}$
8	$3,12 \cdot 10^{-18}$	$7,49 \cdot 10^{-17}$	$1,80 \cdot 10^{-15}$
10	$2,60 \cdot 10^{-18}$	$3,95 \cdot 10^{-17}$	$6,00 \cdot 10^{-16}$
12	$2,08 \cdot 10^{-18}$	$2,14 \cdot 10^{-17}$	$2,20 \cdot 10^{-16}$
14	$1,23 \cdot 10^{-18}$	$8,37 \cdot 10^{-18}$	$5,70 \cdot 10^{-17}$
16	$1,16 \cdot 10^{-18}$	$4,80 \cdot 10^{-18}$	$1,99 \cdot 10^{-17}$
18	$1,04 \cdot 10^{-18}$	$2,97 \cdot 10^{-18}$	$8,50 \cdot 10^{-18}$
20	$9,36 \cdot 10^{-19}$	$2,21 \cdot 10^{-18}$	$5,20 \cdot 10^{-18}$

Иногда для расчетов статистических характеристик флуктуаций поля лазерного излучения применяются более простые модели высотной зависимости $C_n^2(h)$ [4, 14]:

$$C_n^2(h) = C_{n0}^2 (h/h_0)^{-2/3} \exp(-h/h_e), \quad h \geq h_0. \quad (1.24)$$

При соответствующем подборе величины h_e ($h_e \approx 3200$ [14]) зависимость (1.24) удовлетворительно аппроксимирует экспериментальные данные.

Поскольку искажающее влияние турбулентности на параметры световой волны накапливается по мере ее распространения в атмосфере, важное значение приобретает величина $\int_0^L C_n^2(\xi) d\xi$, учитывающая и интенсивность турбулентности C_n^2 , и длину трассы L , иногда ее называют интегральным значением C_n^2 . Для трассы через весь слой атмосферы верхний предел интегрирования следует устремить к бесконечности.

Экспериментально установлено [19, 20], что в нижнем 3-километровом слое атмосферы накапливается примерно такое же значение C_n^2 , как и во всем остальном атмосферном слое.

В экспериментах по исследованию флуктуаций часто определяют величину

$$\beta^2 \equiv \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}, \quad (1.25)$$

называемую индексом мерцаний и представляющую собой нормированную дисперсию флуктуаций интенсивности [16].

В реальных атмосферных условиях значение β^2 сложным образом зависит от геометрии распространяющихся оптических пучков, условий атмосферной турбулентности, длины трассы, волнового числа $k = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны излучения) и других факторов.

Для флуктуаций интенсивности в плоской волне установлена [16] аналитическая формула для β^2 :

$$\beta^2 \equiv \beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}, \quad (1.26)$$

справедливая в области так называемых слабых флуктуаций, когда значения $\beta_0^2 < 1$ при любой комбинации величин C_n^2 , k , L .

Формула (1.26) для указанных условий хорошо подтверждена экспериментально [4, 14, 16]. Физический механизм явлений, определяющий эту ситуацию, связан с тем, что в данном случае дисперсия флуктуаций разности оптических путей излучения, характеризующая структурной функцией фазы $D_s(\rho)$, для пространственных разносов ρ порядка радиуса первой зоны Френеля $\sqrt{\lambda L}$ остается меньшей единицы.

Несмотря на ограниченную область применимости формулы (1.26), параметр β_0^2 широко используется в качестве комплексной характеристики условий воздействия атмосферной турбулентности на распространяющееся излучение на трассе L [9, 4, 14].

Ситуации, соответствующие значениям $\beta_0^2 > 1$, называют условиями сильных флуктуаций интенсивности. Ниже при изложении фактического материала употребляются выражения: увеличение интенсивности оптической турбулентности на трассе, изменение интенсивности турбулентности и т. п. При этом имеется в виду увеличение (изменение) параметра β_0^2 .

ГЛАВА 2. МЕТОДЫ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Флуктуации показателя преломления, вызываемые турбулентным перемешиванием атмосферного воздуха, оказывают существенное влияние на амплитуду и фазу распространяющихся в атмосфере световых волн. По теории распространения волн в атмосфере и других случайно-неоднородных средах имеется обширная

литература [5, 11, 12, 20, 23, 29, 31, 32, 36, 39, 46, 49, 50, 52, 53, 59, 71]. Исследования здесь проводятся с использованием подходов, основанных либо на решении волнового стохастического уравнения тем или иным методом возмущений, либо на решениях уравнений для статистических моментов поля.

В данной главе дается краткое описание методов, получивших наиболее широкое применение в задачах распространения оптического излучения в турбулентной атмосфере. Рассматриваются вопросы теории распространения волн на трассах с отражением в случайно-неоднородных средах. Излагаются способы построения асимптотических решений уравнений для статистических моментов поля в характерных по турбулентным условиям случаях слабых и сильных флуктуаций интенсивности. Здесь же приведены сведения о моделях лазерных источников и отражающих поверхностей, применяющихся при анализе влияния турбулентности атмосферы на оптическое излучение.

2.1. Уравнения распространения волн в случайно-неоднородных средах. Методы возмущений

Распространение электромагнитных волн в средах описывается уравнениями Максвелла для векторов напряженности электрического $\tilde{\mathbf{E}}$ и магнитного $\tilde{\mathbf{H}}$ полей [14, 59]. При исследовании распространения волн в турбулентной атмосфере [23, 46, 59] среда считается непроводящей, без сторонних зарядов, с магнитной проницаемостью, равной единице. Относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\mathbf{r}, t)$ и показатель преломления $n(\mathbf{r}, t)$ турбулентной среды меняются в пространстве и во времени случайным образом, $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ — радиус-вектор в трехмерном пространстве, t — время.

Характерные частоты флуктуаций диэлектрической проницаемости во времени обычно малы по сравнению с частотой колебания электромагнитного поля ω_0 . Поэтому в уравнениях Максвелла удобно перейти от векторов $\tilde{\mathbf{E}}$ и $\tilde{\mathbf{H}}$ к медленно меняющимся комплексным амплитудам полей $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ путем введения зависимости от времени вида $\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E}e^{-i\omega_0 t}$, $\tilde{\mathbf{H}} = \mathbf{H}e^{-i\omega_0 t}$. В этом случае для электрического вектора $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ из уравнений Максвелла получаем [59]

$$\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = -k^2 \epsilon_1 \mathbf{E} - \nabla (\mathbf{E} \nabla \epsilon_1) - \frac{2ik}{c} \frac{\partial \epsilon \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \epsilon \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad (2.1)$$

где $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ — оператор Лапласа, $\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}$, $k = \omega_0/c = 2\pi/\lambda$ — волновое число, c — скорость

света, λ — длина волны излучения, $\epsilon = \langle \epsilon \rangle + \epsilon_1 = 1 + \epsilon_1$, $\langle \epsilon \rangle = 1$ — среднее значение, ϵ_1 — флуктуирующая часть диэлектрической проницаемости среды.

Флуктуации ϵ_1 для световых волн в атмосфере имеют порядок $\langle |\epsilon_1| \rangle = 10^{-5} \dots 10^{-6}$. Так что с хорошей точностью их можно считать малыми по сравнению со средним значением $\langle \epsilon \rangle = 1$:

$$\langle |\epsilon_1| \rangle \ll 1. \quad (2.2)$$

Для атмосферной турбулентности справедливо также условие

$$v/c \ll \langle |\epsilon_1| \rangle, \quad (2.3)$$

где v — характерная скорость перемещения неоднородностей среды. Условие (2.3) позволяет [59] в уравнении (2.1) пренебречь двумя последними слагаемыми. Пренебрежем далее деполяризацией волны из-за атмосферной турбулентности [60]. Тогда в векторном уравнении (2.1) исчезает член $\nabla (\mathbf{E} \nabla \epsilon_1)$, и оно распадается на три скалярных волновых уравнения для компонент вектора $\mathbf{E}$, имеющих один и тот же вид

$$\Delta \varphi(\mathbf{r}, t) + k^2 \varphi(\mathbf{r}, t) = -k^2 \epsilon_1(\mathbf{r}, t) \varphi(\mathbf{r}, t). \quad (2.4)$$

В уравнение (2.4) время входит в виде параметра. Поэтому в дальнейшем мы будем опускать зависимость от времени, считая, что она всегда может быть восстановлена, если это необходимо.

Трудность решения уравнения (2.4) связана с тем, что оно содержит в качестве коэффициента при искомой функции случайное поле $\epsilon_1(\mathbf{r}, t)$. Строгие решения таких уравнений неизвестны. Однако существуют различные методы, позволяющие находить приближенные решения подобных уравнений в виде рядов по степеням малого параметра $\langle |\epsilon_1| \rangle$.

2.1.1. Метод малых возмущений

Простейшим методом возмущений по малому параметру $\langle |\epsilon_1| \rangle$ является метод, основанный на разложении в ряд поля $\varphi(\mathbf{r})$. Этот ряд легко получить, если перейти от (2.4) к интегральному уравнению

$$\varphi(\mathbf{r}) = \varphi_0(\mathbf{r}) - k^2 \int G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \epsilon_1(\mathbf{r}') \varphi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (2.5)$$

и провести его интегрирование. Здесь $\varphi_0(\mathbf{r})$ — поле в отсутствие флуктуаций среды ($\epsilon_1(\mathbf{r}) \equiv 0$),

$$G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \exp \{ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\} / (4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) \quad (2.6)$$

— функция Грина, удовлетворяющая уравнению $\Delta G_0 + k^2 G_0 = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ и условиям излучения на бесконечности, $\delta(\mathbf{r})$ — дельта-функция Дирака.

Первая итерация уравнения (2.5) $\varphi_1(\mathbf{r})$, которая получается в результате подстановки в интеграл поля $\varphi_0(\mathbf{r})$, соответствует

приближению однократного рассеяния или борновскому приближению. Применимость его ограничивается требованием малости отношения рассеянной энергии к энергии падающей волны. Для среды с одномасштабным спектром неоднородностей условие применимости борновского приближения имеет вид [23, 53]

$$\langle \varepsilon_1^2 \rangle kL \ll \{kl[1 - \exp(-2k^2 l^2)]\}^{-1}, \quad (2.7)$$

где l — характерный масштаб неоднородностей. Из (2.7) следует, что приближение однократного рассеяния перестает работать при увеличении длины трассы L . Оно практически не пригодно для описания распространения в турбулентной атмосфере, где выполняется условие $kl_0 \gg 1$ и, следовательно, условие (2.7) становится особенно жестким. При распространении света в атмосфере существенную роль играют эффекты многократного рассеяния, и здесь получили распространение методы, позволяющие производить суммирование той или иной подпоследовательности всего бесконечного ряда теории возмущений.

2.1.2. Метод геометрической оптики

Представим искомое поле $\varphi(\mathbf{r})$ в виде

$$\varphi(\mathbf{r}) = F(\mathbf{r}) e^{ik\Theta(\mathbf{r})}, \quad (2.8)$$

где $F(\mathbf{r})$ и $\Theta(\mathbf{r})$ — медленно меняющиеся в масштабе длины волны функции. Такое представление правомерно для плавно-неоднородных сред [38, 53, 59]. В основе метода геометрической оптики лежит разложение амплитуды искомого поля (2.8) в ряд по обратным степеням волнового числа

$$\varphi(\mathbf{r}) = e^{ik\Theta(\mathbf{r})} \sum_{n=0}^{\infty} F_n(\mathbf{r}) (ik)^{-n}. \quad (2.9)$$

Подставив (2.9) в (2.4) и приравняв члены при одинаковых степенях k , находим

$$(\nabla\Theta)^2 - \varepsilon(\mathbf{r}) = 0,$$

$$F_0 \Delta\Theta + 2 \nabla F_0 \nabla\Theta = 0,$$

$$\dots\dots\dots$$

$$F_n \Delta\Theta + 2 \nabla F_n \nabla\Theta = -\Delta F_{n-1}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2.10)$$

Первое из уравнений (2.10) является уравнением эйконала, последующие называются уравнениями переноса для амплитуд соответственно нулевого приближения и приближений более высокого порядка. Вследствие асимптотического характера ряда (2.9), как правило, ограничиваются нулевым приближением метода геометрической оптики [53].

Решение уравнения эйконала методом характеристик [46, 59]

$$\Theta(\mathbf{r}) = \Theta_0 + \int_{S_0}^S \sqrt{\varepsilon(\mathbf{r}(\xi))} d\xi, \quad (2.11)$$

$$\frac{d}{dS} \sqrt{\varepsilon(\mathbf{r}(\mathbf{S}))} \frac{d}{dS} \mathbf{r}(S) = \nabla \sqrt{\varepsilon(\mathbf{r}(\mathbf{S}))} \quad (2.12)$$

позволяет найти фазу волны $k\Theta$ через интеграл от диэлектрической проницаемости вдоль луча $\mathbf{r}(\xi)$ и амплитуду волны из условия постоянства интенсивности $I = \sqrt{\varepsilon} F_0^2$ в бесконечно тонкой лучевой трубке сечения $d\Sigma$ [53]:

$$I d\Sigma = \sqrt{\varepsilon} F_0^2 d\Sigma = \text{const.}$$

В равенствах (2.11), (2.12) Θ_0 — начальное значение эйконала, S_0 и S — начальная и конечная длина луча.

В случае турбулентной атмосферы, применяя метод возмущений по малому параметру $\langle |\varepsilon_1| \rangle$, для эйконала можно получить выражение [46, 59]

$$\Theta(\mathbf{m}S) = S - S_0 + \frac{1}{2} \int_{S_0}^S \varepsilon_1(\mathbf{m}\xi) d\xi, \quad (2.13)$$

где $\mathbf{m}$ — единичный вектор начального направления луча.

Выделение в разложении (2.9) фазового множителя $e^{ik\Theta}$ означает суммирование подпоследовательности $e^{ik\Theta} = 1 + ik\Theta + \dots$ всего бесконечного ряда теории возмущений. Следовательно, метод геометрической оптики позволяет учесть в какой-то мере многократное рассеяние на неоднородностях среды. Применимость метода геометрической оптики наряду с требованием плавности изменения параметров среды $l \gg \lambda$ ограничивается условием малости радиуса первой зоны Френеля $\sqrt{\lambda L}$ по сравнению с масштабом неоднородностей

$$\sqrt{\lambda L} \ll l \quad (2.14)$$

и малостью относительной дисперсии флуктуаций амплитуды. Однако, как показывают эксперименты [22, 23] и теоретические расчеты [36], формула (2.13) удовлетворительно описывает флуктуации фазы в значительно более широких пределах изменения длины трассы и турбулентных условий распространения. А разработка усовершенствований метода геометрической оптики [41—43] позволяет проводить анализ статистических свойств интенсивности световых волн без ограничения на размер ее флуктуаций.

2.1.3. Метод плавных возмущений (метод Рытова)

Более широко, чем два предыдущих метода, в задачах распространения в случайно-неоднородных средах используется метод плавных возмущений [59]. Суть метода сводится к следующему. Искомое поле $\varphi(\mathbf{r})$ представляется в виде

$$\varphi(\mathbf{r}) = \exp[\Psi(\mathbf{r})], \quad (2.15)$$

и вместо уравнения (2.4) рассматривается уравнение для комплексной фазы волны $\Psi(\mathbf{r}) = \ln A(\mathbf{r}) + iS(\mathbf{r})$

$$\Delta\Psi + (\nabla\Psi)^2 + k^2(1 + \varepsilon_1) = 0. \quad (2.16)$$

Решение (2.16) ищется в виде ряда по степеням малого параметра $\langle |\varepsilon_1| \rangle$:

$$\Psi = \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_n. \quad (2.17)$$

Уравнения для членов этого ряда получаются в результате подстановки (2.16) в (2.15) и приравнивания слагаемых одинакового порядка малости [59]:

$$\begin{aligned} \Delta\Psi_0 + (\nabla\Psi_0)^2 + k^2 &= 0, \\ \Delta\Psi_1 + 2\nabla\Psi_0\nabla\Psi_1 + k^2\varepsilon_1 &= 0, \\ \Delta\Psi_2 + 2\nabla\Psi_0\nabla\Psi_2 + (\nabla\Psi_1)^2 &= 0, \\ \Delta\Psi_3 + 2\nabla\Psi_0\nabla\Psi_3 + 2\nabla\Psi_1\nabla\Psi_2 &= 0, \\ \dots\dots\dots \\ \Delta\Psi_n + 2\nabla\Psi_0\nabla\Psi_n + 2\nabla\Psi_{n-2}\nabla\Psi_{n-1} &= 0. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Первое уравнение (2.18) соответствует однородной среде. Его решение Ψ_0 позволяет затем последовательно рассчитать все члены ряда (2.17). Обычно в расчетах методом плавных возмущений ограничиваются первым приближением для комплексной фазы волны $\Psi_1(\mathbf{r})$ [59]:

$$\Psi_1(\mathbf{r}) = \frac{k^2}{\varphi_0(\mathbf{r})} \int G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi_0(\mathbf{r}') \varepsilon_1(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (2.19)$$

где $\varphi_0(\mathbf{r}) = \exp[\Psi_0(\mathbf{r})]$. Здесь, как и в методе геометрической оптики, представление (2.15) обеспечивает учет многократного рассеяния на неоднородностях среды. При этом метод плавных возмущений свободен от ограничения (2.14) на длину трассы.

Сравнение вклада третьего члена ряда (2.17) с вкладом первого приближения (2.19) в дисперсию флуктуаций логарифма амплитуды

$$\chi = \ln \frac{A}{A_0} = \operatorname{Re}(\Psi - \Psi_0) \quad (2.20)$$

показывает [59], что область применимости первого приближения метода плавных возмущений ограничена условием

$$\sigma_x^2 = \langle (\chi - \langle \chi \rangle)^2 \rangle < 1. \quad (2.21)$$

Для флуктуации фазы

$$S = \text{Im} (\Psi - \Psi_0) \quad (2.22)$$

первое приближение метода плавных возмущений имеет более широкую область применимости. Это приближение позволяет для S получать правильные результаты и при нарушении условия (2.21), когда производить анализ флуктуаций логарифма амплитуды этим методом нельзя [22, 23, 36].

2.1.4. Параболическое уравнение

Выберем за направление распространения волны ось x и введем функцию $u(\mathbf{r})$ таким образом, что

$$\varphi(\mathbf{r}) = u(\mathbf{r}) e^{ikx}.$$

Комплексная амплитуда поля $u(\mathbf{r})$ удовлетворяет уравнению

$$2ik \frac{\partial u}{\partial x} + \Delta u + k^2 \epsilon_1 u = 0. \quad (2.23)$$

В теории распространения оптических волн в случайно-неоднородных средах [20, 23, 32, 36, 46, 52, 53] широко используется параболическое уравнение, которое получается из (2.23), если пренебречь второй производной $\partial^2 u / \partial x^2$ вдоль направления распространения волны:

$$2ik \frac{\partial u(x, \rho)}{\partial x} + \Delta_\rho u(x, \rho) + k^2 \epsilon_1(x, \rho) u(x, \rho) = 0. \quad (2.24)$$

Здесь Δ_ρ — оператор Лапласа в поперечной к направлению распространения плоскости, $\rho = \{y, z\}$ — двумерный радиус-вектор. Применимость параболического уравнения (2.24) ограничивается наряду с требованием плавности неоднородностей среды

$$l \gg \lambda \quad (2.25)$$

условием малости обратного рассеяния на неоднородностях диэлектрической проницаемости

$$\pi^2 k^2 L \int_{k/\sqrt{2}}^{2k} \Phi_\epsilon(\kappa) \kappa d\kappa \ll 1 \quad (2.26)$$

и условием, связанным с переходом от функции Грина (2.6) волнового уравнения к функции Грина параболического уравнения,

$$\lambda L / l^2 \ll (l / \lambda)^2. \quad (2.27)$$

В атмосфере Земли ($l = l_0$, $\Phi_\epsilon(\kappa)$ описывается формулой (1.13)) все указанные условия хорошо выполняются [53, 59]. Приближение параболического уравнения учитывает многократное рассеяние волн вперед. Дифракционные эффекты учитываются в приближении Френеля. В частности, при использовании параболического

уравнения формула (2.19) метода плавных возмущений приобретает вид

$$\Psi_1(x, \rho) = \frac{k^2}{4\pi} \int_{x_0}^x \frac{dx}{(x-x')} \int \frac{u_0(x', \rho')}{u_0(x, \rho)} \exp \left\{ \frac{ik}{2} \frac{(\rho - \rho')^2}{(x-x')} \right\} \times \\ \times \varepsilon_1(x', \rho') d\rho', \quad (2.28)$$

где $u_0(x, \rho)$ — комплексная амплитуда поля волны в однородной среде.

2.2. Уравнения для статистических моментов поля

Изложенные выше методы решения волнового уравнения применимы при условии малости флуктуаций амплитуды поля. Попытки распространить эти методы на случай сильных флуктуаций, когда ограничения на относительную дисперсию интенсивности волны отсутствуют, были безуспешными. Прогресс в этом направлении был достигнут с помощью методов, основанных на получении уравнений для статистических моментов комплексной амплитуды поля $u(x, \rho)$

$$M_{n,m}(x, \rho_n, \rho'_m) = \langle u(x, \rho_1) \dots u(x, \rho_n) u^*(x, \rho'_1) \dots u^*(x, \rho'_m) \rangle \quad (2.29)$$

и на последующем их решении, где u^* — величина, комплексно сопряженная u .

Вывод уравнений для моментов поля на основе параболического уравнения (2.24) осуществлялся разными способами. Для этого использовались локальный метод малых возмущений [65, 66, 69, 78, 79], метод селективного суммирования [20, 25, 26, 70, 80, 89, 91], марковское приближение [35, 36, 53, 61, 62, 83]. В сконцентрированном виде описание этих методов содержится в [52]. Все они приводят к одному и тому же результату, и уравнения для статистических моментов поля имеют вид [5, 53]:

$$2ik \frac{\partial}{\partial x} \langle u(x, \rho) \rangle + \Delta \rho \langle u \rangle + i \frac{k^3}{4} A_e(x, 0) \langle u \rangle = 0 \quad (2.30)$$

$$2ik \frac{\partial}{\partial x} M_{n,m}(x, \rho_n, \rho'_m) + [\Delta_{\rho_1} + \dots + \Delta_{\rho_n} - \Delta_{\rho'_1} - \dots - \Delta_{\rho'_m}] \times \\ \times M_{n,m}(x, \rho_n, \rho'_m) + i \frac{k^3}{4} Q_{n,m}(x, \rho_n, \rho'_m) M_{n,m}(x, \rho_n, \rho'_m) = 0, \quad (2.31)$$

где

$$Q_{n,m}(x, \rho_n, \rho'_m) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n A(x, \rho_i - \rho_j) - \sum_{k=1}^m \sum_{l=1}^m A(x, \rho'_k - \rho'_l) - \\ - \sum_{i=1}^n \sum_{l=1}^m A(x, \rho_i - \rho'_l) + \sum_{k=1}^m \sum_{l=1}^m A(x, \rho'_k - \rho'_l),$$

$\rho_n = \{\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n\}$, $\underline{n}$ означает изменение индекса от 1 до n , функция

$$A(x, \rho) = 2\pi \int \Phi_\varepsilon(x, |\kappa|) \cos \kappa \rho d\kappa \quad (2.32)$$

выражается через трехмерный спектр флуктуаций диэлектрической проницаемости $\Phi_\varepsilon(x, |\kappa|)$. В случае локально-однородной среды (см. гл. 1) его амплитуда может изменяться вдоль трассы распространения. Отличительной особенностью уравнений (2.30), (2.31) является то, что область их применимости не ограничивается условием малости относительной дисперсии флуктуаций интенсивности.

Для полного статистического описания распространения излучения в турбулентной атмосфере необходимо знать соответствующие законы распределения вероятностей, т. е. всю совокупность статистических моментов поля излучения при любых реализующихся в атмосфере турбулентных условиях распространения. Это трудная и практически невыполнимая задача. Вместе с тем для анализа явлений, сопровождающих распространение оптических пучков в турбулентной атмосфере, достаточно знать низшие статистические моменты поля.

Наибольший практический интерес представляют первые четные моменты $M_{11} = \Gamma_2(x, \rho_1, \rho_2)$ и $M_{22} = \Gamma_4(x, \rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4)$, которые используются для расчетов средней интенсивности

$$\langle I(x, \rho) \rangle = \langle u(x, \rho) u^*(x, \rho) \rangle = \Gamma_2(x, \rho, \rho), \quad (2.33)$$

степени когерентности [14]

$$\gamma(x, \rho_1, \rho_2) = \Gamma_2(x, \rho_1, \rho_2) / [\Gamma_2(x, \rho_1, \rho_1) \Gamma_2(x, \rho_2, \rho_2)]^{1/2}, \quad (2.34)$$

относительной дисперсии

$$\sigma_I^2(x, \rho) = \Gamma_4(x, \rho, \rho, \rho, \rho) / \Gamma_2^2(x, \rho, \rho) - 1, \quad (2.35)$$

коэффициента пространственной корреляции

$$b_I(x, \rho_1, \rho_2) = \frac{\Gamma_4(x, \rho_1, \rho_1, \rho_2, \rho_2) - \Gamma_2(x, \rho_1, \rho_1) \Gamma_2(x, \rho_2, \rho_2)}{\prod_{i=1, 2} [\Gamma_4(x, \rho_i, \rho_i, \rho_i, \rho_i) - \Gamma_2^2(x, \rho_i, \rho_i)]^{1/2}} \quad (2.36)$$

флуктуаций интенсивности и характеристик случайных смещений оптических пучков и изображений источников света.

2.2.1. Функция взаимной когерентности

Функция взаимной когерентности $\Gamma_2(x, \rho_1, \rho_2)$ позволяет характеризовать энергетические и когерентные свойства света в случайно-неоднородной (турбулентной) среде. Уравнение для Γ_2 имеет вид

$$2ik \frac{\partial \Gamma_2}{\partial x} + (\Delta_{\rho_1} - \Delta_{\rho_2}) \Gamma_2 + i \frac{\pi k^3}{2} H(x, \rho) \Gamma_2 = 0, \quad (2.37)$$

где

$$H(x, \rho) = 2 \int \Phi_\varepsilon(x, |\kappa|) [1 - \cos \kappa \rho] d\kappa. \quad (2.38)$$

Пределы применимости уравнения (2.37) в дополнение к (2.25) — (2.27) ограничиваются условиями

$$L \gg |\rho|, \quad kL |\nabla_\rho H(x, \rho)| \ll 1.$$

Последнему неравенству можно [53] придать вид $k\rho_c \gg 1$ (ρ_c — радиус пространственной когерентности волны), т. е. радиус когерентности поля в среде всегда должен оставаться много больше длины волны.

В общем случае при произвольных граничных условиях решение уравнения (2.37) впервые было получено в [26]. Если ввести суммарную $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ и разностную $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ координаты точек наблюдения, то это решение будет иметь вид [53]

$$\begin{aligned} \Gamma_2(x, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = & \frac{k^2}{4\pi^2 (x - x_0)^2} \iint \Gamma_2(x_0, \mathbf{R}', \boldsymbol{\rho}') \times \\ & \times \exp \left\{ i \frac{k}{(x - x_0)} (\mathbf{R} - \mathbf{R}') (\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}') - \frac{\pi k^2}{4} \int_{x_0}^x H \left(\zeta, \boldsymbol{\rho} \frac{\zeta - x_0}{x - x_0} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \boldsymbol{\rho}' \frac{x - \zeta}{x - x_0} \right) d\zeta \right\} d\mathbf{R}' d\boldsymbol{\rho}', \end{aligned} \quad (2.39)$$

где $\Gamma_2(x_0, \mathbf{R}', \boldsymbol{\rho}')$ — функция когерентности поля в начальной плоскости $x' = x_0$.

2.2.2. Функция когерентности четвертого порядка

Функция когерентности четвертого порядка позволяет исследовать флуктуации интенсивности и случайные смещения световых пучков, дрожание изображений источников света в турбулентной среде. Дифференциальное уравнение для функции $\Gamma_4(x, \boldsymbol{\rho}_4)$ содержит 9 переменных:

$$\begin{aligned} 2ik \frac{\partial}{\partial x} \Gamma_4(x, \boldsymbol{\rho}_4) + (\Delta_{\rho_1} - \Delta_{\rho_2} + \Delta_{\rho_3} - \Delta_{\rho_4}) \Gamma_4 + \\ + i\pi \frac{k^3}{2} \sum_{j=1}^3 \sum_{l=2}^4 (-1)^{l+j} H(x, \boldsymbol{\rho}_j - \boldsymbol{\rho}_l) \Gamma_4 = 0, \end{aligned} \quad (2.40)$$

и его решение представляет собой сложную математическую задачу. Впервые асимптотическое решение этого уравнения для сильных флуктуаций интенсивности неограниченных плоской и сферической волн было получено в работах [18, 19, 85]. Для пространственно ограниченных коллимированных пучков света такое решение найдено в [72]. В работе [84] решение уравнения (2.40) получено для случая фокусировки излучения апертурами больших размеров. Поздние решения этого уравнения разными методами для плоской волны рассматривались в [27, 45, 82].

Построение асимптотических решений уравнения для Γ_4 в предельных случаях слабых и сильных флуктуаций интенсивности

возможно по следующей схеме [10, 71, 72, 76]. Запишем решение уравнения (2.40) в интегральном виде

$$\Gamma_4(x, \underline{\rho}_4) = \int \Gamma_4(x_0, \underline{\rho}'_4) G_4(x, x_0; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}'_4) d\underline{\rho}_4, \quad (2.41)$$

где $\Gamma_4(x_0, \underline{\rho}'_4)$ — четвертый момент поля в плоскости источника $x' = x_0$, $G_4(x, x_0; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}'_4)$ — функция Грина, удовлетворяющая уравнению (2.40) и граничному условию

$$G_4(x_0, x_0; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}'_4) = \prod_{i=1}^4 \delta(\rho_i - \rho'_i).$$

Представим функцию Грина в (2.41) в виде двух слагаемых

$$G_4(x, x_0; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}'_4) = G_4^0(x, x_0; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}'_4) + \Delta G_4(x, x_0; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}'_4), \quad (2.42)$$

где ΔG_4 — разность между точным выражением для G_4 и ее приближением G_4^0 . Путем подстановки (2.42) в (2.40) легко убедиться, что функция ΔG_4 удовлетворяет неоднородному уравнению

$$2ik \frac{\partial}{\partial x'} \Delta G_4^0(x', x_0; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}'_4) + (\Delta \rho_1 - \Delta \rho_2 + \Delta \rho_3 - \Delta \rho_4) \Delta G_4 + \\ + i\pi \frac{k^3}{2} \sum_{j=1}^3 \sum_{l=2}^4 (-1)^{l+j} H(x, \underline{\rho}_j - \underline{\rho}_l) \Delta G_4 = \widehat{\mathcal{L}} G_4^0 \quad (2.43)$$

с нулевым граничным условием $\Delta G_4(x_0, x_0; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}'_4) = 0$. В правой части (2.43) стоит результат действия оператора уравнения (2.40) $\widehat{\mathcal{L}}$ на приближенное решение G_4^0 .

Введем функцию Грина уравнения (2.43) $\widehat{G}_4(x', x; \underline{\rho}_4'', \underline{\rho}'_4)$. Записывая с ее помощью решение (2.43) с использованием взаимности G_4 и $\widehat{G}_4$

$$\widehat{G}_4(x', x; \underline{\rho}_4'', \underline{\rho}'_4) = G_4(x, x'; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}_4''),$$

получаем следующее интегральное уравнение:

$$G_4(x, x_0; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}'_4) = G_4^0(x, x_0; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}'_4) + \\ + \int_{x_0}^x dx' \int [\widehat{\mathcal{L}} G_4^0(x', x_0; \underline{\rho}_4'', \underline{\rho}'_4)] G_4(x, x'; \underline{\rho}_4, \underline{\rho}_4'') d\underline{\rho}_4''. \quad (2.44)$$

В области слабых флуктуаций интенсивности ($\beta_0^2 < 1$), когда турбулентные искажения функции Γ_4 малы, удобно в качестве

«пробной» функции G_4^0 воспользоваться функцией Грина для однородной среды:

$$G_4^0(x', x_0; p_4, p_4') = \left(\frac{k}{2\pi(x' - x_0)} \right)^4 \exp \left\{ i \frac{k}{2(x' - x_0)} \sum_{j=1}^4 (p_j - p_j')^2 \right\}. \quad (2.45)$$

В области сильных флуктуаций ($\beta_0^2 \gg 1$), как показывает анализ областей интегрирования, вносящих основной вклад в интеграл (2.41) [72], пробную функцию G_4^0 удобно выбрать в виде суммы попарных произведений функций Грина уравнения для второго момента поля (2.37)

$$G_4^0(x', x_0; p_4, p_4') = G_2(x', x_0; p_2, p_2') G_2(x', x_0; p_{3,4}, p_{3,4}') + \\ + G_2(x', x_0; p_{1,3}, p_{1,3}') G_2(x', x_0; p_{2,4}, p_{2,4}'). \quad (2.46)$$

Здесь

$$G_2(x', x_0; p_{j,l}, p_{j,l}') = \left(\frac{k}{2\pi(x' - x_0)} \right)^2 \exp \left\{ i \frac{k}{2(x' - x_0)} \times \right. \\ \times (p_j - p_l - p_j' + p_l')(p_j + p_l - p_j' - p_l') - \\ \left. - \frac{\pi k^2}{4} \int_{x_0}^{x'} H \left[\frac{x' - x''}{x' - x_0} (p_j' - p_l') - \frac{x'' - x_0}{x' - x_0} (p_j - p_l) \right] \right\} dx''. \quad (2.47)$$

Подставляя (2.44) в (2.41) с использованием (2.45) при $\beta_0^2 < 1$ или (2.46) при $\beta_0^2 \gg 1$ и интегрируя получающееся интегральное уравнение, удастся найти асимптотические выражения для G_4 , соответствующие случаям слабых и сильных флуктуаций интенсивности.

Отметим, что аналогичный подход использован в [73] также и для нахождения моментов интенсивности произвольного порядка в области насыщения флуктуаций.

Пределы применимости уравнения (2.40) наряду с условиями (2.25) — (2.27) ограничиваются неравенствами

$$\lambda \ll \sqrt{\lambda L} \ll L \quad (2.48)$$

в области слабых флуктуаций и

$$\lambda \ll \rho_c \ll L/k\rho_c \ll L \quad (2.49)$$

в области сильных. Эти условия были найдены в работе [28], где проведено исследование применимости марковского приближения при вычислении статистических моментов интенсивности в турбулентной среде. Величины $\sqrt{\lambda L}$, ρ_c , $L/k\rho_c$ характеризуют масштабы пространственной корреляции интенсивности при различных турбулентных условиях распространения. Таким образом, условия

(2.48), (2.49) означают, что любые характерные масштабы флуктуаций поля в среде должны оставаться малыми по сравнению с длиной трассы.

2.2.3. Метод статистического моделирования

В работах [33, 34] на основе параболического уравнения для комплексной амплитуды поля (2.24) развиваются методы статистического моделирования распространения волн в случайно-неоднородных средах. Моделирование среды при этом осуществляется в виде набора статистически независимых плоских экранов со случайными двумерными полями коэффициентов пропускания и набега фазы, между которыми волна испытывает только дифракцию. Многократное повторение на ЭВМ численных экспериментов по рассеянию волны на последовательности этих экранов дает выборку случайных реализаций световых полей $u(x, \rho)$, по которой могут быть определены искомые статистические характеристики излучения.

Как показано в [33], метод статистических испытаний позволяет получать результаты, хорошо согласующиеся с результатами метода геометрической оптики и метода плавных возмущений в области слабых флуктуаций интенсивности.

2.3. Фазовое приближение метода Гюйгенса — Кирхгофа

В задачах распространения волн в случайно-неоднородных средах широко применяется также метод Гюйгенса—Кирхгофа. Суть метода состоит в обобщении [40, 64] интегрального представления решения волнового уравнения (2.4) для однородной среды ($\epsilon_1 \equiv 0$) на плавно-неоднородные среды путем добавления в показатель экспоненты функции Грина (2.6) слагаемого $\tilde{\Psi}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, определяющего случайный набег комплексной фазы при распространении сферической волны из точки $\mathbf{r}'(x_0, \rho')$ в точку $\mathbf{r}(x, \rho)$. В этом случае в приближении френелевской дифракции для поля $\varphi(\mathbf{r})$ в случайно-неоднородной среде будем иметь [23]

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{ke^{ik(x-x_0)}}{2\pi i(x-x_0)} \int \varphi_0(\mathbf{r}') \exp \left\{ ik \frac{(\rho - \rho')^2}{2(x-x_0)} + \tilde{\Psi}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \right\} d\rho'. \quad (2.50)$$

Флуктуирующая часть комплексной фазы сферической волны $\tilde{\Psi}$ связана с полем φ соотношением

$$\varphi(\mathbf{r}) = \exp \left\{ \Psi_0(\mathbf{r}) + \tilde{\Psi}(\mathbf{r}) \right\}$$

и удовлетворяет уравнению

$$2ik \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial x} + \Delta \tilde{\Psi} + 2 \nabla \Psi_0 \nabla \tilde{\Psi} + (\nabla \tilde{\Psi})^2 + k^2 \epsilon_1 = 0. \quad (2.51)$$

Из (2.50), (2.51) следует, что решение задачи распространения при таком подходе сводится по сути дела к нахождению фазы

из уравнения (2.51). Эта задача ничуть не легче, чем решение исходного уравнения (2.4). Пренебрегая в (2.51) нелинейным членом $(\nabla \tilde{\Psi})^2$, приходим к первому приближению метода плавных возмущений ($\tilde{\Psi} = \Psi_1$) (2.28).

Впервые на возможность использования представления поля $\varphi(\mathbf{r})$ в виде интеграла Гюйгенса—Кирхгофа (2.50) при расчетах функций когерентности второго и четвертого порядка в случайных средах было указано в работе [64]. В ней получены интегральные представления для $\Gamma_2(x, \rho_2)$ и $\Gamma_4(x, \rho_4)$ на основе (2.50) в предположении, что $\tilde{\Psi}$ подчиняется гауссову закону распределения вероятностей и статистические характеристики комплексной фазы, возникающие при усреднении по ансамблю выражений для Γ_2 и Γ_4 , могут быть рассчитаны в первом приближении метода плавных возмущений, т. е. предполагалось, что $\tilde{\Psi} = \Psi_1$.

Применение этого подхода для расчета средней интенсивности и функции когерентности второго порядка [37, 88, 92] привело к результатам, совпадающим с результатами решения уравнения для Γ_2 (2.39). Однако уже выражение для Γ_4 , полученное с помощью метода Гюйгенса—Кирхгофа, совпадает с решением уравнения (2.40) лишь для квадратичной среды [15]. В случае колмогоровского спектра турбулентности рассчитанная на основе (2.50) относительная дисперсия интенсивности коллимированного пучка неограниченно растет с увеличением параметра β_0^2 , как и при использовании для ее расчета первого приближения метода плавных возмущений. В то же время для сфокусированного пучка, как показано в [17], формулы работы [64] позволяют получить насыщение относительной дисперсии интенсивности при увеличении размера выходной апертуры.

Дальнейшее развитие этот подход получил в связи с использованием фазового приближения метода Гюйгенса—Кирхгофа (ФПМГК) [8, 9]. Запишем аналогичное (2.50) выражение для комплексной амплитуды поля $u(x, \rho)$, соответствующее решению параболического уравнения (2.24) [46]:

$$u(x, \rho) = \int d\rho' u(x_0, \rho') G(x, x_0; \rho, \rho'), \quad (2.52)$$

где

$$G(x, x_0; \rho, \rho') = \frac{ke^{ik(x-x_0)}}{2\pi i(x-x_0)} \exp \left\{ ik \frac{(\rho - \rho')^2}{2(x-x_0)} + \tilde{\Psi}(x, x_0; \rho, \rho') \right\}. \quad (2.53)$$

В предположении, что фазовые соотношения между полями элементарных сферических волн из разных участков передающей апертуры, складывающимися в точке наблюдения, играют прева-

лирующую роль по сравнению с амплитудными, в [8, 9] было предложено использовать «фазовое» приближение

$$\tilde{\Psi}(x, x_0; \rho, \rho') = i\tilde{S}(x, x_0; \rho, \rho'), \quad (2.54)$$

а расчет случайной фазы $\tilde{S}(x, x_0; \rho, \rho')$ проводить в первом приближении метода геометрической оптики (2.13):

$$\begin{aligned} \tilde{S}(x, x_0; \rho, \rho') &= \frac{k}{2} \int_{S_0}^S \varepsilon_1(m(x, x_0; \rho, \rho'), \zeta) d\zeta = \\ &= \frac{k}{2} \int_{x_0}^x \varepsilon_1\left(x', \rho \frac{x' - x_0}{x - x_0} + \rho' \frac{x - x'}{x - x_0}\right) dx'. \end{aligned} \quad (2.55)$$

Приближение (2.54) дает то же самое выражение для Γ_2 , что и формула (2.50), но позволяет устранить [8, 9] неограниченный рост флуктуаций интенсивности коллимированного пучка, к которому приводят формулы метода Гюйгенса—Кирхгофа [64], и получить результаты для относительной дисперсии интенсивности, согласующиеся с экспериментом [8, 9, 46]. Фазовое приближение среднего поля совпадает с решением соответствующего уравнения для первого момента [46]. Выражение для относительной дисперсии сфокусированного в плоскость наблюдения оптического пучка также совпадает с формулой для σ_I^2 , полученной в результате асимптотического решения уравнения (2.40) в случае фокусировки излучения большими апертурами [17].

В работах [10, 76, 77] проведено математическое обоснование применимости ФПМГК к расчету флуктуаций интенсивности оптического излучения в случайно-неоднородных средах. С этой целью в указанных работах было получено и проанализировано эквивалентное (2.40) интегральное уравнение, которое в качестве свободного члена содержит выражение для четвертого момента Γ_4^K , найденное в фазовом приближении метода Гюйгенса—Кирхгофа (2.52) — (2.55):

$$\Gamma_4^K(x, \rho_4) = \int \Gamma_4(x_0, \rho_4) G_4^K(x, x_0; \rho_4, \rho_4') d\rho_4', \quad (2.56)$$

где

$$\begin{aligned} G_4^K(x, x_0; \rho_4, \rho_4') &= \left(\frac{k}{2\pi(x - x_0)} \right)^4 \exp \left\{ i \frac{k}{2(x - x_0)} \times \right. \\ &\times \sum_{j=1}^4 (-1)^{j-1} (\rho_j - \rho_j')^2 \left. \right\} \left\langle \exp \left\{ i \sum_{j=1}^4 (-1)^{j-1} \tilde{S}(x, x_0; \rho_j, \rho_j') \right\} \right\rangle. \end{aligned} \quad (2.57)$$

Схема получения этого интегрального уравнения та же, что использовалась в предыдущем параграфе при нахождении асимптотических выражений для Γ_4 в области слабых и сильных флуктуаций

интенсивности с той лишь разницей, что в качестве пробной функции Грина G_4^0 в уравнении (2.44) возникает функция G_4^k .

Путем построения ряда Неймана полученного интегрального уравнения и вычисления членов этого ряда удастся установить, что ФПМГК в предельных случаях слабых и сильных флуктуаций интенсивности дает асимптотически строгое описание флуктуаций интенсивности в сфокусированных пучках, если их фокусировка осуществляется апертурами, размер $2a$ которых удовлетворяет условию $\Omega = ka^2/L \gg \beta_0^{84/24}$ при $\beta_0^2 \gg 1$ и $\Omega \gg 1$ при $\beta_0^2 < 1$. Условием применимости этого приближения для пучков, фокусируемых апертурами меньших размеров, и коллимированных пучков является требование, чтобы размер передающей апертуры источника был не меньше радиуса первой зоны Френеля $\Omega \gg 1$. При переходе в дальнюю зону $\Omega \ll 1$ ФПМГК не описывает флуктуации интенсивности. Несомненным достоинством ФПМГК является то, что он позволяет сравнительно простыми численными методами исследовать флуктуации поля лазерного излучения при произвольных значениях параметра β_0^2 , характеризующего турбулентные условия распространения.

В [46] развиваются также другие приближенные методы аппроксимации решения стохастического волнового уравнения: фазовое приближение метода спектрального разложения (ФМПСР) и спектральное фазовое приближение метода Гюйгенса—Кирхгофа (СФПМГК). Как и ФПМГК, эти методы дают выражения для $\langle u \rangle$ и G_2 , совпадающие с решениями соответствующих дифференциальных уравнений. В ФПМСР используется разложение искомого поля по спектру плоских волн и область его применимости при расчетах флуктуаций интенсивности ограничена условием $\Omega \leq 1$. В СФПМГК проводится последовательное разложение пучка по сферическим и плоским волнам. Это позволяет [46] получить равномерное приближение относительной дисперсии слабых и сильных флуктуаций интенсивности оптического пучка при произвольных значениях дифракционного параметра Ω .

2.4. Методы решения задач распространения волн на трассах с отражением в турбулентной среде

Особенности распространения волн на локационных трассах в случайно-неоднородной среде обусловлены корреляцией прямой и обратной волн, проходящих при распространении одни и те же случайные неоднородности. Это не позволяет такого рода задачи интерпретировать как задачи распространения в прямом направлении на трассах удвоенной длины.

Впервые задача расчета характеристик поля волны, дважды прошедшей неоднородную среду от излучателя до рассеивающего тела и обратно, рассматривалась, по-видимому, в [24, 58] для случая одномасштабных неоднородностей с применением физической

теории дифракции [63]. Обобщение подхода [24] на случай турбулентных неоднородностей показателя преломления, включающее использование в (2.50) метода плавных возмущений для функции Грина в неоднородной среде, дано в [13]. Впоследствии при решении задач локации широкое распространение получило непосредственное использование метода плавных возмущений (см. библиографию [11, 39]). В этом случае локационная трасса длиной L заменяется прямой удвоенной трассой $2L$ с флуктуациями диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1(x', \rho)$, удовлетворяющими условию

$$\varepsilon_1(x', \rho) = \varepsilon_1(2L - x', \rho),$$

после чего расчет комплексной фазы отраженной волны проводится по обычным формулам метода плавных возмущений (2.18), (2.19).

Получаемые с использованием метода плавных возмущений результаты относятся к области слабых флуктуаций интенсивности.

Для описания распространения оптических волн на трассах с отражением при произвольных турбулентных условиях можно было бы воспользоваться локальным методом малых возмущений (см. п. 2.2) или другим эквивалентным ему методом. Однако непосредственно получить таким путем уравнения для моментов поля отраженных волн не удастся вследствие невыполнения принципа причинности.

Указанная трудность преодолевается [16] с помощью теоремы взаимности для функций Грина параболических уравнений, описывающих распространение волны в прямом и обратном направлениях.

Действительно, пусть уравнение (2.24)

$$2ik \frac{\partial u(x', \rho')}{\partial x'} + \Delta_{\rho'} u + k^2 \varepsilon_1(x', \rho') u = 0,$$

$$u(x' = x_0, \rho') = u_0(t) \quad (2.58)$$

описывает распространение волны слева направо вдоль оси x' . Решение уравнения (2.58) через функцию Грина имеет вид

$$u(x', \rho') = \int u_0(t) G(x', x_0; \rho', t) dt,$$

где функция $G(x, x_0; \rho, t)$ удовлетворяет уравнению (2.58) с граничным условием $G(x_0, x_0; \rho', t) = \delta(\rho' - t)$.

Пусть в плоскости $x' = x$ происходит отражение волны, и поле на отражающей поверхности записывается [16] в виде

$$u_0^R(\mathbf{r}) = u(x, \mathbf{r}) = \int u(x, \rho') V(\rho', \mathbf{r}) d\rho'.$$

Здесь $V(\rho', \mathbf{r})$ — функция, характеризующая коэффициент отражения поверхности; $u_0^R(\mathbf{r}) = u^R(x' = x, \rho)$, $u^R(x', \rho)$ — комплексная

амплитуда отраженной волны, распространение которой описывается уравнением

$$-2ik \frac{\partial u^R(x', \rho)}{\partial x} + \Delta_\rho u^R + k^2 \varepsilon_1(x', \rho) u^R = 0. \quad (2.59)$$

Функция Грина уравнения (2.59) $G^R(x', x; \rho, \mathbf{r})$ связана в силу сопряженности уравнений (2.58) и (2.59) с функцией G соотношением взаимности

$$G^R(x', x; \rho, \mathbf{r}) = G(x, x'; \mathbf{r}, \rho). \quad (2.60)$$

Это позволяет записать [16] выражение для поля отраженной волны в виде

$$u^R(x', \rho) = \int u_0(\mathbf{t}) G(x, x_0; \rho', \mathbf{t}) G(x, x'; \mathbf{r}, \rho) V(\mathbf{r}, \rho') d\mathbf{t} d\rho d\mathbf{r}.$$

Для конкретных расчетов в случае, когда источник и точка наблюдения находятся в одной плоскости $x' = x_0$, из удобства вводится так называемая локационная функция Грина (ЛФГ) [4, 74, 75]

$$\tilde{G}(x, x_0; \rho', \mathbf{t}; \mathbf{r}, \rho) = G(x, x_0; \rho, \mathbf{t}) G(x, x_0; \mathbf{r}, \rho). \quad (2.61)$$

Поле отраженной волны $u^R(x_0, \rho)$ с использованием выражения (2.61) записывается следующим образом:

$$u^R(x_0, \rho) = \iiint u_0(\mathbf{t}) \tilde{G}(x, x_0; \rho', \mathbf{t}; \mathbf{r}, \rho) V(\mathbf{r}, \rho') d\mathbf{t} d\rho d\mathbf{r}. \quad (2.62)$$

Локационная функция Грина удовлетворяет уравнению

$$2ik \frac{\partial \tilde{G}}{\partial x'} + (\Delta_{\rho'} + \Delta_\rho) \tilde{G} + k^2(\varepsilon_1(x', \rho') + \varepsilon_1(x', \rho)) \tilde{G} = 0 \quad (2.63)$$

с граничным условием

$$\tilde{G}(x_0, x_0; \rho', \mathbf{t}; \mathbf{r}, \rho) = \delta(\rho' - \mathbf{t}) \delta(\mathbf{r} - \rho).$$

В дальнейшем нас будут интересовать моменты отраженного поля порядка $2n$

$$U_{2n}^R(x_0, \underline{\rho}_{2n}) = u^R(x_0, \rho_1) u^{R*}(x_0, \rho_2) \dots u^R(x_0, \rho_{2n-1}) u^{R*}(x_0, \rho_{2n}), \quad (2.64)$$

и статистические средние от них — функции когерентности соответствующего порядка $\Gamma_{2n}^R = \langle U_{2n}^R \rangle$.

При расчете статистических средних $\langle U_{2n}^R \rangle$ будем предполагать статистическую независимость флуктуаций параметров среды и характеристик начального поля и отражателя, которые также могут быть случайными.

Согласно (2.62), функция когерентности порядка $2n$ отраженного поля

$$\Gamma_{2n}^R(x_0, \underline{\rho}_{2n}) = \langle U_{2n}^R(x_0, \underline{\rho}_{2n}) \rangle = \langle u^R(x_0, \underline{\rho}_1) u^{R*}(x_0, \underline{\rho}_2) \dots \\ \dots u^R(x_0, \underline{\rho}_{2n-1}) u^{R*}(x_0, \underline{\rho}_{2n}) \rangle \quad (2.65)$$

имеет вид

$$\Gamma_{2n}^R(x_0, \underline{\rho}_{2n}) = \int \int \int \langle u_{2n}(\underline{t}_{2n}) \rangle \langle V_{2n}(\underline{\rho}'_{2n}, \underline{r}_{2n}) \rangle \times \\ \times \langle \tilde{G}_{2n}(x, x_0; \underline{\rho}'_{2n}, \underline{t}_{2n}; \underline{r}_{2n}, \underline{\rho}_{2n}) \rangle d\underline{\rho}'_{2n} d\underline{t}_{2n} d\underline{r}_{2n}, \quad (2.66)$$

где

$$\tilde{G}_{2n}(x, x_0; \underline{\rho}'_{2n}, \underline{t}_{2n}, \underline{r}_{2n}, \underline{\rho}_{2n}) = \prod_{j=1}^n \tilde{G}(x, x_0; \underline{\rho}'_{2j-1}, \underline{t}_{2j-1}; \\ \underline{r}_{2j-1}, \underline{\rho}_{2j-1}) \tilde{G}^*(x, x_0; \underline{\rho}'_{2j}, \underline{t}_{2j}; \underline{r}_{2j}; \underline{\rho}_{2j}), \\ u_{2n}(\underline{t}_{2n}) = \prod_{j=1}^n u(\underline{t}_{2j-1}) u^*(\underline{t}_{2j}), \\ V_{2n}(\underline{\rho}_{2n}, \underline{r}_{2n}) = \prod_{j=1}^n V(\underline{\rho}'_{2j-1}, \underline{r}_{2j-1}) V^*(\underline{\rho}'_{2j}, \underline{r}_{2j}). \quad (2.67)$$

Таким образом, для расчета функций когерентности $\Gamma_{2n}^R(x_0, \underline{\rho}_{2n})$ поля отраженной волны требуется знать статистические моменты ЛФГ соответствующего порядка. Соотношение взаимности (2.60) сводит задачи распространения на трассах с отражением в случайно-неоднородных средах к задачам распространения только в одном направлении. Параболическое уравнение (2.63) для локационной функции Грина удовлетворяет принципу причинности, и по аналогии с прямым распространением (см. п. 2.2) на его основе могут быть получены уравнения для статистических моментов ЛФГ произвольного порядка [3, 4, 74]:

$$2ik \frac{\partial}{\partial x'} \langle \tilde{G}_{2n}(x', x_0; \underline{\rho}'_{2n}, \underline{t}'_{2n}; \underline{r}_{2n}; \underline{\rho}_{2n}) \rangle + \sum_{j=1}^{2n} (-1)^{j+1} \times \\ \times (\Delta_{\rho'_j} + \Delta_{\rho_j}) \langle \tilde{G}_{2n} \rangle + i\pi \frac{k^3}{2} f_{2n}(\underline{\rho}'_{2n}, \underline{\rho}_{2n}) \langle \tilde{G}_{2n} \rangle = 0, \quad (2.68)$$

где

$$f_{2n}(\underline{\rho}'_{2n}, \underline{\rho}_{2n}) = \sum_{j=1}^{2n-1} \sum_{l=2}^{2n} (-1)^{l+j} [H(\underline{\rho}'_j - \underline{\rho}'_l) + H(\underline{\rho}_j - \underline{\rho}_l)] + \\ + \sum_{j=1}^{2n} \sum_{l=1}^{2n} (-1)^{l+j} H(\underline{\rho}'_j - \underline{\rho}_l).$$

Граничные условия для уравнений (2.68) имеют вид

$$\begin{aligned} \langle \tilde{G}_{2n}(x_0, x_0; \underline{\rho}'_{2n}, \underline{t}_{2n}; \underline{r}_{2n}, \underline{\rho}_{2n}) \rangle &= \prod_{j=1}^n \delta(\underline{\rho}'_{2j-1} - \underline{t}_{2j-1}) \times \\ &\times \delta(\underline{r}_{2j-1} - \underline{\rho}_{2j-1}) \delta^*(\underline{\rho}'_{2j} - \underline{t}_{2j}) \delta^*(\underline{r}_{2j} - \underline{\rho}_{2j}). \end{aligned}$$

Аналогичные уравнения были введены также в работе [21], а в статье [54] были получены уравнения для функций, определяющих первые два момента поля отраженной от идеального безграничного зеркала плоской волны.

Как и при прямом распространении, наибольший практический интерес представляют средняя интенсивность $I^R(x_0, \mathbf{R})$, степень когерентности $\gamma^R(x_0, \underline{\rho}_2)$, а также относительная дисперсия $\sigma_{I,R}^2(x_0, \mathbf{R})$, коэффициент пространственной корреляции $b_{I,R}(x_0, \underline{\rho}_1, \underline{\rho}_2)$ и другие характеристики интенсивности отраженного излучения. Для их расчета необходимы второй $\langle \tilde{G}_2 \rangle$ и четвертый $\langle \tilde{G}_4 \rangle$ моменты ЛФГ.

Уравнения (2.68) имеют сложный вид и не поддаются аналитическому решению даже в случае низших моментов $\langle \tilde{G}_2 \rangle$ и $\langle \tilde{G}_4 \rangle$. Поэтому для анализа статистических характеристик поля отраженного излучения были развиты [3, 4, 12, 74] асимптотически строгие методы решения уравнений для локационной функции Грина второго и четвертого порядков в предельных случаях слабых и сильных флуктуаций интенсивности поля световой волны. Суть этих методов заключается в построении [12] по аналогии с тем, как это делалось в п. 2.2, интегральных уравнений для $\langle G_2 \rangle$ и $\langle G_4 \rangle$, эквивалентных дифференциальным уравнениям (2.68) при $n=1$ и $n=2$, и последующем интегрировании этих интегральных уравнений.

Например, для $\langle \tilde{G}_2 \rangle$ получается интегральное уравнение

$$\begin{aligned} \langle \tilde{G}_2(x, x_0; \underline{\rho}'_2, \underline{t}_2; \underline{r}_2, \underline{\rho}_2) \rangle &= \langle \tilde{G}_2(x, x_0; \underline{\rho}'_2, \underline{t}_2; \underline{r}_2, \underline{\rho}_2) \rangle_0 + \\ &+ \int_{x_0}^x \iiint [\hat{\mathcal{L}} \langle \tilde{G}_2(x', x_0; \underline{\rho}'''_2, \underline{t}_2; \underline{r}_2, \underline{\rho}''_2) \rangle_0] \langle \tilde{G}_2(x, x'; \underline{\rho}'_2, \underline{\rho}'''_2; \underline{\rho}''_2, \underline{\rho}_2) \rangle \times \\ &\times dx' d\underline{\rho}'''_2 d\underline{\rho}''_2, \end{aligned} \quad (2.69)$$

где $\langle \tilde{G}_2 \rangle_0$ — приближенное представление для второго момента ЛФГ, $\hat{\mathcal{L}} \langle \tilde{G}_2 \rangle_0$ — результат действия оператора уравнения (2.68) при

$n=1$ на приближенное решение $\langle \tilde{G}_2 \rangle_0$. В области слабых флуктуаций в качестве $\langle \tilde{G}_2 \rangle_0$ может быть выбрано выражение

$$\langle \tilde{G}_2 \rangle_0 = \left(\frac{k}{2\pi (x - x_0)} \right)^4 \exp \left\{ i \frac{k}{2 (x - x_0)} [(\rho'_1 - \rho'_2 - t_1 + t_2) \times \right. \\ \left. \times (\rho'_1 + \rho'_2 - t_1 - t_2) + (r_1 - r_2 - \rho_1 + \rho_2)(r_1 + r_2 - \rho_1 - \rho_2)] \right\}, \quad (2.70)$$

соответствующее однородной среде, в области сильных — выражение [12]

$$\langle \tilde{G}_2 \rangle_0 = \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \rho'_1, t_1; \rho'_2, t_2) \rangle \langle \tilde{G}^0(x, x_0; r_1, \rho_1; r_2, \rho_2) \rangle + \\ + \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \rho'_1, t_1; r_2, \rho_2) \rangle \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \rho'_2, t_2, r_1, \rho_1) \rangle, \quad (2.71)$$

где

$$\langle \tilde{G}^0(x, x_0; j, l, m, n) \rangle = \left(\frac{k}{2\pi (x - x_0)} \right)^4 \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{k}{2 (x - x_0)} (j - m - l - n)(j + m - l - n) - \right. \\ \left. - \frac{\pi k^2}{4} \int_{x_0}^x H \left(\frac{x - x'}{x - x_0} (l - n) + \frac{x' - x_0}{x - x_0} (j - m) \right) dx' \right\}.$$

Уже первой итерации уравнения (2.69) с использованием (2.70), (2.71) достаточно, чтобы после подстановки результата в (2.66) и вычисления возникающих здесь многократных интегралов получить асимптотическую оценку $\Gamma_2^R(x_0, \underline{\rho}_2)$ с точностью до членов $O(\beta_0^4)$ при $\beta_0^2 < 1$ и $O(\beta_0^{-3/5})$ при $\beta_0^2 \gg 1$.

Аналогичные результаты получаются и при рассмотрении четвертого момента ЛФГ $\langle \tilde{G}_4 \rangle$. Интегральное уравнение для $\langle \tilde{G}_4 \rangle$ также имеет вид (2.69) с невязкой $\hat{\mathcal{L}}[\langle \tilde{G}_4 \rangle_0]$, которая возникает в результате действия оператора уравнения (2.68) при $n=2$ на приближенное решение $\langle \tilde{G}_4 \rangle_0$. При этом функция $\langle \tilde{G}_4 \rangle_0$ имеет вид [12]

$$\langle \tilde{G}_4(x, x_0; \rho_4, t_4; r_4, \rho_4) \rangle_0 = \left(\frac{k}{2\pi (x - x_0)} \right)^4 \prod_{j=1, 3} \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{k}{2 (x - x_0)} [(\rho'_j - \rho_{j+1} - t_j + t_{j+1})(\rho'_j + \rho'_{j+1} - t_j - t_{j+1}) + \right. \\ \left. + (r_j - r_{j+1} - \rho_j + \rho_{j+1})(r_j + r_{j+1} - \rho_j - \rho_{j+1})] \right\} \quad (2.72)$$

при $\beta_0^2 < 1$ и

$$\begin{aligned}
 & \langle \tilde{G}_4(x, x_0; \underline{\rho}_4, \underline{t}_4; \underline{r}_4, \underline{\rho}_4) \rangle_0 = \\
 & = \sum_{i=2,4} \sum_{j=2,4} \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{\rho}_i, \underline{t}_i; \underline{\rho}_i, \underline{t}_i) \rangle \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_1, \underline{\rho}_1; \underline{r}_j, \underline{\rho}_j) \rangle \times \\
 & \times \sum_{k=2,4} \sum_{l=2,4} [\langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{\rho}_3, \underline{t}_3; \underline{\rho}_k, \underline{t}_k) \rangle \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_3, \underline{\rho}_3; \underline{r}_l, \underline{\rho}_l) \rangle + \\
 & + \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_3, \underline{\rho}_3; \underline{\rho}_k, \underline{t}_k) \rangle \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_l, \underline{\rho}_l; \underline{\rho}_3, \underline{t}_3) \rangle] + \\
 & + \sum_{i=2,4} \sum_{j=2,4} \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{\rho}_i, \underline{t}_i; \underline{\rho}_i, \underline{t}_i) \rangle \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_3, \underline{\rho}_3; \underline{r}_j, \underline{\rho}_j) \rangle \times \\
 & \times \sum_{k=2,4} \sum_{l=2,4} \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_1, \underline{\rho}_1; \underline{\rho}_k, \underline{t}_k) \rangle \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_l, \underline{\rho}_l; \underline{\rho}_3, \underline{t}_3) \rangle + \\
 & + \sum_{i=2,4} \sum_{j=2,4} \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{\rho}_3, \underline{t}_3; \underline{\rho}_i, \underline{t}_i) \rangle \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_1, \underline{\rho}_1; \underline{r}_j, \underline{\rho}_j) \rangle \times \\
 & \times \sum_{k=2,4} \sum_{l=2,4} \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{\rho}_3, \underline{r}_3; \underline{\rho}_k, \underline{t}_k) \rangle \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_l, \underline{\rho}_l; \underline{\rho}_1, \underline{t}_1) \rangle + \\
 & + \sum_{i=2,4} \sum_{j=2,4} \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_1, \underline{\rho}_1; \underline{\rho}_i, \underline{t}_i) \rangle \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_j, \underline{\rho}_j; \underline{\rho}_1, \underline{t}_1) \rangle \times \\
 & \times \sum_{k=2,4} \sum_{l=2,4} [\langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{\rho}_3, \underline{t}_3; \underline{\rho}_k, \underline{t}_k) \rangle \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_3, \underline{\rho}_3; \underline{r}_l, \underline{\rho}_l) \rangle + \\
 & + \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_3, \underline{\rho}_3; \underline{\rho}_k, \underline{t}_k) \rangle \langle \tilde{G}^0(x, x_0; \underline{r}_l, \underline{\rho}_l; \underline{\rho}_3, \underline{t}_3) \rangle], \quad (2.73)
 \end{aligned}$$

при $\beta_0^2 \gg 1$, где при перемножении двойных сумм $\sum_{i=2,4} \sum_{j=2,4}$ и

$\sum_{k=2,4} \sum_{l=2,4}$ отбираются произведения, индексы аргументов сомножителей которых удовлетворяют условию $i \neq k, j \neq l$.

Таким образом, результаты построения асимптотических решений уравнений для $\langle G_2 \rangle$ и $\langle G_4 \rangle$ позволяют провести анализ влияния турбулентности атмосферы на отраженное лазерное излучение в характерных по условиям распространения случаях слабых ($\beta_0^2 < 1$) и сильных ($\beta_0^2 \gg 1$) флуктуаций интенсивности.

Отсутствие возможностей аналитического расчета статистических характеристик лазерного излучения на трассах с отражением при помощи строгих методов в промежуточной по параметру β_0^2 области между слабыми и сильными флуктуациями вынуждает обращаться в этом случае к приближенным методам, таким, например, как фазовое приближение метода Гюйгенса—Кирхгофа.

Последовательное применение этого метода на прямой и обратной трассах [1, 2, 11, 12] позволяет записать выражение для моментов отраженного поля в виде квадратур, поддающихся численному анализу. Выражение для комплексной амплитуды поля отраженного излучения в ФПМГК имеет вид [1]

$$u^R(x_0, \rho) = \frac{k^2 e^{i2k(x-x_0)}}{4\pi^2(x-x_0)^2} \int u_0(t) \exp \left\{ i\tilde{S}(x, x_0; \rho', t) + \right. \\ \left. + i\tilde{S}(x_0, x; \rho, r) + i \frac{k}{2(x-x_0)} [(\rho' - t)^2 + (\rho - r)^2] \right\} V(r, \rho') dt d\rho dr, \quad (2.74)$$

где $\tilde{S}(x, x_0; \rho', t)$ и $\tilde{S}(x_0, x; \rho, r)$ — случайные фазовые набегии элементарных сферических волн, распространяющихся из точек (x_0, t) и (x, r) в точки (x, ρ') и (x_0, ρ) соответственно. Погрешность, допускаемая при использовании ФПМГК для решения задач локации, оценена в [46] на примере среднего значения и относительной дисперсии интенсивности отраженных волн.

В заключение необходимо назвать работы [6, 44, 47, 48], которые хоть и не связаны непосредственно с рассматриваемыми здесь методами расчета статистических моментов поля лазерного излучения на локационных трассах, но затрагивают близкие вопросы. Указанные работы направлены на построение решения трехмерного стохастического волнового уравнения Гельмгольца (2.4). Успехи в развитии статистической дифракционной теории распространения света [20, 36, 52, 53], основывающейся на параболическом уравнении «квантооптики», в немалой степени связаны с тем обстоятельством, что волна в этом случае удовлетворяет принципу причинности. Задача решения трехмерного волнового уравнения является краевой, и, следовательно, для нее принцип причинности не выполняется.

В работах [6, 44, 47, 48] исходная трехмерная краевая задача распространения сводится либо методом инвариантного погружения [6, 36], либо путем построения решения волнового уравнения в виде ряда по кратности обратного рассеяния [44, 47, 48] к решению уравнений, уже удовлетворяющих условиям динамической причинности. Такая формулировка задачи, с одной стороны, позволяет получить [48, 55] уточненные решения уравнений для низших статистических моментов поля прямой волны, свободные от ограничений френелевского (2.27) и малоуглового (2.48), (2.49) приближений, а с другой — построить и в простейших случаях решить уравнения для статистических моментов поля отраженной от слоя случайно-неоднородной среды волны [44, 48, 56, 57, 67, 68]. Последняя задача представляет значительный интерес для разработки методов зондирования случайно-неоднородных сред, в том числе методов лазерного зондирования параметров атмосферы Земли [30, 46, 49].

2.5. Модели лазерного источника и отражающей поверхности

Распределение комплексной амплитуды поля одномодового лазерного источника на выходе передающей оптической системы обычно [23, 32, 46] задается в виде гауссова пучка

$$u_0(\rho) = u_0 \exp \left\{ -\frac{\rho^2}{2a^2} - ik \frac{\rho^2}{2F} \right\}, \quad (2.75)$$

где a — эффективный радиус пучка, F и u_0 — соответственно радиус кривизны фазового фронта и амплитуда поля на оси пучка. Для коллимированного пучка $F^{-1}=0$, для расходящегося и сфокусированного — соответственно $F < 0$ и $F > 0$. Мощность лазерного источника $P = |u_0|^2 \pi a^2$.

Если поле источника близко к полю плоской волны, то $u(\rho) = u_0 = \text{const}$, при работе в режиме сферической волны $u(\rho) = 2\pi \times \times u_0 \delta(k\rho)$. Режим сферической и плоской волн может реализоваться и при выполнении менее строгих соотношений. Чтобы считать, что лазерный источник работает в режиме плоской волны, в условиях слабых флуктуаций интенсивности достаточно наложить ограничение $g = [(L/F)^2 + \Omega^{-2}]^{1/2} \ll 1$, где $\Omega = ka^2/L$. В области сильных флуктуаций аналогичное требование имеет вид $g \ll \ll \beta_0^{-1/2}$. Режим сферической волны определяется условиями: $g \gg 1$ в случае слабых флуктуаций и $g \gg \beta_0^{1/2}$, если турбулентные искажения на трассе велики ($\beta_0^2 \gg 1$).

Реальные лазерные источники являются частично когерентными в пространстве и во времени. Для «спектрально-чистых» квазимонохроматических источников функцию взаимной когерентности начального поля $\Gamma_2(x_0, \underline{\rho}_2, \underline{\tau}_2)$ можно представить [51] в виде произведения функций пространственной и временной когерентности:

$$\Gamma_2(x_0, \underline{\rho}_2, \underline{\tau}_2) = \Gamma_2(x_0, \underline{\rho}_2) \Gamma_2(x_0, \underline{\tau}_2). \quad (2.76)$$

Функция пространственной когерентности $\Gamma_2(x_0, \underline{\rho}_2)$ обычно задается в виде [7, 23, 46]

$$\begin{aligned} \Gamma_2(x_0, \underline{\rho}_2) &= \Gamma_2(x_0, \mathbf{R}, \rho) = \\ &= |u_0|^2 \exp \left\{ -\frac{R^2}{a^2} - \frac{\rho^2}{4a^2} - ik \frac{R\rho}{F} - \frac{\rho^2}{4a_k^2} \right\}, \end{aligned} \quad (2.77)$$

где a_k — радиус пространственной когерентности поля источника. Переход к полностью когерентному пучку (2.75) здесь осуществляется при $a_k \rightarrow \infty$.

Функция $V(\rho', \mathbf{r})$, характеризующая свойства отражающей поверхности, задается [12] следующим образом. Если отражение происходит от плоского зеркала, то

$$V(\rho', \mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \delta(\rho' - \mathbf{r}), \quad (2.78)$$

если отражатель уголкового, то

$$V(\mathbf{r}', \mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r}' + \mathbf{r}), \quad (2.79)$$

где $A(\mathbf{r}) = V_0 \exp \{-r^2/2a_r^2\}$, a_r — эффективный радиус отражателя, V_0 — амплитудный множитель. В случае точечного отражателя

$$A(\mathbf{r}) = 2\pi V_0 \delta(k\mathbf{r}), \quad (2.80)$$

для «безграничного» отражателя

$$A(\mathbf{r}) = V_0. \quad (2.81)$$

По аналогии с моделью лазерного источника отражатель приближенно можно считать точечным, если его дифракционный размер $\Omega_r = ka_r^2/L$ удовлетворяет, в зависимости от турбулентных условий распространения, соотношениям $\Omega_r \ll 1$ при $\beta_0^2 < 1$ или $\Omega_r \ll \beta_0^{-12/5}$ при $\beta_0^2 \gg 1$. Соответственно отражатель можно считать безграничным, если $\Omega_r \gg 1$ ($\beta_0^2 < 1$) или $\Omega_r \gg \beta_0^{12/5}$ ($\beta_0^2 \gg 1$).

Важной моделью рассеивающей поверхности является ламбертовская [49, 50]. Эта модель широко используется при описании рассеяния от шероховатых поверхностей и, в частности, рассеяния лазерного излучения на атмосферном аэрозоле [49, 50, 81, 86, 90]. Для ламбертовской поверхности среднее $\langle V(\rho'_1, \mathbf{r}_1) \times V^*(\rho'_2, \mathbf{r}_2) \rangle = \langle V_2(\rho'_2, \mathbf{r}_2) \rangle$ задается в виде [49, 50]

$$\begin{aligned} \langle V_2(\rho'_2, \mathbf{r}_2) \rangle &= \frac{2J_1(k|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)}{k|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} A(\mathbf{r}_1) A^*(\mathbf{r}_2) \delta(\rho'_1 - \mathbf{r}_1) \delta(\rho'_2 - \mathbf{r}_2) \approx \\ &\approx \frac{4\pi}{k^2} A(\mathbf{r}_1) A^*(\mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\rho'_1 - \mathbf{r}_1) \delta(\rho'_2 - \mathbf{r}_2), \end{aligned} \quad (2.82)$$

где $J_1(z)$ — функция Бесселя 1-го порядка. Использование (2.82) соответствует (в приближении Кирхгофа [53]) заданию дельта-коррелированных флуктуаций граничного поля $u(x, \mathbf{r})$ на отражателе. При этом выполняется равенство

$$\langle u(x, \mathbf{r}_1) u^*(x, \mathbf{r}_2) \rangle = \frac{4\pi}{k^2} \langle I(x, \mathbf{r}_1) \rangle \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) A(\mathbf{r}_1) A^*(\mathbf{r}_2), \quad (2.83)$$

где $\langle I(x, \mathbf{r}) \rangle$ — средняя интенсивность поля в падающей волне. Такое задание граничного поля аналогично заданию граничного поля некогерентного источника [23]. Согласно [87], модель (2.83) применима, если радиус когерентности падающей на отражатель волны значительно превышает масштаб корреляции неровностей отражающей поверхности. Можно показать, что лучевая интенсивность волнового поля, создаваемого пространственно некогерентным источником (2.83), в ближней зоне $\Omega_r \gg 1$ не зависит от направления, т. е. такой источник можно считать ламбертовским.

ГЛАВА 3. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ И СРЕДНЯЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКАХ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

При распространении лазерных пучков в турбулентной атмосфере происходит их уширение и, следовательно, уменьшение интенсивности поля излучения в приосевой области. Если пучок перехватывается приемной апертурой не полностью, это приводит к снижению уровня принимаемых сигналов, которое можно интерпретировать как кажущееся понижение прозрачности атмосферы, связанное с турбулентностью.

Основной причиной турбулентного уширения лазерного пучка в атмосфере является нарушение пространственной когерентности. Когерентность излучения определяет способность света создавать интерференционную картину и характеризуется комплексной степенью когерентности [7]. Чем выше когерентность излучения (пространственная и временная), тем сильнее сказывается искажающее влияние турбулентности атмосферы на его свойства.

Как показано в [1], в условиях, обычно выполняющихся на практике, пространственно-временную корреляционную функцию поля можно представить в факторизованном виде через пространственную и временную функции взаимной когерентности. Более существенное влияние турбулентность атмосферы оказывает на пространственную когерентность излучения. Поэтому в данной главе основное внимание уделяется рассмотрению турбулентных искажений пространственной когерентности поля и распределения интенсивности в поперечном сечении пучка. Анализируется влияние турбулентности на когерентность и размер изображения источника света за приемной линзой телескопа.

3.1. Нарушение пространственной когерентности в лазерных пучках

Информацию о влиянии случайных неоднородностей диэлектрической проницаемости воздуха на когерентные свойства лазерного излучения в турбулентной атмосфере содержит функция взаимной когерентности поля $\Gamma_2(x, \rho_2)$, удовлетворяющая уравнению (2.37). Решение указанного уравнения методом характеристик [15] приводит к выражению (2.39).

В частных случаях работы лазерного источника в режимах плоской ($u(\rho) = u_0$) и сферической ($u(\rho) = 2\pi u_0 \delta(k\rho)$) волн интегрирование в (2.39) удастся выполнить строго. В итоге для плоской волны получаем

$$\Gamma_2(x, \rho) = |u_0|^2 \exp \left\{ -\frac{\pi k^2}{4} \int_{x_0}^x H(\xi, \rho) d\xi \right\}. \quad (3.1)$$

Определим радиус пространственной когерентности поля из условия спадания модуля степени когерентности (2.34) до уровня e^{-1} . Тогда в случае чисто степенного колмогоровского спектра турбулентности (1.13) для радиуса когерентности поля плоской волны ρ_n из (2.34), (3.1) находим

$$\tilde{\rho}_n = \left[1,45 k^2 L \int_0^1 C_n^2(\xi L) d\xi \right]^{-3/5} \quad (3.2)$$

или

$$\rho_n = (1,45 C_n^2 k^2 L)^{-3/5}, \quad (3.3)$$

если трасса однородная ($C_n^2(\xi L) = \text{const}$).

Аналогичное (3.1) выражение для функции взаимной когерентности поля сферической волны имеет вид

$$\Gamma_2(x, \rho) = |u_0|^2 \left(\frac{k}{2\pi L} \right)^2 \exp \left\{ -\pi \frac{k^2}{4} \int_{x_0}^x H \left(\xi, \rho \left(1 - \frac{\xi}{x - x_0} \right) \right) d\xi \right\}. \quad (3.4)$$

Радиус пространственной когерентности ρ_s в этом случае определяется формулами

$$\tilde{\rho}_s = \left[1,45 k^2 L \int_0^1 C_n^2(\xi L) (1 - \xi)^{5/3} d\xi \right]^{-3/5} \quad (3.5)$$

или

$$\rho_s = (0,55 C_n^2 k^2 L)^{-3/5} = \left(\frac{3}{8} \right)^{-3/5} \rho_n \approx \sqrt{3} \rho_n \quad (3.6)$$

при неизменном вдоль трассы значении структурной характеристики C_n^2 .

В общем случае выполнить аналитически интегрирование в (2.39) для атмосферного спектра турбулентности (1.13) невозможно. Поэтому обычно [14] в выражении для $\Gamma_2(x, R, \rho)$ (2.39) используется приближенная замена

$$\begin{aligned} & \exp \left\{ -\frac{\pi k^2}{4} \int_{x_0}^x H \left[\rho \frac{\xi}{x - x_0} + \rho' \left(1 - \frac{\xi}{x - x_0} \right) \right] d\xi \right\} = \\ & = \exp \left\{ -\rho_n^{-5/3} \int_0^1 \frac{C_n^2(\xi L)}{C_n^2} \left| \xi \rho + (1 - \xi) \rho' \right|^{5/3} d\xi \right\} \approx \\ & \approx \exp \left\{ -\rho_n^{-2} \int_0^1 [C_n^2(\xi L)/C_n^2]^{5/3} \left| \xi \rho + (1 - \xi) \rho' \right|^2 d\xi \right\}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

позволяющая проинтегрировать по векторной переменной ρ' . В результате для $\Gamma_2(x, R, \rho)$ удается получить простую формулу,

которая для однородной трассы приобретает аналитический вид [14]

$$\Gamma_2(x, R, \rho) = |u_0|^2 \left(\frac{a}{a_s}\right)^2 \exp \left\{ -\frac{\rho^2}{4\rho_a^2} - \frac{R^2}{a_s^2} + i \frac{\gamma}{a_s^2} R\rho \right\}. \quad (3.8)$$

Здесь

$$a_s^2 = a_s^2(L) = a^2 \left[\left(1 - \frac{L}{F}\right)^2 + \Omega^{-2} \left(1 + \frac{a^2}{a_k^2} + \frac{4}{3} \frac{a^2}{\rho_n^2}\right) \right], \quad (3.9)$$

$$\rho_a^2 = a_s^2 \left\{ 1 + \frac{a^2}{a_k^2} + 4 \frac{a^2}{\rho_n^2} \left[1 - \frac{L}{F} + \frac{1}{3} \left(\frac{L}{F}\right)^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{3} \Omega^{-2} \left(1 + \frac{a^2}{a_k^2}\right) \right] + \frac{4}{3} \Omega^{-2} \left(\frac{a}{\rho_n}\right)^4 \right\}^{-1}, \quad (3.10)$$

$$\gamma = \Omega^{-1} \left(1 + \frac{a^2}{a_k^2} + 2 \frac{a^2}{\rho_n^2}\right) - \frac{ka^2}{F} \left(1 - \frac{L}{F}\right). \quad (3.11)$$

Из (2.34), (3.8)–(3.11) следует, что радиус пространственной когерентности ρ_c в общем случае определяется соотношением

$$\frac{\rho_c^2}{\rho_n^2} = \frac{\left(1 - \frac{L}{F}\right)^2 + \Omega^{-2} \left(1 + \frac{a^2}{a_k^2}\right) + \frac{4}{3} \frac{q}{\Omega}}{1 - \frac{L}{F} + \frac{1}{3} \left(\frac{L}{F}\right)^2 + \frac{1}{3} \Omega^{-2} \left(1 + \frac{a^2}{a_k^2}\right) + \frac{1}{3} \frac{q}{\Omega} + \frac{1}{4} \frac{a^2}{a_k^2} (q\Omega)^{-1}} = \\ = \varphi\left(\Omega, \frac{L}{F}, a/a_k, q\right) \quad (3.12)$$

и зависит от числа Френеля передающей апертуры Ω , параметра фокусировки L/F , отношения a_k/a и величины $q = L/(k\rho_n^2)$, связанной с параметром турбулентности β_0^2 равенством $q = 1,22\beta_0^{12/5}$. Для полностью когерентного ($a/a_k = 0$) коллимированного ($L/F = 0$) пучка из (3.12) имеем

$$\frac{\rho_c^2}{\rho_n^2} = \frac{3(1 + \Omega^{-2}) + 4q\Omega^{-1}}{3 + \Omega^{-2} + q\Omega^{-1}}. \quad (3.13)$$

Отсюда следует, что в области слабых флуктуаций ($q < 1$) радиус когерентности поля с уменьшением параметра Ω монотонно возрастает от значения $\rho_c = \rho_n$, соответствующего радиусу когерентности плоской волны, до значения $\rho_c = \rho_s = \sqrt{3}\rho_n$, соответствующего радиусу когерентности сферической волны (3.6). В режиме сильных флуктуаций ($q \gg 1$) в области значений Ω , определяемой условием $q^{-1} \ll \Omega \ll q$, имеет место дифракционное возрастание пространственной когерентности пучка [14]. В этой области значений Ω радиус когерентности поля превышает масштабы пространственной когерентности и плоской и сферической

волн. Максимум функции $\varphi(\Omega, 0, 0, q)$ по параметру Ω определяется приближенным равенством $\varphi \approx 4(1 - 3q^{-1/2})$ [14], и, следовательно, в пределе радиус когерентности пространственно ограниченного пучка может достигать величины $\rho_c = 2\rho_p$.

Результаты для области сильных флуктуаций остаются справедливыми и при фокусировке излучения в плоскость наблюдения ($L/F=1$), если выполнено условие $q \gg \Omega$. В противоположном случае ($q \ll \Omega$) масштаб пространственной когерентности поля

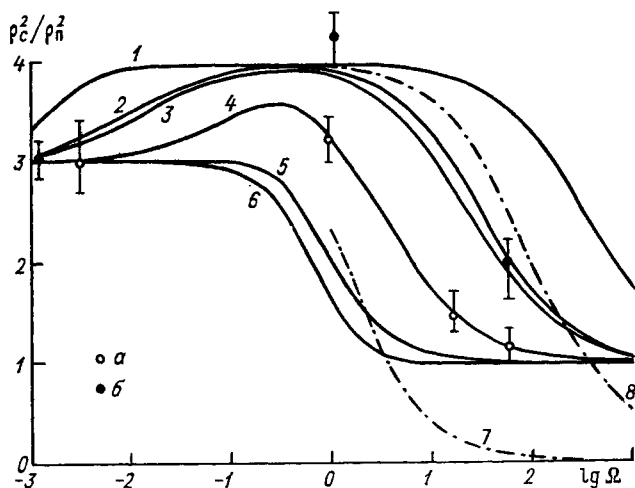


Рис. 3.1. Радиус пространственной когерентности в зависимости от числа Френеля передающей апертуры Ω .

Значки — данные измерений при $L/F=0$: а) $q=10$; б) $q=10^2$. Вертикальные отрезки — доверительный интервал.

Кривая. . .	1	2	3	4	5	6	7	8
q . . .	10^3	10^2	75	10	1	10^{-1}	1	10^2
L/F . . .	0	0	0	0	0	0	1	1

сфокусированного пучка определяется диаметром этого пучка в однородной среде $\rho_c = 2L/ka$ и может принимать значения, существенно меньшие, чем радиус когерентности плоской волны ρ_p . Зависимость функции φ от параметров Ω , L/F и q иллюстрирует рис. 3.1 [14].

В частично когерентных пучках также возникает дифракционное увеличение когерентности, однако область его существования, согласно [14], определяется теперь условием $a^2/qa_K^2 \ll \Omega \ll q$, $q \gg a/a_K$, включающим параметр начальной когерентности излучения a_K .

Из формулы (3.12) следует, что с увеличением эффективной турбулентной толщи, проходимой излучением в атмосфере, зависимость радиуса когерентности от размеров выходной апертуры и начальной когерентности поля ослабевает. В пределе ($q \rightarrow \infty$)

радиус когерентности пучка асимптотически стремится к значению $\rho_c = 2\rho_{\pi}$ независимо от исходных дифракционных параметров и когерентности источника. Известно [9], что при распространении частично когерентного излучения в турбулентной атмосфере его пространственная когерентность, с одной стороны, растет вследствие дифракции на выходной апертуре и масштабе a_k , а с другой — уменьшается из-за рассеяния на турбулентных неоднородностях диэлектрической проницаемости воздуха. Как показано в [3], полная потеря зависимости от начального радиуса когерентности a_k с увеличением турбулентной толщи наступает тогда, когда масштаб пространственной когерентности частично когерентного пучка в однородной среде ($q=0$) достигает значения, соответствующего масштабу когерентности пучка такого же дифракционного размера в турбулентной среде, но полностью когерентного в начальной плоскости.

Формула (3.12) позволяет рассчитывать радиус когерентности гауссовых пучков практически при любых реализующихся в турбулентной атмосфере условиях распространения. Допускаемая при этом относительная погрешность расчета ρ_c вследствие использования квадратической аппроксимации (3.7) не превышает 12 % [14]. Обобщение (3.12) на неоднородные трассы ($C_n^2(\xi L) \neq \text{const}$) производится путем замены параметра ρ_{π} на величину $\tilde{\rho}_{\pi}$ (3.2).

3.2. Средняя интенсивность лазерных пучков в турбулентной атмосфере

Функция взаимной когерентности $\Gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho)$ содержит также информацию о распределении средней интенсивности в поперечном сечении пучка и угловой структуре рассеянного излучения. Покажем это, следуя работе [8]. Перейдем от функции $\Gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho)$ к лучевой интенсивности

$$J(x, \mathbf{R}, \theta) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \int e^{-ik\theta\rho} \Gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho) d\rho. \quad (3.14)$$

Согласно [8], лучевая интенсивность (3.14) в турбулентной среде может быть представлена в виде свертки лучевой интенсивности в однородной среде $J^0(x, \mathbf{R}, \theta)$ и функции $W_2(x, \mathbf{R}, \theta)$, характеризующей влияние турбулентности:

$$J(x, \mathbf{R}, \theta) = \iint J^0(x, \mathbf{R}', \theta') W_2(x, \mathbf{R} - \mathbf{R}', \theta - \theta') d\mathbf{R}' d\theta'. \quad (3.15)$$

Аналогичное представление для $\Gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho)$ имеет вид [8]

$$\Gamma_2(x, \mathbf{R}, \rho) = \int \Gamma_2^0(x, \mathbf{R}', \rho) M(x, \mathbf{R} - \mathbf{R}', \rho) d\mathbf{R}',$$

где $\Gamma_2^0(x, \mathbf{R}, \rho)$ — функция когерентности в однородной среде.

Функции $W_2(x, \mathbf{R}, \theta)$ и $M(x, \mathbf{R}, \rho)$ связаны между собой соотношением

$$W_2(x, \mathbf{R}, \theta) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \int e^{-ik\theta\rho} M(x, \mathbf{R}, \rho) d\rho, \quad (3.16)$$

где

$$M(x, \mathbf{R}, \rho) = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \int \exp \left\{ i \frac{k}{L} \mathbf{R}(\rho - \rho') - \frac{\pi k^2}{4} \times \right. \\ \left. \times \int_{x_0}^x H\left(\xi, \rho \frac{\xi}{L} + \rho' \frac{x - \xi}{L}\right) d\xi \right\} d\rho'. \quad (3.17)$$

Из (3.17), (3.16) следует, что функция $W_2(x, \mathbf{R}, \theta)$ удовлетворяет условию нормировки

$$\int W_2(x, \mathbf{R}, \theta) d\theta d\mathbf{R} = 1$$

и имеет смысл совместной плотности вероятности отклонений под действием случайных неоднородностей поперечных координат и углов распространения лучей от их положения и направления в однородной среде.

Средняя интенсивность пучка $\langle I(x, \mathbf{R}) \rangle = \int d\theta J(x, \mathbf{R}, \theta)$ находится в результате интегрирования (3.15) по всем углам распространения θ :

$$\begin{aligned} \langle I(x, \mathbf{R}) \rangle &= \int I^0(x, \mathbf{R}') W_1(x, \mathbf{R} - \mathbf{R}') d\mathbf{R}' = \\ &= \int I^0(x, \mathbf{R} - \mathbf{R}') W_1(x, \mathbf{R}') d\mathbf{R}', \end{aligned} \quad (3.18)$$

где $I^0(x, \mathbf{R})$ — распределение интенсивности в однородной среде. Функция

$$W_1(x, \mathbf{R}) = \int W_2(x, \mathbf{R}, \theta) d\theta = M(x, \mathbf{R}, 0) \quad (3.19)$$

определяет плотность вероятности случайных отклонений поперечных координат лучей $\mathbf{R}(x)$ от их положения в однородной среде. Это позволяет переписать (3.18) в виде

$$\langle I(x, \mathbf{R}) \rangle = \langle I^0(x, \mathbf{R} - \mathbf{R}(x)) \rangle,$$

откуда видно, что средняя интенсивность может интерпретироваться как результат усреднения по случайным координатам $\mathbf{R}(x)$ волновых пучков, распределение интенсивности которых совпадает в каждой реализации с распределением в однородной среде.

Функция $W_1(x, \mathbf{R})$ является фурье-преобразованием от функции когерентности сферической волны (сравним (3.19) и (3.4)). Следовательно, масштаб спада функции $W_1 \rightarrow \sigma_R$ равен

$$\sigma_R = L/k\tilde{\rho}_s,$$

где $\tilde{\rho}_s$ определяется выражением (3.5). Величину σ_R можно рассматривать также как среднее квадратическое отклонение поперечных координат от их среднего положения.

Масштабом изменения $I^0(x, \mathbf{R})$ в поперечном направлении является дифракционный размер пучка d_d . Таким образом, если выполняется условие $d_d \ll \sigma_R$, то (3.18) можно приближенно представить в виде

$$\langle I(x, \mathbf{R}) \rangle = W_1(x, \mathbf{R}) = \int I^0(x, \mathbf{R}') d\mathbf{R}' = P \cdot W_1(x, \mathbf{R}),$$

где P — полный поток энергии волнового пучка. В этом случае средняя интенсивность практически не зависит от начального распределения $I^0(x_0, R)$, а определяется лишь функцией $W_1(x_0, R)$, характеризующей воздействие турбулентности. При обратном условии $d_d \gg \sigma_R$ выражение (3.18) приобретает вид

$$\langle I(x, \mathbf{R}) \rangle = I^0(x, \mathbf{R} - \langle \mathbf{R}(x) \rangle).$$

Интегрирование функции W_2 (3.16) по поперечным координатам $\mathbf{R}$ позволяет получить выражение для функции $W_1(x, \theta)$, дающей информацию о перераспределении углов распространения лучей в турбулентной среде:

$$W_1(x, \theta) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \exp \left\{ -ik \theta \rho' - \pi \frac{k^2 L}{4} \int_0^1 H(\xi L, \rho') d\xi \right\} d\rho',$$

откуда следует, что турбулентность приводит к случайным вариациям направления распространения волны с дисперсией

$$\sigma_\theta^2 = (k \tilde{\rho}_n)^{-2},$$

значение которой определяется радиусом когерентности плоской волны (3.2).

3.2.1. Средняя интенсивность гауссова пучка

Конкретное выражение для средней интенсивности гауссова пучка в турбулентной атмосфере может быть получено, например, из (3.8) при $\rho = 0$:

$$\langle I(x, \mathbf{R}) \rangle = \Gamma_2(x, \mathbf{R}, 0) = |u_0|^2 \left(\frac{a}{a_0} \right)^2 \exp \left\{ -\frac{R^2}{a_0^2} \right\}. \quad (3.20)$$

Здесь средний эффективный радиус пучка a_0 , рассчитываемый из условия $\langle I(x, a_0) \rangle = e^{-1}$, определяется формулой (3.9).

Если не прибегать к аппроксимации (3.7), то для средней интенсивности $\langle I(x, \mathbf{R}) \rangle$ в случае спектра турбулентности (1.13) будем иметь

$$\langle I(x, \mathbf{R}) \rangle = I^0(x) \int_0^\infty J_0\left(2 \frac{R}{a_d} t^{1/2}\right) \exp\left\{-t - \frac{1}{2} D_s\left(\frac{2a}{g_1}\right) t^{5/6}\right\} dt, \quad (3.21)$$

$$\text{где} \quad I^0(x) = I^0(x, 0) = |u_0|^2 a^2/a_d^2, \quad (3.22)$$

$$a_d = d_d/2 = Lg_1/ka$$

— радиус пучка в однородной среде, $g_1^2 = 1 + \Omega^2(1 - L/F)^2 + a^2/a_{\kappa}^2$, $J_0(z)$ — функция Бесселя нулевого порядка, $R = |\mathbf{R}|$, $D_s(z) = = 1,1 C^2_n k^2 L z^{5/3}$.

Из (3.20), (3.21) следует, что интенсивность на оси пучка монотонно убывает с увеличением расстояния, проходимого в турбулентной среде, а его средний эффективный размер возрастает.

Интенсивность на оси гауссова пучка может быть представлена в виде [9]

$$\langle I(x, 0) \rangle = \langle I(x) \rangle = \frac{Pk^2a^2}{\pi Lg_1^2} \tilde{f}\left(\frac{1}{2} D_s\left(\frac{2a}{g_1}\right)\right), \quad (3.23)$$

$$\text{где} \quad P = |u_0|^2 \pi a^2,$$

$$\tilde{f}(z) = \int_0^\infty \exp\{-t - zt^{5/6}\} dt. \quad (3.24)$$

Формула (3.23) позволяет исследовать влияние начальной ширины пучка на интенсивность света на оси пучка на расстоянии L от плоскости источника x_0 .

В случае фокусировки в плоскость наблюдения когерентного пучка света ($q_1=1$) из (3.23) при больших значениях параметра $D_s(2a)$ можно получить [9]

$$\langle I(x) \rangle = \frac{0,465 P \lambda^{2/5}}{L Q^{5/6}} \left(1 - \frac{3,12}{D_s^{5/6}(2a)} + \dots\right), \quad Q = C_s^2 L, \quad (3.25)$$

откуда следует, что предельное ($D_s(2a) \rightarrow \infty$) значение интенсивности на оси сфокусированного пучка не зависит от его начального размера. Таким образом, начиная с некоторых размеров увеличение фокусирующей апертуры не будет приводить к возрастанию интенсивности в фокусе. Экспериментально явление «насыщения фокусировки» было обнаружено в работах [12, 16, 17, 20].

В случае коллимированного пучка ($L/F=0$) функция $\langle I(x) \rangle$ достигает максимума при значении числа Френеля передающей апертуры $\Omega \approx 1$, что соответствует наиболее узкому в дифракционном смысле гауссову пучку [14]. Таким образом, оптимальный размер коллимированного пучка составляет величину порядка

радиуса первой зоны Френеля $a \approx \sqrt{\lambda L}$. Уменьшение средней интенсивности на оси частично когерентного пучка за счет турбулентности для оптимального размера равно

$$\frac{\langle I(x) \rangle}{I^0(x)} = f\left(\frac{1}{2} D_s^{\text{опт}} \left(\frac{2a}{g_1}\right)\right),$$

где $D_s^{\text{опт}}(2a/g_1) = 0,274 C_\epsilon^2 k^2 L (2/\sqrt{2k/L - a_k^{-2}})^{5/3}$,

Если расходимость пучка за счет неполной пространственной когерентности значительно превышает дифракционную ($a_k^{-1} \gg a^{-1}$),

то $D_s^{\text{опт}}(2a/g_1) \approx 0,274 C_\epsilon^2 k^2 L (2a_k)^{5/3}$, и средняя интенсивность не зависит от начального размера пучка.

Экспериментальная проверка приведенных здесь результатов для средней интенсивности проводилась в [12, 16, 17, 29]. В частности, в работе [12] показано, что уширение сфокусированного гауссова пучка с длиной волны 0,63 мкм на однородных приземных трассах в турбулентной атмосфере хорошо согласуется с расчетом по формуле $a_\lambda/a_d = f^{1/2}(1/2 D_s(2a))$, вытекающей из приближенного равенства [9]

$$S_3 \langle I(x) \rangle \approx I^0(x) S,$$

где $S_3 = \pi a^2$ — эффективная площадь уширенного турбулентностью пучка, а $S = \pi a^2$ — площадь пучка в однородной среде после прохождения трассы длиной $L = x - x_0$.

3.2.2. Влияние негауссовости формы исходного распределения пучка на среднюю интенсивность

На практике возможны ситуации, когда распределение поля на выходной апертуре значительно отличается от гауссова. Тем не менее, как показано в [9, 14], для круглой апертуры радиуса a с равномерным распределением поля могут использоваться результаты, полученные в случае гауссова распределения (2.75), если размер пучка принять равным $a/2$. Более существенное отличие от результатов для гауссова пучка наблюдается в случае квадратной излучающей апертуры.

Выражение для средней интенсивности поля, излучаемого квадратной апертурой со стороной $2a$, имеет вид [13]

$$\langle I(x, y, z) \rangle = |u_0|^2 f(x, y) f(x, z), \quad (3.26)$$

где

$$f(x, y) = \frac{2}{\pi} \int_0^1 \xi^{-1} \exp \left\{ -2 \left(\frac{a}{\rho_3} \right)^2 \xi^2 \right\} \times \\ \times \cos \left(2 \frac{ka}{L} y \xi \right) \sin (2 \Omega \xi (1 - \xi)) d\xi, \quad (3.27)$$

$\rho_3 = \frac{\sqrt{3/2} \cdot a_k \rho_\Pi}{\sqrt{a_k^2 + 3\rho_\Pi^2/4}}$ — эквивалентный радиус когерентности поля,

учитывающий и неполную пространственную когерентность источника, и уменьшение когерентности излучения за счет турбулентности.

Результаты расчета на ЭВМ интенсивности на оси пучка в зависимости от числа Френеля передающей апертуры Ω по формулам

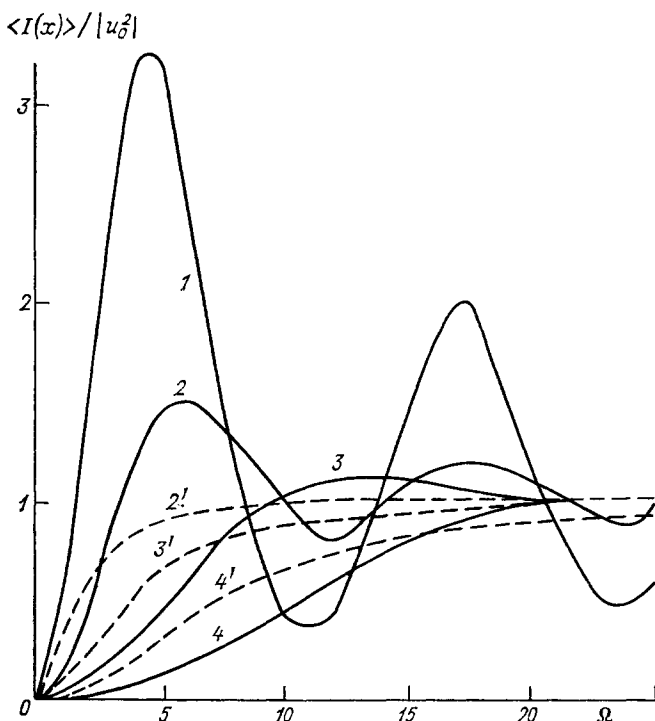


Рис. 3.2. Зависимость средней интенсивности на оси приемника от числа Френеля выходной апертуры Ω .

1—4 — квадратная излучающая апертура; 2'—4' — гауссово распределение начального поля.

Кривая. . .	1	2	2'	3	3'	4	4'
a/ρ_0 . . .	0	1,8	1,8	5	5	10	10

(3.26), (3.27) [13], представлены на рис. 3.2. Видно, что с увеличением отношения a/ρ_0 влияние дифракционных эффектов ослабевает, и при значениях $a/\rho_0 > 5$ происходит монотонное насыщение интенсивности на постоянный уровень. Эмпирическая формула для порогового значения Ω , начиная с которого увеличения интенсивности на оси пучка практически не происходит, при $a/\rho_0 > 5$ имеет вид [13]:

$$\Omega \approx 2a/\rho_0. \quad (3.28)$$

Если число пятен когерентности на размере апертуры невелико ($a/\rho_0 < 5$), то оптимальный размер апертуры соответствует

значению $\Omega \approx 1$. Качественно эти результаты и выводы согласуются с результатами анализа распределения интенсивности частично когерентного гауссова пучка (см. п. 3.2.1). Вместе с тем количественные данные, как видно из рис. 3.2, в области значений $a/\rho_0 < 5$ существенно различаются.

На рис. 3.3 приведены результаты расчета [13] эффективной полуширины пучка a_3 , найденной из условия, что около 80 % энер-

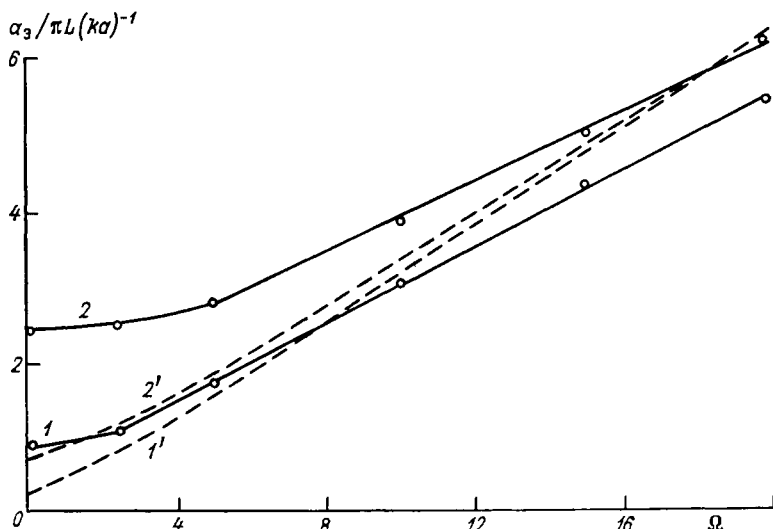


Рис. 3.3. Нормированная эффективная полуширина пучка в зависимости от параметра Ω .

1 и 2 — квадратная излучающая апертура; 1' и 2' — гауссово распределение начального поля: 1 и 1') $a/\rho_0 = 0$; 2 и 2') $a/\rho_0 = 3,5$.

Сплошные кривые — расчет по формуле (3.29), точки — расчет по формулам (3.26) и (3.27).

гии пучка содержится в квадрате со стороной $2a_3$. Из рисунка видно, что эмпирическая формула [13]

$$a_3 \approx \pi \frac{L}{ka} \left(1 + 0,08\Omega^{-2} + 0,41 \frac{a^2}{\rho_0^2} \right) \quad (3.29)$$

приводит к результатам, совпадающим с данными для эффективной полуширины пучка, найденными путем расчета $\langle I(x, y, z) \rangle$ на ЭВМ по формуле (3.26). Оценка величины a_3 по формуле (3.9) для гауссова пучка применительно к квадратной апертуре приводит, как видно из рисунка, при небольших искажениях когерентности ($a/\rho_0 < 3,5$) к значительной погрешности. С увеличением отношения a/ρ_0 эта ошибка уменьшается.

3.2.3. Уширение гауссова пучка на наклонных трассах

При исследовании распространения оптического излучения на неоднородных трассах в турбулентной атмосфере в выражении для средней интенсивности (3.21) необходимо сохранять зависимость структурной характеристики флуктуаций диэлектрической проницаемости C_ε^2 от расстояния. В этом случае функция $D_s(2a/g_1)$ имеет вид

$$D_s\left(\frac{2a}{g_1}\right) = 0,73k^2 \left(\frac{2a}{g_1}\right)^{5/3} \int_{x_0}^x \left(\frac{x-\xi}{L}\right)^{5/3} C_\varepsilon^2(\xi) d\xi. \quad (3.30)$$

Если трассы наклонные, то их неоднородность связана с изменением структурной характеристики C_ε^2 в зависимости от высоты над поверхностью Земли. Чтобы перейти от функции $C_\varepsilon^2(\xi)$, стоящей под знаком интеграла в (3.30), к высотному профилю $C_\varepsilon^2(h)$ (см. гл. 1), нужно найти связь между высотой h над земной поверхностью произвольной текущей точки трассы и расстоянием до нее от источника. Как показано в [14], при распространении снизу вверх практически во всей верхней полусфере, за исключением трасс, близких к горизонтальным ($89^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$), для этого можно использовать приближенное соотношение

$$h(\xi) = h_0 + \xi \cos \theta, \quad (3.31)$$

где h_0 — высота излучающей апертуры, θ — зенитный угол точки наблюдения. Когда распространение происходит сверху вниз, в выражении (3.31) необходимо произвести замену $\xi \rightarrow x - \xi$.

Вводя эквивалентную длину трассы [14]

$$L_\theta(L, \theta) = \frac{8}{3} L \int_0^1 \tilde{C}_\varepsilon^2(h(\xi L)) (1 - \xi)^{5/2} d\xi, \quad (3.32)$$

где $\tilde{C}_\varepsilon(h(\xi L)) = C_\varepsilon^2(h(\xi L))/C_\varepsilon^2(h_0)$, $h(\xi L) = h_0 + \xi L \cos \theta$,

приходим к выражению для функции $D_s(2a/g_1)$, имеющему тот же вид, что и в однородной среде:

$$D_s\left(\frac{2a}{g_1}\right) = 0,274 C_\varepsilon^2(h_0) k^2 L_\theta \left(\frac{2a}{g_1}\right)^{5/3}. \quad (3.33)$$

Это позволяет свести расчет средней интенсивности оптического пучка на наклонной трассе к расчету для случая приземной трассы, если известно эквивалентное расстояние L_θ .

Расчеты расстояния $L_\theta(L, \theta)$ для модели (1.24) [14] представлены на рис. 3.4. Из рисунка видно, что эквивалентная длина трассы по мере прохождения пучком всего турбулентного слоя земной атмосферы испытывает насыщение. Уровень этого насыщения зависит от зенитного угла. В [14] показано также, что

турбулентное уширение оптических пучков при распространении сверху вниз оказывается меньше, чем при распространении в противоположном направлении.

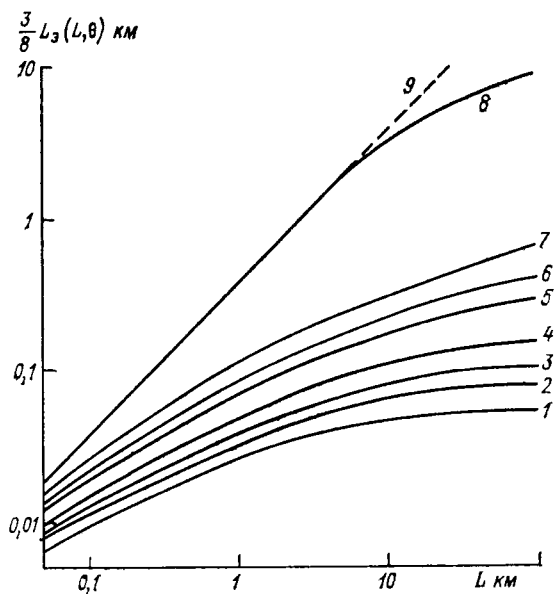


Рис. 3.4. Эквивалентная длина трассы для высотного профиля (1.43).

Кривая. . .	1	2	3	4	5	6	7	8	9
θ° . . .	0	30	50	60	70	80	83	86	90

3.3. Когерентность и средняя интенсивность искаженного в турбулентной атмосфере оптического излучения в приемных оптических системах

На практике прием оптического излучения осуществляется оптическими системами, включающими в себя как элемент тонкую линзу. Распределение комплексной амплитуды поля $u(l, \mathbf{r})$ в произвольной плоскости на расстоянии l за такой линзой связано с падающим полем $u(x, \mathbf{p})$ соотношением [1, 2]

$$u(l, \mathbf{r}) = \frac{k}{2\pi i l} \exp \left\{ i k l + i k \frac{r^2}{2l} \right\} \times \\ \times \int T(\mathbf{p}) u(x, \mathbf{p}) \exp \left\{ -i \frac{k}{l} \mathbf{r} \mathbf{p} + i k \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{F_t} \right) \rho^2 \right\} d\mathbf{p}. \quad (3.34)$$

Здесь F_t — фокусное расстояние, а $T(\mathbf{p}) = T_0 \exp(-\rho^2/2a_t^2)$ — амплитудный коэффициент пропускания линзы радиуса a_t . Как уже отмечалось, гауссова аппроксимация функции $T(\mathbf{p})$ вполне оправдана применительно к круглой линзе радиуса $a_t/2$ [14].

Формула (3.34) и приближенное представление (3.8) для Γ_2 во входной плоскости позволяют найти функцию взаимной коге-

рентности $\Gamma_2(l, \mathbf{R}, \rho)$ поля после прохождения тонкой линзы в виде [3]

$$\Gamma_2(l, \mathbf{R}, \mathbf{r}) = \langle u(l, \mathbf{r}_1) u^*(l, \mathbf{r}_2) \rangle = \\ = \left(\frac{a_{t3}}{a_{l3}} \right)^2 \exp \left\{ -\frac{r^2}{4\rho_l^2} - \frac{R^2}{a_{l3}^2} + i\nu \mathbf{R} \mathbf{r} \right\}, \quad (3.35)$$

где $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$,

$$a_{l3} = \frac{l}{k} \left(\frac{4}{\rho_c^2} + \frac{1}{a_{t3}^2} + \alpha \right)^{1/2}, \quad \alpha = k^2 a_{t3} \left(\frac{1}{F_3} + \frac{1}{l} - \frac{1}{F_t} \right)^2, \quad (3.36)$$

$$\rho_l^2 = \left(\frac{k^2}{l^2} - \frac{\alpha}{a_{t3}^2} \right)^{-1} a_{t3}^{-2}, \quad a_{l3}^2 = \left(\frac{1}{a_3^2} + \frac{1}{a_t^2} \right)^{-1}, \quad (3.37)$$

$$\nu = \frac{k}{l} - \frac{\alpha a_{t3}^2}{a_{l3}^2}, \quad F_3 = -k \left(\frac{\gamma}{a_3^2} \right)^{-1}. \quad (3.38)$$

Из (3.35) видно, что определяемые формулами (3.36)–(3.38) параметры a_{l3} , ρ_l и ν характеризуют соответственно средний радиус освещенного пятна, радиус пространственной когерентности $\rho_{cl} = 2(\rho_l^{-2} - \alpha^{-2})^{-1/2}$ и радиус кривизны фазового фронта волны за линзой. Параметр F_3 определяет радиус кривизны среднего волнового фронта падающего на линзу излучения.

Масштабы a_{l3} и ρ_{cl} , как легко установить из (3.36)–(3.38), существенно изменяются в зависимости от положения плоскости наблюдения l . Вблизи линзы радиус пространственной когерентности определяется радиусом когерентности пришедшей волны $\rho_{cl} \approx 2\rho_c$, а в фокальной плоскости, например, в случае падения на линзу неограниченной плоской волны ($\gamma/a_3^2 = 0$) при $a_t < \rho_p$, ρ_{cl} равен масштабу дифракции F_t/ka_t . Однако в целом отношение радиуса когерентности поля за линзой к среднему размеру освещенного пятна, как показано в [3], остается постоянным, и равно значению этого отношения в плоскости линзы:

$$C = \rho_{cl}(l)/a_{l3}(l) = \rho_c/a_{t3} = \text{const}. \quad (3.39)$$

3.3.1. Средний размер изображения источников света

Дифференцируя выражение для средней ширины освещенного пятна за линзой a_{l3} по переменной l , находим расстояние l_n , на котором размер этого пятна минимален:

$$l_n = \left(\frac{1}{F_t} - \frac{1}{F_3} \right)^{-1} \left[1 + \frac{4/\rho_c^2 + a_{t3}^{-2}}{k^2 a_{t3}^2 (F_3^{-1} - F_t^{-1})^2} \right]^{-1/2}. \quad (3.40)$$

В геометрикооптическом приближении ($k \rightarrow \infty$) из (3.40) следуют известные результаты [1] для плоской волны ($F_3^{-1} = 0$)

$$l_n = F_t \quad (3.41)$$

и для сферической волны ($F_3 = L$)

$$\frac{1}{l_n} - \frac{1}{F_t} + \frac{1}{L} = 0. \quad (3.42)$$

В общем случае в приближении геометрической оптики выражение (3.40) имеет вид [3]

$$\frac{1}{l_n} - \frac{1}{F_t} + \frac{1}{F_3} = 0 \quad (3.43)$$

и может рассматриваться как обобщение формулы линзы (3.42) на пространственно ограниченные пучки в турбулентной атмосфере [3].

Распределение средней интенсивности в плоскости минимального изображения задается выражением

$$\langle I(l_n, \mathbf{R}) \rangle = \Gamma_2(l_n, \mathbf{R}, 0) = \frac{a_{t3}^2}{a_{l3, \min}^2} \exp \left\{ -\frac{R^2}{a_{l3, \min}^2} \right\}, \quad (3.44)$$

где параметр

$$a_{l3, \min}^2 = 2a_{t3}^2 \left\{ 1 - \left[1 - \frac{4/\rho_c^2 + a_{t3}^{-2}}{k^2 a_{t3}^2 (F_3^{-1} - F_t^{-1})^2} \right]^{-1/2} \right\} \quad (3.45)$$

определяет средний размер изображения источника света в турбулентной атмосфере. Раскладывая слагаемое в квадратных скобках в (3.45) в ряд Тейлора, для $a_{l3, \min}$ получаем

$$a_{l3, \min} = \left(\frac{4}{\rho_c^2} + a_{t3}^{-2} \right)^{1/2} \frac{1}{k(F_t^{-1} - F_3^{-1})}. \quad (3.46)$$

Исследование смещения плоскости минимального изображения и изменения интенсивности света вдоль оси приемной системы в зависимости от числа Френеля приемной линзы для случая распространения в однородной среде проводилось в [21, 23, 27] и других более ранних работах, цитируемых, например, в [21]. Особенности фокусировки световых пучков со случайными фазовой модуляцией рассматривались в [19]. Формулы (3.35), (3.40), (3.44), (3.45) позволяют в рамках приближений (3.7), (3.34) и гауссовой аппроксимации функции пропускания линзы проводить аналогичный анализ для случая распространения света в турбулентной атмосфере.

Если на приемную линзу падает плоская волна ($\rho_c = \rho_n$, $a_n^{-1} = 0$, $F_3^{-1} = 0$), то из (3.46) находим

$$a_{l3, \min} = \frac{F_t}{k} \left(\frac{4}{\rho_n^2} + a_t^{-2} \right). \quad (3.47)$$

В случае сферической волны ($\rho_c = \rho_s$, $a_n^{-1} = 0$, $F_3 = L$) (3.46) принимает вид

$$a_{l3, \min} = \frac{1}{k(F_t^{-1} - L^{-1})} \left(\frac{4}{\rho_s^2} + a_t^{-2} \right). \quad (3.48)$$

Из (3.46)–(3.48) следует, что если в однородной среде ($\rho_c^{-1}=0$) размер изображения определяется масштабом дифракции на приемной линзе, то ухудшение пространственной когерентности в среде со случайными неоднородностями ($\rho_c^{-1}\neq 0$) приводит к увеличению среднего размера изображения источника. А в режиме пространственно ограниченного пучка средний размер изображения зависит от турбулентных условий распространения еще и через радиус кривизны среднего волнового фронта F_0 (3.38) [3].

В области сильных флуктуаций интенсивности при выполнении условий

$$\rho_c \ll a_t, \quad \rho_c \ll a_s, \quad a_t \ll a_s \quad (3.49)$$

размер $a_{l3, \min}$ зависит лишь от интенсивности турбулентности на трассе:

$$a_{l3, \min} = 2F_t/k\rho_s. \quad (3.50)$$

В этом случае наименьший средний размер изображения наблюдается в режиме пространственно ограниченного пучка, когда радиус пространственной когерентности света принимает максимальное значение $\rho_c = 2\rho_n$.

Формулы (3.34), (3.35) являются приближенными вследствие использования квадратической аппроксимации (3.7) для функции $\Gamma_2(x, R, \rho)$ и гауссовой аппроксимации функции $T(\rho)$ в (3.34). Однако это не приводит к значительной погрешности. Например, относительная ошибка при оценке среднего размера пятна за линзой по формуле (3.36) составляет, как показано в [14], 19 %.

3.3.2. Измерения радиуса пространственной когерентности поля и смещения плоскости минимального изображения

Средний размер освещенного пятна в фокальной плоскости приемной линзы при выполнении условий (3.49) определяется формулой, следующей из (3.36):

$$a_{l3, F_t} = \frac{F_t}{k} \left(\frac{4}{\rho_c^2} + \alpha \right)^{1/2}, \quad (3.51)$$

где $\alpha = \gamma^2 a_t^2 / a_n^4$. В этом случае, проводя вычисления среднего потока мощности $\langle I(F_t, y) \rangle = \int dz \langle I(F_t, R) \rangle$ через узкую щель, параллельную оси z , получим

$$\langle I(F_t, y) \rangle / \langle I(F_t, 0) \rangle = \exp \left\{ -y^2 / a_{l3, F_t}^2 \right\}, \quad (3.52)$$

откуда с учетом (3.51) можно найти связь между размером изображения источника, определяемым, например, по полуширине $y_{0.5}$ нормированного распределения интенсивности вдоль оси y в фокальной плоскости линзы (3.52), и радиусом пространственной когерентности этого источника света:

$$\rho_c = 2(k^2 y_{0.5}^2 / F_t^2 - \alpha)^{-1/2}. \quad (3.53)$$

Соотношение (3.53) является исходным для экспериментального определения радиуса когерентности ρ_c в турбулентной атмосфере [14, 3]. С использованием этого соотношения масштаб ρ_c находится из одновременных измерений распределения средней интенсивности в фокальных плоскостях двух идентичных приемных линз, одну из которых освещает исследуемый пучок, а вторую — плоская или сферическая волна. Измерения с источником неограниченной сферической или плоской волны необходимы для определения параметра α в (3.53) и значения структурной характеристики показателя преломления воздуха.

Измерения радиуса когерентности [5] производились в открытой степи на трассе длиной 1800 м с He—Ne-лазерами типа ЛГ-75, работавшими в одно- и многомодовом режимах на длине волны 0,63 мкм. Разнос пучков в горизонтальной плоскости был равен 1 м, высота над поверхностью земли составляла 2,5 м. Приемные линзы освещались одновременно: 1) одномодовым коллимированным ($\Omega=90$) и расходящимся (угол расходимости $\varphi=2,5'$) пучками; 2) одномодовым сфокусированным ($\Omega=90$) и расходящимся ($\varphi=2,5'$) пучками; 3) одномодовыми коллимированными пучками при значениях $\Omega=90$ и $\Omega=1$; 4) многомодовым коллимированным ($a^2/a_k^2=5 \cdot 10^{-2}$, $\Omega=90$) и одномодовым расходящимся ($\varphi=2,5'$) пучками.

Для формирования пучков с параметром $\Omega=90$ применялось сферическое зеркало диаметром 40 см. В качестве расходящихся пучков использовалось излучение непосредственно с выхода лазеров. Диаметр приемной линзы составлял 15 см, фокусное расстояние 1,6 м. Ширина щели равнялась 20 мкм, сканирование осуществлялось в горизонтальном направлении со скоростью 0,113 мм/мин. Радиус когерентности источника a_k определялся по полуширине $y_{0,5}$ распределения интенсивности $\langle I(F_t, y) \rangle / \langle I(F_t, 0) \rangle$ в фокусе линзы, помещенной непосредственно перед источником.

Результаты измерения пространственной когерентности лазерных источников в турбулентной атмосфере представлены на рис. 3.1, 3.5 и 3.6 [3]. Эксперимент подтверждает выводы теории (см. п. 3.1) и хорошо согласуется с расчетными данными для условий эксперимента. Как видно из рис. 3.1, в области сильных флуктуаций существует дифракционное увеличение когерентности в коллимированных пространственно ограниченных лазерных пучках по сравнению с неограниченными плоской и сферической волнами. Для радиуса когерентности сфокусированного пучка (см. рис. 3.5) зависимость вида $\rho_c \sim \beta_0^{-6/5}$, в отличие от коллимированных пучков, наблюдается лишь при значениях $\beta_0 \geq 6,5$, когда выполняется условие $\Omega < \beta_0^{12/5}$. При нарушении этого условия ($\beta_0 < 6$) радиус когерентности сфокусированного пучка не зависит от интенсивности турбулентности на трассе.

На рис. 3.6 представлены экспериментальные зависимости радиуса когерентности от параметра β_0^2 для одномодового и много-

модового лазерных источников. Из рисунка видно, что в атмосфере при $\beta_0 \geq 4$ пространственная когерентность одномодового

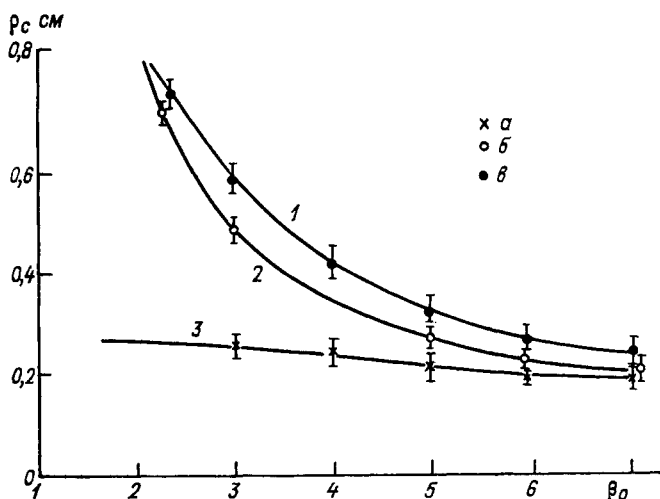


Рис. 3.5. Экспериментальная зависимость радиуса пространственной когерентности от интенсивности турбулентности на трассе.

a — сфокусированный пучок ($\Omega=90$); b — сферическая волна ($\Omega=5 \cdot 10^{-4}$); v — коллимированный пучок ($\Omega=1$); 1—3) расчетная зависимость $\rho_c(\beta_0)$; вертикальные отрезки — доверительные интервалы.

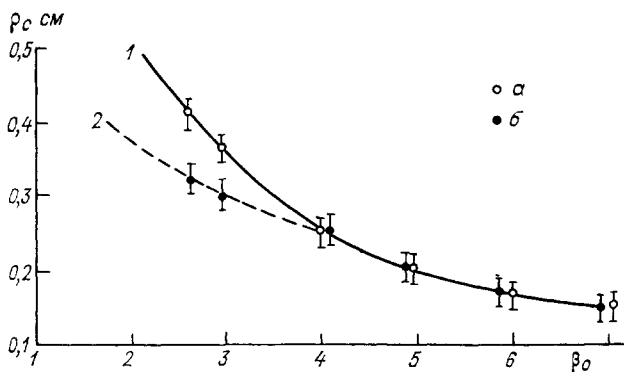


Рис. 3.6. Экспериментальные результаты исследования влияния когерентности источника на радиус пространственной когерентности пучка в турбулентной атмосфере ($\Omega=90$, $L/F=0$).

a — когерентный источник ($a^2/a_K^2=0$); b — $a^2/a_K^2=5 \cdot 10^2$; 1 и 2 — теоретическая зависимость; вертикальные отрезки — доверительные интервалы.

и многомодового лазерных пучков становится одинаковой. Это подтверждает сделанный ранее вывод о том, что с увеличением интенсивности турбулентности на трассе радиус когерентности пучка утрачивает зависимость от начальной когерентности поля.

В работах [4, 6] проведено экспериментальное исследование смещения плоскости минимального изображения и радиуса кривизны среднего волнового фронта пространственно ограниченных пучков света при изменении турбулентных условий распространения.

Результаты измерения радиуса кривизны F_3 на атмосферной трассе приведены в [4]. В этой работе показано, что положение плоскости изображения можно найти с помощью оптической системы, состоящей из двух линз: объектива и окуляра. Положение окуляра, при котором на выходе системы формируется коллимированный пучок, определяет плоскость изображения. Далее по

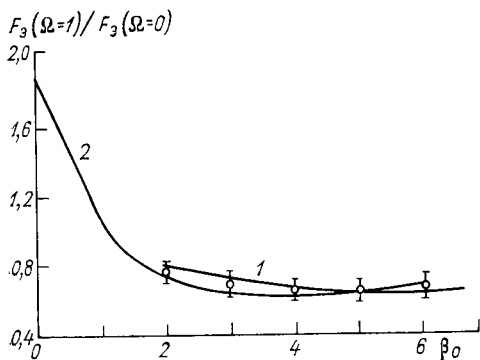


Рис. 3.7. Отношение эффективных радиусов кривизны коллимированного пучка ($\Omega=1$) и сферической волны

1 — эксперимент, 2 — расчет по формуле (3.38); вертикальные отрезки — доверительные интервалы.

измерениям сдвига плоскости изображения $\Delta = l_i - F_t$ с использованием приближенной формулы [3]

$$l_i = F_t + F_t^2 / F_3 \quad (3.54)$$

находится радиус кривизны среднего волнового фронта принимаемого излучения. Формула (3.54) следует из (3.43) при обычно выполняющемся условии $F_3 \sim L \gg F_t$.

Эксперимент проводился с использованием той же аппаратуры, что и при измерении масштаба когерентности. Дополнительный элемент-окуляр имел диаметр 2 см и фокусное расстояние 3,2 см. Результаты измерений представлены на рис. 3.7 [4], где изображена зависимость отношения $F_3(\Omega=1)/F_3(\Omega=0)$ от параметра β_0 . Вертикальными линиями указаны доверительные интервалы, соответствующие вероятности 0,95. Из рисунка видно, что экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с результатами расчета по формуле (3.38).

Изменение положения плоскости изображения в зависимости от турбулентных условий распространения экспериментально исследовалось в работе [6] на лабораторной установке, моделирующей условия развитой конвективной турбулентности над нагреваемой поверхностью. Измерения производились с коллимированными пучками при значениях $\Omega=1,3; 2,5$ и 5. Источником служил

одномодовый He—Ne-лазер на длине волны 0,63 мкм. Приемный объектив имел диаметр 10 см и фокусное расстояние 25 см. Протяженность трассы в искусственной турбулентной среде составляла 8 м и набиралась за счет четырехкратного прохождения излучения над нагреваемой поверхностью длиной 2 м. Общее расстояние от источника до приемника было 9 м. Контроль турбулентного состояния среды осуществлялся двумя способами: по измерениям градиента температуры воздуха [18] и по измерениям дисперсии флуктуаций углов прихода плоской волны ($\Omega \sim 50$).

Положение плоскости изображения l_n определялось по минимуму среднего размера освещенного пятна. Размер пятна находился из измерений отношения среднего потока через узкую щель, установленную на оптической оси, $\langle P_1 \rangle$ к полному потоку через объектив P по формуле $a_{ls, \min} = 2dP/(\pi P_1)$, где d — ширина щели. Усреднение производилось за время 150—200 с.

Измерения [6] показывают, что сдвиг плоскости изображения $\Delta = l_n(q) - l_n(0)$ при увеличении параметра q , характеризующего турбулентные условия распространения, от 0 до 12 в случае коллимированного пучка с числом Френеля $\Omega = 5$ достигает 8 мм.

На рис. 3.8 представлены результаты экспериментального определения отношения среднего размера пятна $a_{ls, \min}(q)$ в плоскости изображения $l_n(q)$, определяемой с учетом турбулентных условий распространения, к среднему размеру пятна $a_{ls, \min}(0)$ в плоскости изображения $l_n(0)$, положение которой определяется без учета зависимости от q [6]. Видно, что, отследивая сдвиг плоскости изображения при изменении турбулентных условий распространения на трассе, можно уменьшить средний размер пятна в плоскости наблюдения в 1,4—1,6 раза.

3.4. Искажение формы светового импульса в турбулентной атмосфере

В ряде приложений могут возникать вопросы, связанные с искажающим влиянием турбулентной атмосферы на временную форму световых импульсов. Решение подобных задач рассматривается в публикациях зарубежных авторов [10, 11, 24—26, 30]. Обычно амплитуда импульса $p(t)$ на расстоянии $L = x - x_0$ задается в виде [24]

$$p(t) = \int f(\omega) u(x, \rho, \omega) \exp \{-i(\omega t - kx)\} d\omega,$$

где $f(\omega)$ — временной частотный спектр импульса в начальной плоскости $x' = x_0$, $u(x, \rho, \omega)$ — комплексная амплитуда поля монохроматической волны частоты ω в плоскости $x' = x$, k — волновое число, соответствующее частоте ω . Тогда для интенсивности импульса $I(t) = |p(t)|^2$ будем иметь

$$I(t) = |p(t)|^2 = \int f(\omega) f^*(\omega) u(x, \rho, \omega_1) u^*(x, \rho, \omega_2) \times \\ \times \exp \{i[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)x]\} d\omega_{1,2}. \quad (3.55)$$

В работах [24, 25, 30] для исследования распространения импульсов в случайно-неоднородных средах развит метод «временных моментов». Согласно этому методу, вводится функционал

$$M(n) = \int t^n I(t) dt, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

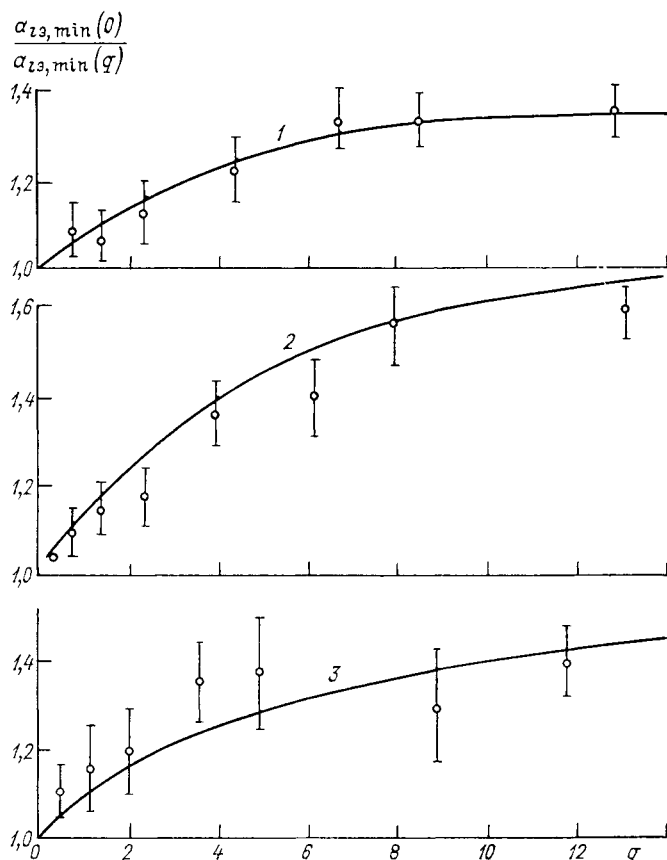


Рис. 3.8. Зависимость отношения $\alpha_{l3, \min}(q)/\alpha_{l3, \min}(0)$ от параметра q .

Кривая. . .	1	2	3
Ω . . .	1,33	2	5

Точки — экспериментальные данные; сплошные кривые — расчет по формулам (3.37), (3.38), (3.46); вертикальные отрезки — доверительные интервалы.

и его статистические моменты произвольного порядка l :

$$\langle M^l(n) \rangle \int \langle I(t_1) I(t_2) \dots I(t_l) \rangle t_1^n dt_1. \quad (3.56)$$

Моменты (3.56) имеют ясный физический смысл. Например, $\langle M(0) \rangle$ характеризует среднюю энергию импульса, величина $[\langle M^2(0) \rangle - \langle M(0) \rangle^2]$ позволяет рассчитывать среднее квадрати-

ческое отклонение энергии импульса от среднего значения в произвольной точке приемной апертуры; $\langle M(1) \rangle$ определяет среднюю временную задержку импульса; $\langle M^2(1) \rangle$ дает возможность найти среднюю ширину импульса $[\langle M^2(1) \rangle - \langle M(1) \rangle^2]$ и тем самым определить степень его уширения в случайно-неоднородной среде.

Подставляя (3.55) в (3.56), получаем общие выражения для $\langle M^l(n) \rangle$ через функции когерентности порядка $2l$ на разных частотах $\Gamma_{2l}(x, \underline{\rho}_{2l}, \omega_{2l})$. Уравнения для этих функций, найденные в приближении марковского случайного процесса, приведены, напри-

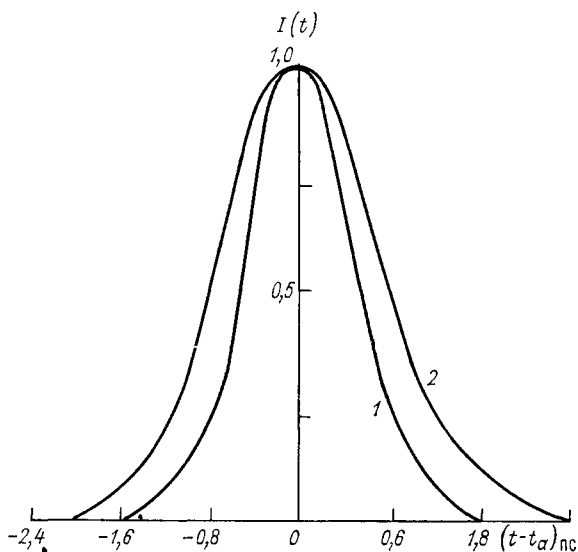


Рис. 3.9. Временное уширение гауссова импульса.

1) $x = x_0$, 2) $L = 10$ км, $C_g^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$.

мер, в [22, 28]. В частности, необходимая для расчета временного уширения импульса функция $\Gamma_2(x, \underline{\rho}_1, \underline{\rho}_2, \omega_1, \omega_2) = \langle u(x, \underline{\rho}_1, \omega_1) \times u^*(x, \underline{\rho}_2, \omega_2) \rangle$ удовлетворяет уравнению

$$\left[2i \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{k_1} \Delta_{\rho_1} - \frac{1}{k^2} \Delta_{\rho_2} + \frac{i}{4} \{ k_1^2 A_1(x, 0) + k_2^2 A_2(x, 0) - \right. \\ \left. - k_1 k_2 [A_1(x, \rho_1 - \rho_2) + A_2(x, \rho_1 - \rho_2)] \} \right] \Gamma_2 = 0. \quad (3.57)$$

Здесь функции A_1, A_2 выражаются через спектральные плотности $\Phi_{e_1}(\kappa)$ и $\Phi_{e_2}(\kappa)$, соответствующие частотам ω_1 и ω_2 , по формуле (2.32).

Решение уравнения (3.57) не найдено. Приближенный анализ влияния турбулентности атмосферы на временные характеристики импульса [24] показывает, что оно несущественно. Так, например, для импульса He—Ne-лазера с длиной волны 0,63 мкм после

прохождения 10-километровой трассы при значении структурной характеристики $C_e^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ средняя временная задержка равна

$$\langle M(1) \rangle = (t_a + 2,07 \cdot 10^{-13}) \text{ с},$$

а средний квадрат ширины импульса определяется величиной

$$\langle M^2(1) \rangle - \langle M(1) \rangle^2 = (\Delta + 24,6 \cdot 10^{-26}) \text{ с}^2,$$

где $t_a = L/c = 10^{-4}/3 \text{ с}$, Δ — исходная ширина импульса. На рис. 3.9 результаты расчета уширения распределения интенсивности импульса во времени $t - t_a$ для заданных условий представлены графически. Видно, что это уширение составляет величину порядка 1 пс.

ГЛАВА 4. ФЛУКТУАЦИИ ФАЗЫ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ

Как отмечалось в главе 2, первое приближение метода плавных возмущений позволяет правильно рассчитывать фазовые флуктуации оптических волн в более широкой области изменения условий распространения, чем это определяется неравенством (2.21). В теоретических [14] и экспериментальных [7] исследованиях показано, что флуктуации фазы в турбулентной атмосфере достаточно хорошо описываются на основе метода плавных возмущений и в области сильных флуктуаций. Поэтому основным методом теоретического анализа флуктуаций фазы оптического излучения в турбулентной атмосфере является метод плавных возмущений. Результаты этого анализа достаточно подробно представлены в монографиях [4, 7, 10, 18].

Экспериментальных исследований фазовых флуктуаций в оптическом диапазоне выполнено значительно меньше, чем исследований флуктуаций интенсивности излучения. Получаемые результаты часто противоречивы из-за несовершенства методик. Поэтому в данной главе подробнее, чем в других рассмотрены методические проблемы исследования фазовых флуктуаций и соответствующая аппаратура.

4.1. Методические проблемы экспериментального исследования фазовых искажений в оптическом диапазоне волн

Экспериментальное изучение фазы световой волны сопряжено с существенными трудностями вследствие невозможности линейного преобразования высокочастотного оптического колебания в электрические сигналы. Все известные приемники оптического

излучения являются по своей природе энергетическими, и их использование приводит к потере информации о фазе волны. Это является основной причиной отставания экспериментальных исследований фазы от соответствующих исследований энергетических характеристик лазерного излучения.

Традиционным приемом в оптике, позволяющим сохранить информацию о фазе колебания, является использование интерференционных схем экспериментов. В этом случае наблюдается результат сложения поля исследуемой волны с полем другого высококогерентного колебания. Основным методом регистрации здесь фотографический, с последующим изучением контраста и положения интерференционных полос. При этом возникают ограничения, связанные с невозможностью регистрировать большие фазовые рассогласования. На результаты измерений отрицательное влияние оказывают также амплитудные флуктуации волн.

Фотоэлектрические способы регистрации путем телевизионных кадровых разверток или путем расположения фотоприемников в определенных местах интерференционного поля также обладают серьезными недостатками для систематических исследований в условиях реальных измерений в турбулентной атмосфере.

Разновидностью интерференции является гетеродинное фото-смещение изучаемого колебания с другим высококогерентным колебанием, создаваемым генератором-гетеродином. Возникающие здесь трудности связаны с проблемой сохранения долговременной взаимной когерентности исходных колебаний. Тем не менее определенные важные результаты были получены [7, 13, 16] и этими перечисленными способами.

При небольших значениях фазовых флуктуаций, не превышающих 2π рад, о структурной функции фазы $D_s(x, \rho_1, \rho_2)$ можно судить по поведению функции когерентности (2.39), определяющей степень коррелированности колебаний в точках наблюдения ρ_1, ρ_2 . Первые работы качественного характера [19, 20, 23, 25, 28] выполнены именно на основе этого способа. В [19, 28] описаны эксперименты, в которых наблюдались интерференционные картины с разностями хода в десятки, а в [11, 27] в сотни метров. Однако представленный в них материал весьма скуден и противоречив. По существу приводятся результаты отдельных измерений, иллюстрирующих лишь саму возможность таких экспериментов.

В ряде публикаций [20, 21, 24, 25], в которых описаны попытки измерения фазовой структурной функции, были получены результаты, ставившие под сомнение сложившуюся и общепринятую к тому времени теорию [2, 18] распространения волн в турбулентной атмосфере. В этих работах авторы пришли к выводу, что структурная функция фазы не следует закону « $5/3$ » при значениях разности точек наблюдения $\rho = |\rho| = |\rho_1 - \rho_2| > 3$ см, как это предсказывает теория. В методическом отношении более совершенным был эксперимент [22], в котором наблюдалась возрастающая степенная зависимость структурной функции фазы с ростом ρ , но показатель степени был получен меньше, чем $5/3$.

Лучшие результаты дает применение интерферометра Жамена для измерений флуктуаций фазы [16, 17].

Метод оптического гетеродинирования развивался в работах [1, 5, 6, 15] как для решения прямой задачи исследования особенностей когерентного приема лазерного излучения, прошедшего атмосферу, так и для решения обратной задачи определения параметров среды. В соответствии с использовавшейся геометрией размещения приемника и передатчика основными являются две схемы экспериментов: локационная, в которой передатчик и приемник находятся в одном и том же пункте, а световой пучок проходит трассу дважды за счет отражения, и связная, когда передатчик и приемник находятся на противоположных концах трассы. В качестве опорного (гетеродинного) излучения в локационной схеме часто используют часть выходного излучения передающего ОКГ, отводимую с помощью светоделителя, с последующим сдвигом частоты за счет продольного или поперечного доплер-эффекта. Благодаря этому приему удастся обеспечить необходимую когерентность сигнального и опорного пучков.

При связной схеме гетеродинного приема (передатчик в начале трассы, приемник — в конце) опорный луч генерируется отдельным гетеродином, обычно размещаемым в месте приема. В этом случае вследствие низкой взаимной когерентности излучения различных источников приходится использовать довольно сложные системы автоподстройки частоты гетеродина относительно частоты передатчика.

Работа [1], является одной из первых работ по реализации метода оптического гетеродинирования. Авторами [1] был создан необходимый комплекс аппаратуры и успешно проведены его лабораторные испытания. К этому же периоду относится работа [5], в которой была построена и испытана в атмосфере аппаратура с гетеродинным приемником. Эксперимент строился по локационной схеме на длинах волн 0,63 и 1,15 мкм. В качестве гетеродинного использовалась часть излучения передатчика со сдвигом частоты. Сдвиг частоты опорного излучения составлял 340 кГц и осуществлялся за счет отражения от движущегося уголкового отражателя. На трассах 2 и 11,9 км с помощью анализатора спектра наблюдался сигнал биений в полосе частот около 50 кГц. Большая ширина спектра сигнала промежуточной частоты (ПЧ) исключала возможность изучения спектра атмосферной турбулентности. Основным результатом работы является измерение мощности сигнала биений, усредненной в течении 30 с в зависимости от диаметра апертуры.

Экспериментальная установка в [6] представляла собой систему связи на волне 3,39 мкм с частотной модуляцией. Длина трассы, на которой проводились испытания, была равна 152 м. Исследуемым параметром являлось отношение сигнал/шум. На волне 0,63 мкм с использованием такой же геометрии эксперимента проводились исследования [15] распространения света на

трассе 2,6 км. Измерялись значения пиковой и средней мощности сигнала ПЧ и сравнивались с расчетными значениями.

Из вышеизложенного следует, что реализация схем оптического гетеродинирования встречает серьезные трудности, которые обусловлены либо необходимостью создавать сложные системы автоподстройки частоты гетеродина при очень больших девиациях фазы сигнальной волны, наблюдающихся при распространении в реальной атмосфере, либо тем, что при использовании в качестве гетеродинной части излучения передатчика с последующим сдвигом частоты известными доплеровскими методами получаемый сигнал биений имеет значительную ширину, и, таким образом, теряется возможность исследования низкочастотных узкополосных флуктуационных процессов, таких как атмосферная турбулентность.

Более того, использование оптического гетеродинирования по стандартным схемам не позволяет построить эффективный способ разделения амплитудных и фазовых флуктуаций в сигнальной волне при очень большом значении девиации фазы, превышающей период 2π рад.

Разработанная в [3] установка для регистрации фазы световой волны, основанная на принципе гетеродинирования оптических волн с предварительным сдвигом частоты гетеродинного потока с помощью дифракционно-доплеровского модулятора, в принципе предназначена для регистрации больших фазовых девиаций. Однако по своей сути она содержит те же недостатки, что и измерительные схемы оптических интерферометров, в которых необходимая информация о фазовых отклонениях получается из двух сигналов, сформированных со сдвигом на $\pi/2$ рад.

Вышеизложенное иллюстрирует трудности экспериментального изучения фазовых флуктуаций, ограниченность получаемой информации. Существенно новые возможности измерения флуктуаций фазы оптических волн появились с созданием оптических цифровых фазометров на основе оптического гетеродинирования с фазовой модуляцией опорной волны [8, 12].

4.2. Способ оптического гетеродинирования с гармонической фазовой модуляцией опорной волны

Пусть сигнальный и гетеродинный потоки оптического излучения получены путем расщепления излучения от одного ОКГ. Рассмотрим оптический гетеродинный приемник, построенный по локационной схеме. Излучение одного из потоков промодулируем по фазе.

На фотоприемнике складываются сигнальный поток, распространяющийся по плечу II на расстояние L_2 , и гетеродинный, прошедший плечо I длиной L_1 , в котором он подвергается фазовой модуляции по гармоническому закону $b \sin \Omega t$ с амплитудой b и частотой Ω .

Для некоторой точки фотоприемника можно записать

$$u_2(t) = A_c \exp i [\omega t - 2kL_2 + \psi_0] \quad (4.1)$$

— волна, прошедшая плечо II, — «сигнальная»,

$$u_1(t) = A_r \exp i [\omega t - 2k(L_1 + b \sin \Omega t + \varphi_0) + \psi_0]. \quad (4.2)$$

— волна, прошедшая плечо I, — «гетеродинная».

Здесь A_c , A_r — амплитуда сигнального и гетеродинного оптических колебаний, ω — световая несущая частота, ψ_0 — начальная фаза световых колебаний, φ_0 — начальная фаза колебаний внешнего (модулирующего) генератора; Ω — круговая частота колебаний модулятора.

Суммарное поле, созданное на фотокатоде, $F = u_1 + u_2$. Отклик фотопреобразователя пропорционален величине $FF^* = U$. Произведя подстановку, получим

$$U = |A_c|^2 + |A_r|^2 + 2A_c A_r \cos [\Delta S_0 - \xi \sin (\Omega t + \varphi_0)], \quad (4.3)$$

где $\Delta S_0 = 2k(L_2 - L_1)$ — разность фаз, обусловленная разной длиной плеч; $\xi = 2kb$ — индекс фазовой модуляции.

Гармонический анализ показывает, что в этом случае спектральный состав фототока представляет собой совокупность гармоник:

$$i = \gamma \left\{ |A_c|^2 + |A_r|^2 + 2A_c A_r \sin (\Delta S_0) 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\xi) \sin [(2n-1)(\Omega t + \varphi_0)] + 2A_c A_r \cos (\Delta S_0) [J_0(\xi) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\xi) \cos [2n(\Omega t + \varphi_0)] \right\}.$$

Нечетные и четные гармоники по Ω имеют характерный вид:

$$i_{2n-1} \sim A_c A_r \sin \Delta S_0 J_{2n-1}(\xi) \sin [(2n-1)(\Omega t + \varphi_0)], \quad (4.4)$$

$$i_{2n} \sim A_c A_r \cos \Delta S_0 J_{2n}(\xi) \cos [2n(\Omega t + \varphi_0)]. \quad (4.5)$$

Здесь $J_i(\xi)$ — функция Бесселя 1-го рода порядка i .

Когда сигнальная волна распространяется в случайно-неоднородной среде, например в турбулентной атмосфере, она испытывает амплитудные и фазовые флуктуации:

$$u'_2 = \tilde{A}_c(\mathbf{r}, t) \exp i [\omega t - 2kL_2 + S(\mathbf{r}, t)]. \quad (4.6)$$

Соответственно отклик фотопреобразователя будет пропорционален величине

$$U' = |\tilde{A}_c(\mathbf{r}, t)|^2 + A_r + 2A_r \tilde{A}_c(\mathbf{r}, t) \cos [\Delta S_0 + S(\mathbf{r}, t) - \xi \sin (\Omega t + \varphi_0)]. \quad (4.7)$$

Наличие пространственного распределения флуктуаций амплитуды и фазы сигнальной волны приведет к их осреднению по

апертуре конечных размеров Σ . В этом случае токи первой и второй гармоник будут пропорциональны величинам:

$$i_1 \sim J_1(\xi) \int_{\Sigma} A_r \tilde{A}_c(\mathbf{r}, t) \sin[\Delta S_0 + S(\mathbf{r}, t)] \sin \Omega t d\Sigma, \quad (4.8)$$

$$i_2 \sim J_2(\xi) \int_{\Sigma} A_r \tilde{A}_c(\mathbf{r}, t) \cos[\Delta S_0 + S(\mathbf{r}, t)] \cos 2\Omega t d\Sigma. \quad (4.9)$$

Здесь для упрощения начальные фазы колебаний полагаем равными нулю, $S(\mathbf{r}, t)$ представляет собой случайную разность фаз опорного и гетеродинного сигналов.

Для получения реализации неусредненных флуктуаций размеры приемника должны быть достаточно малы по сравнению с радиусом корреляции. В этом случае получаем после детектирования четных и нечетных колебаний из (4.8) и (4.9):

$$i_1 \sim J_1(\xi) A_r \tilde{A}_c(t) \sin[\Delta S_0 + S(t)], \quad (4.10)$$

$$i_2 \sim J_2(\xi) A_r \tilde{A}_c(t) \cos[\Delta S_0 + S(t)]. \quad (4.11)$$

Выражения (4.10), (4.11) показывают, что получаемые по предложенному способу сигналы содержат в одинаковой форме информацию об амплитудах оптических колебаний, а информация о фазовых флуктуациях $S(t)$ содержится в аргументах тригонометрических функций.

В области $\Delta S_0 + S(t)$, кратной π рад, $\sin[\Delta S_0 + S(t)]$ меняет знак на 180° в зависимости от «правого» или «левого» направления ухода разности фаз $S(t)$. Следовательно, эта точка может быть выбрана в качестве экстремальной для построения следящей системы.

Выделяя полосовым усилителем первую гармонику, используем сигнал, полученный в соответствии с выражением (4.10) в цепи обратной связи, таким образом, чтобы появившийся сигнал i_1 вследствие ухода разности фаз $S(t)$, например, в положительную сторону с помощью фазового компенсатора ввел в опорный луч необходимый фазовый сдвиг, с тем чтобы вернуть систему в состояние равновесия, соответствующее π рад.

Нетрудно видеть, что в этом случае амплитудные флуктуации не влияют на состояние равновесия. Сигнал обратной связи, подаваемый на фазовый компенсатор, в точности отображает изменение фазы сигнального колебания относительно опорного.

4.3. Следящие цифровые фазометры оптического диапазона

Рассмотренный в предыдущем параграфе способ оптического гетеродинирования с фазовой модуляцией опорной волны позволил разработать устройство [8], с помощью которого удастся достаточно просто и эффективно проводить раздельную регистрацию

амплитуды и фазы оптической волны при любом значении фазовой девиации.

Работу следящего цифрового фазометра [8] поясним с помощью структурной схемы, которая представлена на рис. 4.1.

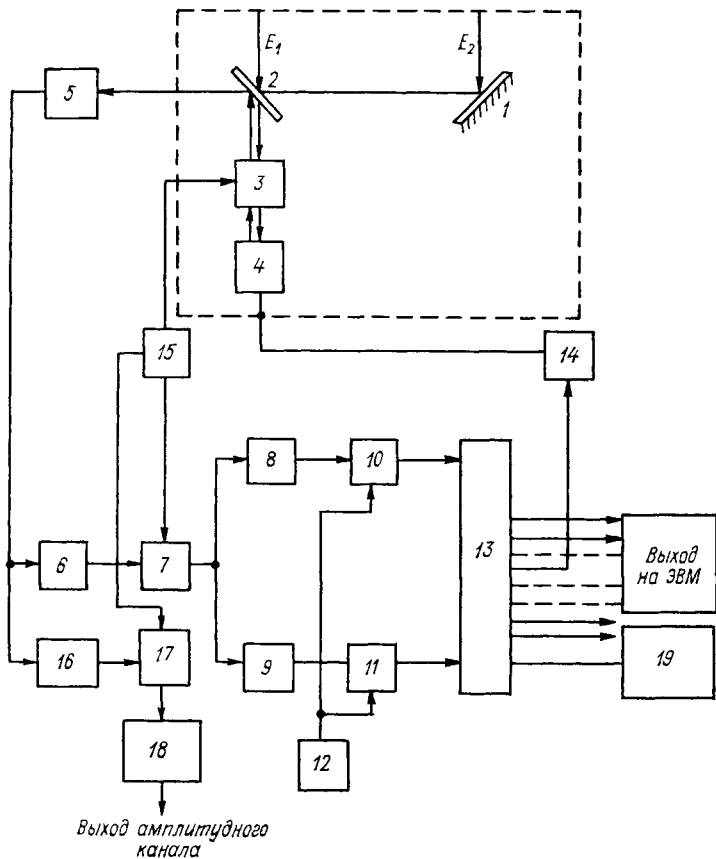


Рис. 4.1. Структурная схема оптического цифрового фазометра.

Пунктиром обозначен входной оптический смесительный блок, в котором осуществляется необходимое согласование волновых фронтов оптических колебаний.

Здесь 1 — отражающее зеркало, 2 — смесительная полупрозрачная пластина, 3 — фазовый модулятор, 4 — фазовый компенсатор.

Оптические колебания E_1 и E_2 смешиваются на полупрозрачной пластине 2, E_2 — непосредственно, E_1 — после предварительного пропускания через фазовый модулятор 3. В пространстве между пластиной 2 и фотоприемником 5 образуются биения плот-

ности оптической энергии, регистрируемые фотоприемником. После усиления в блоках 6, 16 и фильтрации получаем:

$$i_1(t) = kA_1A_2 \sin [\Delta S_0 + S(t)] \sin \Omega t, \quad (4.12)$$

$$i_2(t) = k_2A_1A_2 \cos [\Delta S_0 + S(t)] \cos \Omega t. \quad (4.13)$$

Здесь k_1 и k_2 — коэффициенты усиления; A_1 , A_2 — мгновенные значения амплитуд оптических колебаний E_1 и E_2 ; $\Delta S_0 + S(t) = \delta S$ — мгновенная разность фаз колебаний, обусловленная геометрией схемы и процессами в оптических пучках; Ω — модулирующая низкая частота генератора 15, выступающая в данном случае как несущее электрическое колебание для информации об амплитуде и фазе оптической волны.

В фазовом канале после синхронного детектора 7 имеются пороговые устройства 8 и 9, благодаря которым система находится в равновесии, если мгновенное значение разности фаз δS не превышает некоторого уровня, в данном случае 0,1 рад. При наличии фазового рассогласования, превышающего эту величину, в зависимости от знака рассогласования, срабатывает пороговое устройство, например, 8. В этом случае импульсы тактового генератора 12 пропускаются схемой совпадений 10 и поступают на реверсивный двоичный счетчик 13.

Многоразрядный двоичный счетчик состоит из цепочки триггеров, так что первый триггер срабатывает от каждого импульса, чередуя состояния «0» и «1», а состояние каждого из следующих триггеров чередуется вдвое реже, чем у предыдущего. Таким образом, второй триггер запускается каждым вторым входным импульсом, третий — каждым четвертым и т. д.

Если сначала все триггеры находились в состоянии «0», то после прихода определенного числа импульсов состояния триггеров отразят это число в двоичной системе исчисления.

Схема реверса, входящая в состав двоичного счетчика, в случае срабатывания второго порогового устройства 9 изменяет связи между триггерами так, что импульсы тактового генератора через схему «И» 11 поступают на второй вход счетчика и вместо увеличения записанного в состояниях триггеров числа начинают уменьшать это число, т. е. происходит вычитание нового количества импульсов из пришедшего ранее. В зависимости от знака разности фаз входного и опорного сигналов в счетчике производится или сложение или вычитание импульсов тактового генератора. С каждым триггером счетчика связан свой электронный ключ. Состояние ключей отражает состояние триггеров и используется как результат в цифровой форме. При выбранной «цене» младшего разряда 0,1 рад для отработки разности фаз в пределах одного периода 2π рад используются шесть первых разрядов двоичного счетчика 13, с которым связаны токовые ключи, составляющие цифроаналоговый преобразователь 14. Ток каждого ключа пропорционален разряду соответствующего триггера. Токи ключей складываются на общей нагрузке. Суммарный сигнал

изменяется не монотонно, а ступеньками, равными току, который протекает через нагрузку при включении младшего разряда. Выход цифроаналогового преобразователя регулируется таким образом, чтобы при полном заполнении шести первых разрядов счетчика изменение фазы опорной волны с помощью фазового компенсатора соответствовало величине 2π рад.

Таким образом, следящая система фазометра непрерывно отслеживает изменения фазы сигнальной волны (относительно фазы опорной) в пределах 2π рад. При разности фаз, превышающей 2π рад, следующие разряды двоичного счетчика *13* регистрируют число полных периодов, входящих в эту разность. Следовательно, расширение диапазона измерений легко произвести простым добавлением необходимого числа старших разрядов счетчика.

При наборе счетчиком 64 импульсов, т. е. при достижении разности фаз 2π рад, происходит включение седьмого разряда счетчика с весом состояния «1» $= 2\pi$ рад возвращение всех шести младших разрядов в состояние «0» и, следовательно, возвращение фазового компенсатора в исходное состояние. Благодаря этому, независимо от измеряемой разности фаз, фазовый компенсатор работает только на участке рабочей характеристики 0— 2π рад, чем обеспечивается минимум нелинейных искажений. Поскольку в результате автоподстройки разность фаз δS всегда поддерживается вблизи величины, кратной 2π рад, влияние ампли-

тудных флуктуаций оптического поля $\tilde{A}_c(t)$ незначительно. Емкость двоичного счетчика может быть сделана достаточно большой для проведения измерений в необходимом диапазоне изменения разности фаз. Так, при разрешении 0,1 рад 10-разрядный счетчик обеспечивает измерения в диапазоне $\pm 16\pi$ рад, добавление одного разряда удваивает диапазон измерений. Для визуализации регистрируемого процесса в фазометре предусмотрен второй цифроаналоговый преобразователь *19*, содержащий, как и преобразователь *14*, шесть токовых ключей, переключаемых по шести триггерам реверсивного счетчика. Выход преобразователя согласован со стандартным входом осциллографа. Благодаря принятой схеме считывание аналогового сигнала производится с неизменной относительной ошибкой 0,2 % независимо от диапазона измерений. Данная схема фазометра позволяет также выделить амплитудную информацию. Как следует из выражения (4.13) и из того факта, что при работе фазометра разность фаз сигнальной и опорной оптических волн в плоскости фотоприемника всегда поддерживается кратной 2π рад, выделение второй гармоники с помощью полосового усилителя *16* и последующего детектирования *17* позволяет получить на выходе конечного блока сигнал в виде $i_2 \sim k_2 A_1 A_2$, где $A_1 A_2$ — произведение, характеризующее флуктуации амплитуд смешиваемых колебаний.

Если эксперимент строится по локационной схеме, можно считать амплитуду гетеродинного колебания A_1 постоянной, тогда на выходе *18* реализация будет отображать амплитудные флуктуации

в сигнальной волне, усредненные по рабочей площади фотоприемника. В общем случае среднее значение произведения $\langle A_1 A_2 \rangle$ представляет собой значение пространственной амплитудной взаимокорреляционной функции. Таким образом, с использованием данного фазометра можно проводить регистрацию как фазовых, так и амплитудных флуктуаций в оптическом пучке. Выход цифровой информации о фазовых флуктуациях согласован с входом электронной вычислительной машины. Фазометр выполнен в блочном исполнении на типовых интегральных схемах.

Другой вариант оптического следящего фазометра [4, 12] разработан на основе электронно-лучевой трубки. Конструкция фазометра позволяет измерять разность фаз колебаний при любых амплитудных флуктуациях оптической волны.

4.4. Описание схем экспериментов по исследованию фазовых флуктуаций

В представленных ниже исследованиях измерения проводились в основном на трассах до 1000 м и в отдельных случаях до

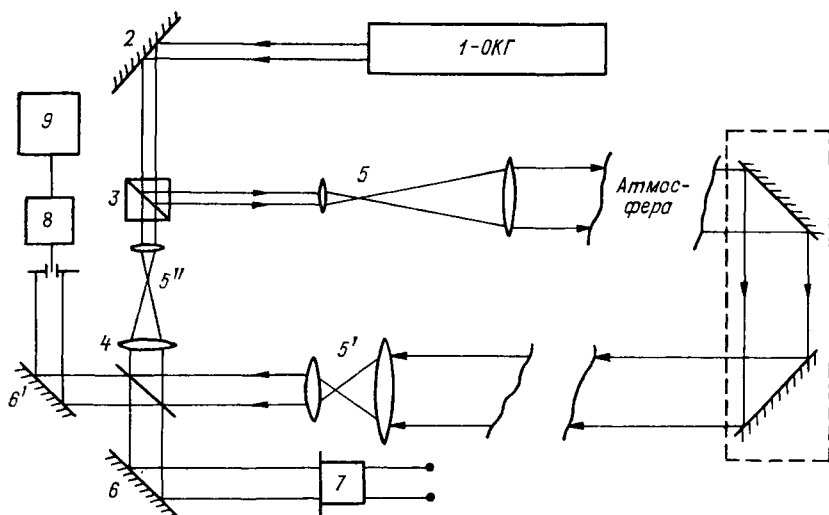


Рис. 4.2. Схема исследования временных фазовых флуктуаций.

3000 м в условиях, охватывающих области как слабых, так и сильных флуктуаций. В частности, по параметру, характеризующему уровень турбулентности, условия экспериментов охватывали значения $\beta_0 \leq 5$, что перекрывает диапазон возможных значений β_0 на вертикальных трассах через всю толщу атмосферы и соответствует области насыщения флуктуаций интенсивности. Исследование временных фазовых флуктуаций проводилось по схеме, представленной на рис. 4.2. Здесь 4, 6 и 6' — элементы фотосмесительного тракта, 7 — фазовый модулятор, 8 и 9 — соответственно

ФЭУ и фазометр. Назначение остальных элементов видно из рисунка. Использовался ОКГ, стабилизированный по провалу Лэмба с длиной когерентности 1000 м. Расстояние между прямым и обратным пучками превышало внешний масштаб турбулентности,

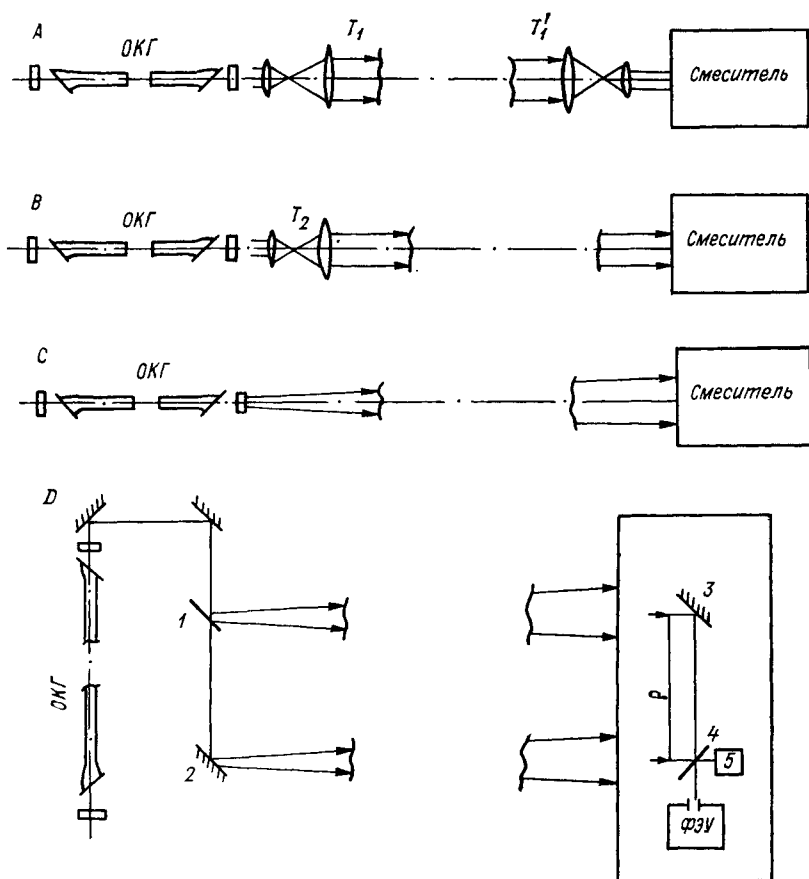


Рис. 4.3. Схемы исследования пространственных фазовых флуктуаций.

что позволяло не учитывать эффекты, связанные с корреляцией встречных волн (см. гл. 7 и 8).

Для исследования пространственных характеристик флуктуаций фазы лазерного излучения собирались экспериментальные установки по схемам A, B, C, D представленным на рис. 4.3.

Передачики в схемах A и B имели одинаковый вид, содержали передающий ОКГ и коллимирующее устройство T и отличались параметрами коллиматоров. В схеме A использовался коллиматор с фокусным расстоянием объектива $F=1600$ мм. С помощью соответствующих окуляров из комплекта оптической скамьи ОСК-2 формировался коллимированный пучок диаметром 160 мм.

В схеме *B* использовался коллиматор T_2 , собранный на базе объектива И-37 с фокусным расстоянием $F=300$ мм. В комплекте с окуляром T_2 обеспечивал размеры выходного пучка до 40 мм. Приемная часть установки *A* содержала входной коллиматор T'_1 , трансформировавший принимаемый пучок до размеров 30 мм. Дальнейшие исследования фазового фронта по этой схеме велись в таком пучке. В схеме *B* входной коллиматор отсутствовал, и пучок попадал в смесительный блок фазометра без промежуточной трансформации. По схеме *C* проводились исследования фазового фронта в оптическом пучке ОКГ, свободно распространяющемся через атмосферу без какой бы то ни было трансформации волнового фронта вообще, т. е. исследовался случай квазисферической волны. Максимальный разнос точек наблюдения, при котором проводились исследования по схемам *A—C*, составлял 50 мм.

Для исследования фазовых флуктуаций при больших разносах точек наблюдения ρ , от 500 до 1000 мм, использовалась двухпучковая схема *D*. Здесь пучок от оптического квантового генератора делился с помощью полупрозрачной пластины 1 на два пучка и с помощью дополнительного зеркала 2 оба пучка направлялись в сторону приемника параллельно друг другу.

Оптический смесительный блок фазометра в схеме *D* содержал зеркало 3, полупрозрачную пластину 4 и модуляционно-компенсационный узел 5 с отражающим зеркалом. Одновременным перемещением полупрозрачной пластины 1 и зеркала 3 достигалось необходимое изменение расстояния ρ между пучками. Для более корректного проведения эксперимента по исследованию

хода фазовой структурной функции в интервале $\rho \gg \sqrt{\lambda L}$ схема *D* перестраивалась в трехпучковую. Проведение одновременной регистрации фазовых флуктуаций на нескольких расстояниях ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 с помощью трех комплектов фазометров сводило к минимуму ошибки, которые могли появиться из-за неточного определения турбулентного состояния при взаимной стыковке результатов в случае, когда они получались последовательно.

Необходимо отметить, что во всех случаях экспериментальные установки обладали чрезвычайно высокой чувствительностью к взаимным перемещениям элементов юстировочных узлов, составляющей 5 нм. С целью уменьшения влияния местных почвенных колебаний передающая и приемная части установок размещались на массивных бетонных основаниях. Для снижения «павильонных эффектов» установки находились в неотопляемых помещениях на противоположных концах трассы и надежно защищались от воздействия воздушных потоков.

Приемная часть, содержащая оптический смесительный блок фазометра, монтировалась на массивной чугунной плите весом 1300 кг. Тепловая экранировка обеспечивала постоянство оптических характеристик в плечах смесителя. Контрольные эксперименты по проверке стабильности измерений показали, что при длине плеч смесителя 50 см ложный сигнал не превышал 10°

($\pm 5^\circ$) в течение 10 мин. За 100 с практически всегда обеспечивалась стабильность измерительной схемы выше 5° .

Относительная погрешность определения характеристик флуктуаций разности фаз, возникающая из-за ошибок следящей фазометрической системы, не превышала 1,6 %. Реализации фазовых флуктуаций $\delta S(t)$ при различных расстояниях между точками наблюдения получались последовательно от $\rho=0$ до максимального разнosa, допускаемого данной схемой. Максимальное время одного цикла измерений от $\rho=0$ до $\rho_{\max}$ составляло 10—15 мин. Все это позволило получить с большой статистической обеспеченностью экспериментальный материал по временным и пространственным фазовым флуктуациям излучения в реальной атмосфере, который до этого не мог быть получен из-за отмечавшихся выше методических трудностей.

4.5. Временные флуктуации фазы лазерного излучения в турбулентной атмосфере

Нормированный спектр флуктуаций фазы $U_s(f)$ в первом приближении метода плавных возмущений для модели спектра (1.16), (1.17), (1.20) может быть представлен в виде [7]

$$U_s(f) = \frac{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right) f}{2\Gamma\left(\frac{4}{3}\right) \sigma_s^2} \int_{x_0}^x \frac{C_e^2}{v_{\perp}} (b^2 + 1)^{-4/3} \kappa_0^{-8/3} \left\{ \exp(-\beta_1 \kappa_0^2 b^2) {}_1F_1 \times \right. \\ \times \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{3}; \beta_1 (b^2 + 1) \kappa_0^2 \right) + \exp(-\beta_2 \kappa_0^2 b^2) {}_1F_1 \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{3}; \beta_2 \times \right. \\ \times \left. (b^2 + 1) \kappa_0^2 \right) + \frac{1}{2} \exp(-\beta_3 \kappa_0^2 b^2) {}_1F_1 \left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{3}; \beta_3 (b^2 + 1) \kappa_0^2 \right) \Big\} d\xi \times \\ \times \left[\int_{x_0}^x \frac{C_e^2}{v_{\perp}} \kappa_0^{-8/3} d\xi \right]^{-1}, \quad (4.14)$$

где

$$b = 2\pi f / \kappa_0 v_{\perp}, \\ \sigma_s^2 = 2\pi^2 k^2 \int_{x_0}^x \int_0^{\infty} \kappa \Phi_s(\kappa) f_s(\kappa, \xi) d\xi d\kappa \quad (4.15)$$

— дисперсия флуктуаций фазы. Для коллимированного пучка $L/F \rightarrow 0$

$$\beta_1 = \frac{(1-c)^2}{(\Omega + \Omega^{-1})} \frac{L}{k} + \kappa_m^{-2}, \quad \beta_3 = \beta_2^*, \\ \beta_2 = \beta_1 - i(1-c) \frac{\Omega + \Omega^{-1}c}{\Omega + \Omega^{-1}} \frac{L}{k}, \quad c = \xi/L, \\ f_s(\kappa, \xi) = \exp \left\{ -\frac{L}{k} \kappa^2 \frac{\Omega^{-1}(1-\xi/L)}{1+\Omega^{-2}} \right\} \times \\ \times \left[1 + \cos \left(\frac{L}{k} \kappa^2 \frac{(1-\Omega^{-1}\xi/L)(1-\xi/L)}{1+\Omega^{-2}} \right) \right].$$

Спектр (4.14) записан для общего случая, когда параметры C_ϵ^2 , $v_\perp$, κ_0 являются функциями переменной интегрирования по трассе ξ .

На рис. 4.4 приведен рассчитанный спектр $U_s(f)$ для трех случаев [9].

В низкочастотной части ход спектра во всех случаях практически совпадает. Здесь можно выделить два участка: линейный рост ($b \ll 1$) и спад пропорционально частоте в степени $-5/3$ при

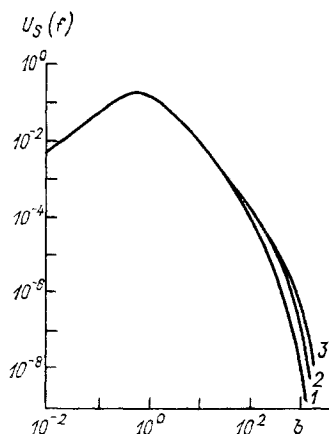


Рис. 4.4. Расчетный спектр временных фазовых флуктуаций.

1 — плоская волна, 2 — ограниченный пучок, 3 — сферическая волна.

$b > 1$. В высокочастотной области $(2\pi f/v_\perp) \sqrt{L/k} \gg 1$, $2\pi f/(\kappa_m \times v_\perp) \gg 1$ имеется определенное различие в скоростях спада спектров. Спектр флуктуаций фазы для ограниченного пучка уже соответствующего спектра для неограниченных волн.

Эксперименты по определению временных статистических характеристик флуктуаций фазы [9] проводились на приземных трассах высотой 1,5—2 м над землей в условиях ровной подстилающей поверхности в двух регионах — в Западной Сибири и в степи, в районе Цимлянска, по схеме, представленной на рис. 4.2. Протяженность трасс составляла от 95 до 1000 м. Атмосферная турбулентность соответствовала состоянию развитой конвекции с значениями структурной характеристики C_ϵ^2 в пределах $2 \cdot 10^{-14} — 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$.

Измерялся коэффициент временной корреляции фазы как функция временной задержки τ . Чтобы привести измеренные корреляционные функции к безразмерному времени $\kappa_0 v_\perp \tau$ и провести сравнение с соответствующими теоретическими результатами, необходимо оценить параметр κ_0 . Это можно сделать из одновременных измерений C_ϵ^2 и дисперсии флуктуаций фазы σ_s^2 , поскольку для модели Кармана в условиях развитой турбулентности, когда

выполняется соотношение $\kappa_m \gg \kappa_0$, значение дисперсии фазовых флуктуаций определяется формулой

$$\sigma_s^2 = 0,033 \frac{3}{5} \pi^2 k^2 C_s^2 L \kappa_0^{-5/3}. \quad (4.16)$$

На рис. 4.5 приведены результаты измерения коэффициента корреляции фазы $b_s(\tau)$ как функции $\kappa_0 v_{\perp} \tau$. Для сравнения на этом же рисунке штриховой линией показан рассчитанный коэффициент корреляции временных флуктуаций фазы для плоской

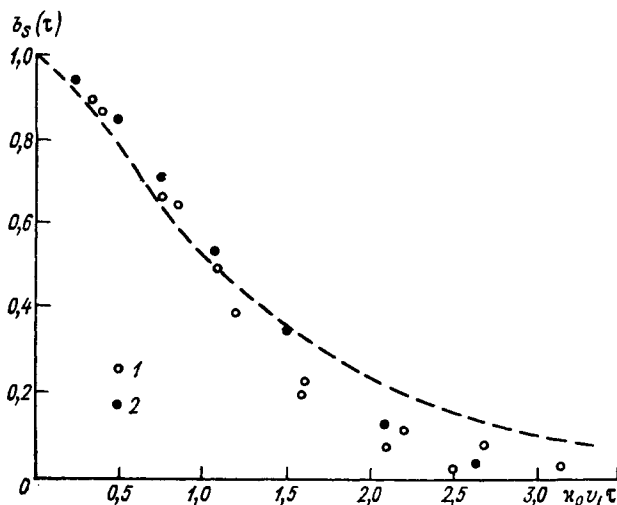


Рис. 4.5. Коэффициент временной корреляции фазовых флуктуаций.

1) $L=95$ м, 2) $L=200$ м.

волны при $L=100$ м, $\lambda=0,63$ мкм, $\kappa_0=5$ м⁻¹ (соответствующая величина внешнего масштаба модели Кармана $L_0=1,3$ м), $v_{\perp}=1,2$ м/с. Здесь видно, что до значений $\kappa_0 v_{\perp} \tau \leq 1$ расчетные результаты хорошо согласуются с экспериментальными.

С использованием экспериментальных значений $b_s(\tau)$ спектральная плотность флуктуаций фазы $U_s(f)$ согласно (5.43) оценивалась по следующей формуле:

$$U_s(f) = 2\sigma_s^2 \Delta \left[1 + 2 \sum_{k=1}^{N-1} b_s(k\Delta) \cos(2\pi f k \Delta) \right], \quad (4.17)$$

где N — число точек, $k\Delta$ — моменты времени, в которых вычислялся коэффициент корреляции, $k=1, 2, \dots, N$. Выражение (4.17) для U_s представляет собой сглаженную с помощью прямоугольного окна ширины $M=N\Delta$ оценку спектра. Результаты этой оценки приведены на рис. 4.6 при спектральном окне 1 Гц.

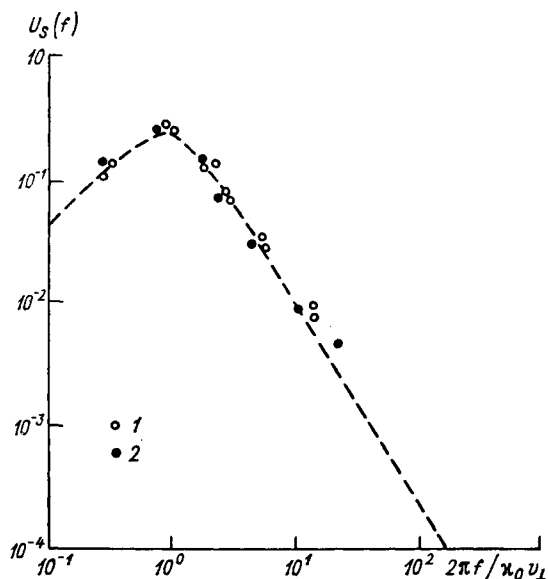


Рис. 4.6. Спектр фазовых флуктуаций.

1) $L=95$ м, 2) $L=200$ м.

4.6. Пространственные флуктуации фазы лазерного излучения в атмосфере

Пространственные флуктуации фазы лазерного излучения будем рассматривать как флуктуации разности фаз δS в двух точках на расстоянии ρ в плоскости $x = \text{const}$, перпендикулярной направлению распространения волны.

Статистические характеристики флуктуаций разности фаз измерялись по двухпучковой схеме (см. рис. 4.3) с использованием фазометра [8]. Измерялась временная реализация разности фаз $\delta S(t)$ в центрах двух гауссовых пучков, разнесенных на вектор ρ . Автокорреляционная функция $\Gamma(\tau)$ для такого случайного процесса в предположении стационарности поля флуктуаций фазы запишется в виде

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau) &= \langle [S(\rho, t) - S(0, t)][S(\rho, t + \tau) - S(0, t + \tau)] \rangle = \\ &= 2R_s(\tau) - B_s(\rho + \mathbf{v}_\perp \tau) - B_s(\rho - \mathbf{v}_\perp \tau). \end{aligned} \quad (4.18)$$

Для случая $\rho \parallel \mathbf{v}_\perp$ нормированная автокорреляционная функция разности фаз имеет следующий вид:

$$\gamma(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{\Gamma(0)} = \frac{b_s(|\mathbf{v}_\perp \tau|) - \frac{1}{2} b_s(|\mathbf{v}_\perp \tau - \rho|) - \frac{1}{2} b_s(|\mathbf{v}_\perp \tau + \rho|)}{1 - b_s(|\rho|)}. \quad (4.19)$$

На рис. 4.7 сплошными линиями изображены расчетные данные для $\gamma(\tau)$ при различных значениях базы ρ в зависимости от аргумента $\kappa_0 v_{\perp} \tau$. Исходные пучки гауссовы, коллимированные, $\lambda = 0,63$ мкм, $L = 100$ м. Из сравнения кривых 1, 2, 3 видно, что уменьшение базы $\kappa_0 \rho \rightarrow 0$ существенно уменьшает радиус положительной корреляции, в то же время увеличение разнесения пучков приводит к росту радиуса положительной корреляции и к увеличению глубины отрицательной корреляции. На этом же

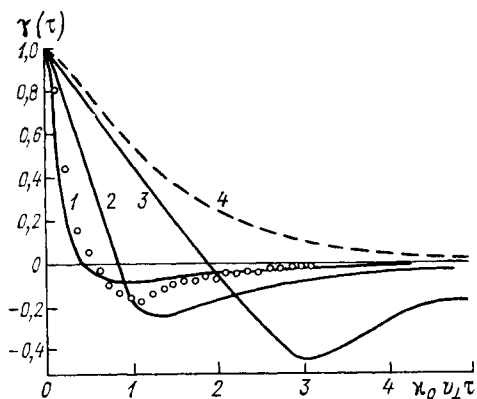


Рис. 4.7. Автокорреляционная функция флуктуаций разности фаз.

1) $\kappa_0 \rho = 0,2$; 2) $\kappa_0 \rho = 1,0$; 3) $\kappa_0 \rho = 3,0$.

рисунке штриховой линией 4 нанесена временная корреляционная функция флуктуаций фазы на оси гауссова пучка.

Измерения флуктуаций пространственной разности фаз производились в широком диапазоне разносов пучков ρ , от 1 см до 2 м. На рис. 4.7 точками нанесена экспериментальная корреляционная функция $\gamma(\tau)$, полученная при условиях: эффективный размер пучка на входе в атмосферу $a = 1$ см, длина трассы $L = 100$ м, высота над подстилающей поверхностью 1,6 м, $\kappa_0 \rho = 0,5$.

На рис. 4.8 представлены в обобщенном виде результаты экспериментального определения фазовой структурной функции, полученные для условий развитой турбулентности на трассе $L = 100$ м. Точки соответствуют усредненным данным в среднем по 10—15 реализациям.

Общий ход пространственной структурной функции $D_s(\rho)$ содержит три участка. Первые два участка соответствуют степенному росту D_s , на третьем участке рост флуктуаций постепенно замедляется и прекращается. При разносах $\rho < 15$ мм $D_s \sim \rho^2$. Далее ход структурной функции близок к $^{5/3}$ —степенной зависимости от ρ . Наибольший разброс экспериментальных данных наблюдается в «переходной» области ($\rho = 15 \dots 20$) мм между этими участками, что, по-видимому, связано с вариациями нижней границы инерционного интервала в зависимости от параметров турбулентности. При разносах $\rho = 30 \dots 40$ см и выше наступило насыщение флуктуаций фазы.

Спектральная плотность пространственных флуктуаций фазы определяется с помощью формулы [18]

$$U_{\delta s}(f) = 4 \sin^2(\pi \rho f / v_{\perp}) U_s(f), \quad (4.20)$$

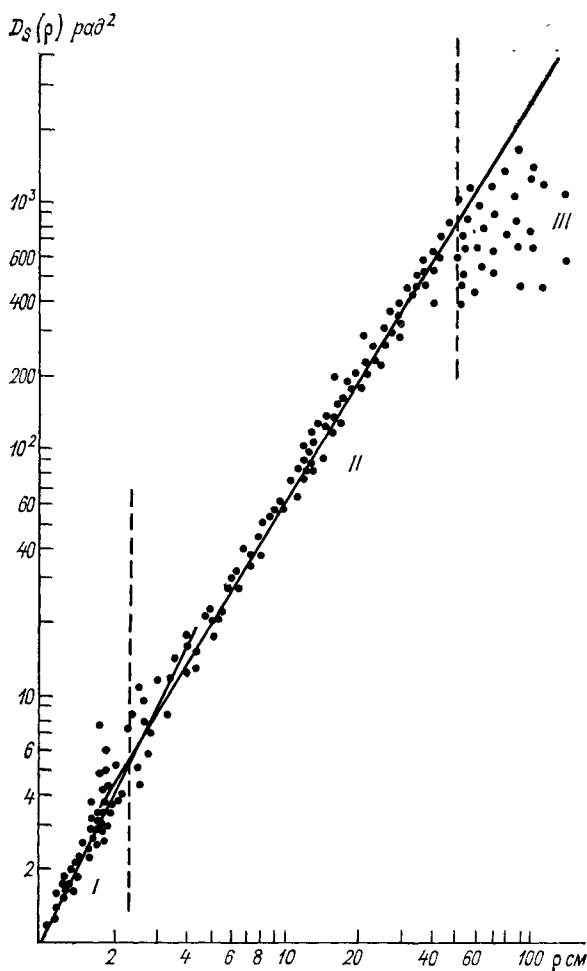


Рис. 4.8. Структурная функция фазовых флуктуаций в приземном слое.

где $U_s(f)$ — спектр временных фазовых флуктуаций, рассчитываемый по формуле (4.14). Вид спектральной плотности $U_{\delta s}$ представлен на рис. 4.9.

На рис. 4.10 приведены экспериментальные оценки спектральной плотности $U_{\delta s}$ для базы $\rho = 3$ и 5 см в интервале 1—100 Гц. Для большой базы оценка проводилась сшиванием спектров из двух частей: в интервале 0,3—4,0 Гц спектр сглаживался окном $M = 0,3$ Гц, а в интервале 4—40 Гц использовалось окно шириной

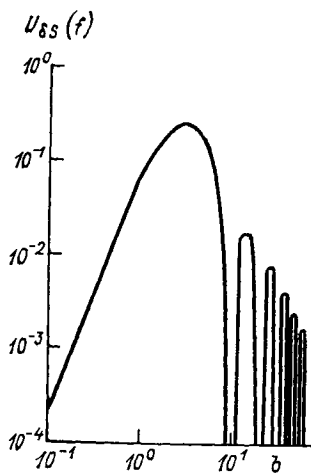


Рис. 4.9. Расчетный спектр пространственных флуктуаций фазы.

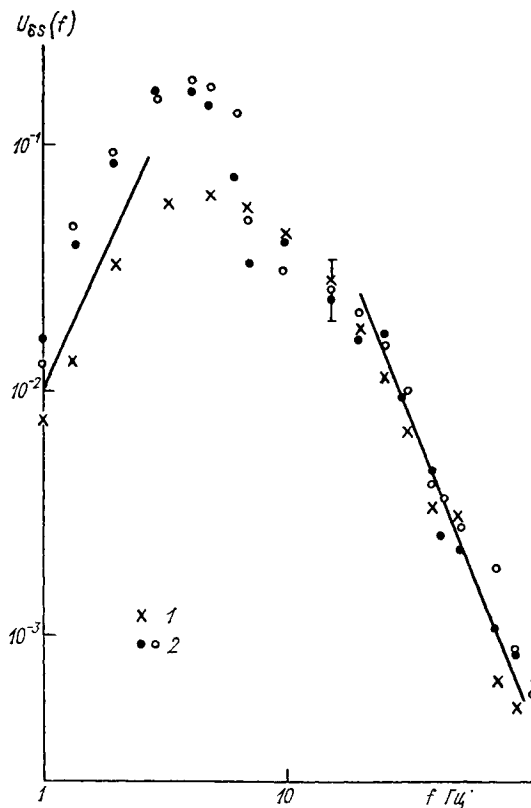


Рис. 4.10. Спектры флуктуаций разности фаз на малой базе.

1) $L=200$ м; 2) $L=95$ м.

$M=1,5$ Гц. Спектры в интервале 0,3—0,4 Гц для большой базы 55 см приведены на рис. 4.11.

На низких частотах спектр ведет себя в среднем пропорционально f^2 . Здесь спектр чрезвычайно неустойчив, что связано,

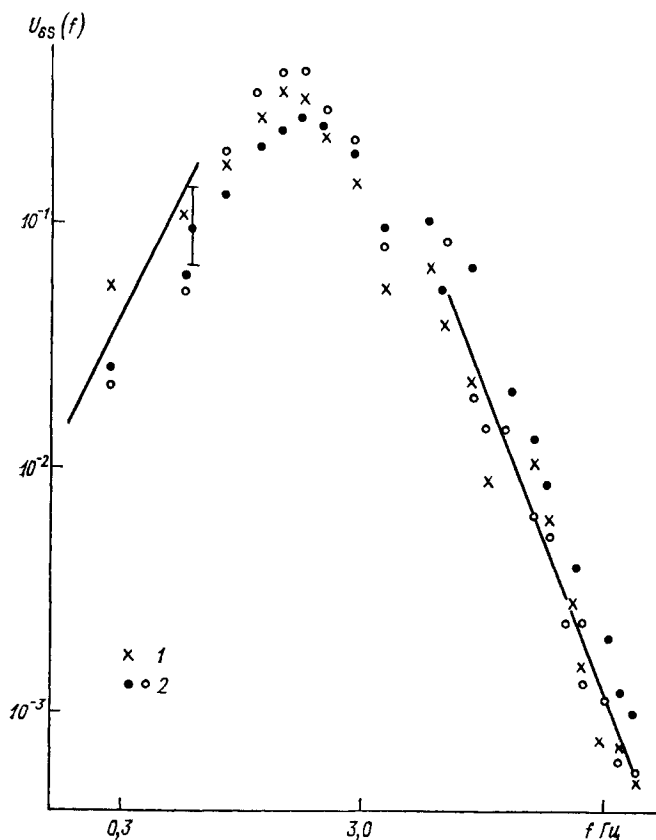


Рис. 4.11. Спектры флуктуаций разности фаз на большой базе.

1) $L=200$ м; 2) $L=95$ м.

по-видимому, с динамическим характером процессов турбулентности в области крупных масштабов. На высоких частотах спад спектра, как и предполагает теория, пропорционален $f^{-3/2}$ (сплошные линии соответствуют расчетным данным). На частотах $f = Nv_{\perp}/\rho$ ($N=1, 2, \dots$) спектр разности фаз при условии постоянства поперечной составляющей скорости ветра должен обращаться в нуль. Восстановленные спектры в области высоких частот имеют периодические осцилляции, но глубина осцилляций невелика, и с ростом частоты эти осцилляции сглаживаются.

Положение максимума спектра $U_{\delta s}$ позволяет оценить внешний масштаб L_0 , поскольку, как показывает расчет, максимум

спектра разности фаз приходится на частоту, для которой $2\pi f/\kappa_0 v_{\perp} \approx 1$.

Из приведенных данных видно, что в целом полученные результаты хорошо согласуются с расчетами статистических характеристик флуктуаций фазы в первом приближении метода плавных возмущений.

ГЛАВА 5. ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Исследованию характеристик флуктуаций интенсивности света в атмосфере посвящено значительное число экспериментальных и теоретических работ. Интерес к этой проблеме объясняется многообразием факторов, оказывающих влияние на пространственно-временную структуру флуктуаций интенсивности. Действительно, здесь имеют принципиальное значение уровень турбулентных пульсаций показателя преломления и длина трассы, пройденной излучением в атмосфере, его когерентные свойства, условия дифракции на выходной апертуре, время усреднения фотоприемного устройства и т. п.

В главе проведено обобщение имеющихся в научной литературе сведений о поведении пространственно-временных характеристик флуктуаций интенсивности света в турбулентной атмосфере. Рассмотрены дисперсия, пространственная корреляция и спектры интенсивности оптических пучков, влияние неполной пространственной когерентности источника на характеристики флуктуаций, частотная корреляция и распределение вероятностей интенсивности. Однако количество публикаций по результатам исследований флуктуаций интенсивности столь велико, что охватить их все не представляется никакой возможности. Так, за пределами материала главы оказались вопросы влияния приемной оптической системы на флуктуации принимаемого сигнала, результаты исследований продольной корреляции интенсивности в случайно-неоднородных средах. С этими материалами можно ознакомиться по монографиям [36, 47, 56, 72], а также по оригинальным работам [9, 22, 55, 58, 91, 97].

5.1. Дисперсия и пространственная корреляция интенсивности оптических пучков

Расчеты характеристик флуктуаций интенсивности света, распространяющегося в турбулентной атмосфере, основываются главным образом на использовании уравнения для четвертого момента поля (2.40). Аналитическое решение этого уравнения не найдено, в связи с чем статистический анализ интенсивности проводился в целом ряде работ либо на основе численного решения уравне-

ния (2.40) [48, 50, 71, 83], либо путем построения соответствующих асимптотических решений этого уравнения для области слабых и сильных флуктуаций [21, 36, 52, 56, 72, 83, 94, 107, 115]. Значительный прогресс в исследовании флуктуаций интенсивности пространственно ограниченных оптических пучков связан также с использованием фазового приближения метода Гюйгенса—Кирхгофа (2.56) [11, 12, 14, 15, 56, 72, 98, 100, 107, 115]. Результаты экспериментальных исследований пространственных характеристик интенсивности света на атмосферных трассах содержатся в [1, 4, 47, 72, 82, 89].

5.1.1. Дисперсия флуктуаций интенсивности

В области слабых флуктуаций ($\beta_0^2 < 1$) решение уравнения (2.40) с использованием формул (2.41), (2.44), (2.45) и выражения для средней интенсивности (3.21) позволяет для относительной дисперсии интенсивности на оси гауссова (2.75) оптического пучка получить

$$\sigma_I^2(x, 0) = \sigma_I^2 = \frac{16}{11} \frac{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}{|g|^{5/3}} \left\{ \operatorname{Re} \left[(g^*)^{5/6} {}_2F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{17}{6}; \frac{i}{\Omega} + \frac{L}{F}\right) \right] - 1 \right\} D_s(2a), \quad (5.1)$$

где ${}_2F_1(\alpha_1, \beta; \gamma; z)$ — гипергеометрическая функция Гаусса, $g = 1 + i\Omega(1 - L/F)$. В случае плоской, сферической волны и наиболее узкого в дифракционном смысле пространственно ограниченного пучка ($\Omega = 1$) из (5.1) следуют результаты:

$$\sigma_{I, \text{пл}} = \beta_0, \quad \sigma_{I, s} = 0,63\beta_0, \quad \sigma_{I, b} = 0,51\beta_0, \quad (5.2)$$

совпадающие с результатами метода плавных возмущений. Значение среднего квадратического отклонения интенсивности растет с увеличением длины трассы и интенсивности турбулентности пропорционально β_0 .

Если $L/F = 1$ (пучок фокусируется в плоскость наблюдения $x' = x$) и $\Omega \rightarrow \infty$, то (5.1) обращается в нуль. В этом случае при решении интегрального уравнения (2.44) необходимо удерживать члены более высокого порядка малости, чем $O(\beta_0^2)$. В итоге получаем

$$\sigma_I^2 = \left[\frac{1}{2} \left(\Gamma^2\left(\frac{11}{6}\right) + \Gamma\left(\frac{8}{3}\right) \right) - \Gamma^2\left(\frac{11}{6}\right) \left(\frac{4}{3}\right)^{5/3} \times \right. \\ \left. \times {}_2F_1\left(\frac{11}{6}, \frac{11}{6}; 1; \frac{1}{4}\right) \right] D_s^2(2a). \quad (5.3)$$

Отсюда видно, что при фокусировке света большими апертурами флуктуации нарастают пропорционально β_0^4 ($D_s(2a) = 2,84\beta_0^2 \Omega^{3/6}$). Фазовое приближение метода Гюйгенса—Кирхгофа для относи-

тельной дисперсии интенсивности сфокусированного излучения также приводит к формуле (5.3), а для коллимированных и расходящихся пучков — к выражению

$$\tilde{\sigma}_I^2 = \frac{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}{|g|^{5/3}} [\operatorname{Re}(g)^{5/6} - 1] D_s(2a). \quad (5.4)$$

В частных случаях $\Omega \gg 1$, $\Omega = 1$ и $\Omega \ll 1$ из (5.4) получаем

$$\tilde{\sigma}_{I, n} = 0,84\beta_0, \quad \tilde{\sigma}_{I, s} = 0, \quad \tilde{\sigma}_{I, b} = 0,3\beta_0 \quad (L/F = 0).$$

Видно, что с уменьшением параметра Ω погрешность расчета σ_I^2 на основе ФПМГК по сравнению с (5.1) возрастает. Эту погрешность можно оценить, если в уравнение (2.44) подставить вместо G_4^0 функцию G_4^K (2.57) и произвести расчет второго слагаемого в правой части (2.44) при $\beta_0^2 < 1$. В результате получим

$$\Delta\sigma_I^2 = \frac{g^2}{\Omega^{5/3}} \Gamma\left(\frac{11}{6}\right) \cdot \frac{5}{6} \int_0^1 \xi^{5/3} g^{5/3}(\xi) \frac{(1+z^2)^{-17/12}}{1-\xi} \times \\ \times (z \cos \varphi - \sin \varphi) D_s(2a) d\xi, \quad (5.5)$$

где

$$g^2(\xi) = 1 + \frac{\Omega^2}{\xi^2} \left(1 - \frac{L\xi}{F}\right)^2, \quad z = \frac{\xi}{\Omega(1-\xi)} \left[g^2(\xi) - \right. \\ \left. - (1-\xi) \frac{\Omega^2}{\xi^2} \left(1 - \frac{L(1-\xi)}{F}\right) \right], \quad \varphi = \frac{5}{6} \operatorname{arctg} z.$$

Из (5.5) следует

$$\Delta\sigma_{I, n} = 0,16\beta_0, \quad \Delta\sigma_{I, s} = 0,63\beta_0, \quad \Delta\sigma_{I, b} = 0,21\beta_0.$$

Таким образом, суммирование выражений (5.4) и (5.5) приводит к тем же результатам, что и (5.1).

При статистическом анализе сильных флуктуаций интенсивности ($\beta_0^2 \gg 1$), как и при исследовании когерентных свойств лазерного излучения (см. гл. 3), удобно выделить несколько характерных режимов распространения. Это режим плоской волны ($\Omega \gg \beta_0^{12/5}$), режим сферической волны ($\Omega \ll \beta_0^{-12/5}$), режим пространственно ограниченного пучка ($\beta_0^{-12/5} \ll \Omega \ll \beta_0^{12/5}$). Отдельно следует рассматривать режим фокусировки излучения в плоскость наблюдения $x' = x$ ($L/F = 1$). В этом режиме могут реализоваться условия $1 < \Omega < \beta_0^{12/5}$ и $\Omega \gg \beta_0^{12/5}$.

Для относительной дисперсии интенсивности плоской волны справедливо выражение [93].

$$\sigma_{I, n}^2 = 1 + q^{-1/3} \frac{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right) \Gamma\left(\frac{7}{5}\right)}{2^{11/15} \Gamma\left(\frac{7}{6}\right)} {}_2F_1\left(\frac{7}{5}, \frac{2}{3}; \frac{5}{3}; \frac{5}{8}\right) + \\ + O(q^{-2/3}) \approx 1 + 0,86\beta_0^{-4/5} + O(\beta_0^{-9/5}), \quad (5.6)$$

которое получается в результате асимптотического решения уравнения (2.40) с использованием (2.41), (2.44), (2.46), (2.47). Такой же результат для $\sigma_{I, n}^2$ получен в работах [52, 111, 118], где асимптотическое решение уравнения (2.40) осуществлялось другими способами.

Фазовое приближение метода Гюйгенса—Кирхгофа приводит к выражению

$$\sigma_{I, n}^2 = 1 + 0,5\beta_0^{-4/3} + O(\beta_0^{-8/3}). \quad (5.7)$$

Итерирование уравнения (2.44) с использованием в качестве G_4^0 функции G_4^K (2.57), соответствующей ФПМГК, позволяет найти поправку $\Delta\sigma_{I, n}^2$ к $\tilde{\sigma}_{I, n}^2$:

$$\Delta\sigma_{I, n}^2 = 0,36\beta_0^{-4/3} + O(\beta_0^{-8/3}). \quad (5.8)$$

Суммируя (5.7) и (5.8), приходим к результату (5.6).

В режиме сферической волны асимптотическое решение уравнения (2.40) позволяет найти [34]

$$\sigma_{I, s}^2 = 1 + 2,8\beta_0^{-4/3} + O(\beta_0^{-8/3}). \quad (5.9)$$

Отсюда следует, что при $\Omega \ll \beta_0^{-12/5}$ флуктуации интенсивности выше, чем в случае плоской волны. Фазовое приближение метода Гюйгенса—Кирхгофа для данного режима неприменимо [72].

В работах [21, 94] тем же способом, что и в [93] (см. п. 2.2), проведен асимптотический анализ относительной дисперсии сильных флуктуаций интенсивности пространственно ограниченных оптических пучков при произвольных значениях параметра Ω . При этом для дисперсии интенсивности плоской и сферической волн получены количественные результаты, близкие к результатам (5.6), (5.9). Не очень существенное различие в коэффициентах при слагаемых $O(\beta_0^{-4/3})$ в (5.6), (5.9) и в соответствующих формулах [21, 94] связано с использованием в указанных работах квадратической аппроксимации вида (3.7). Однако в области значений Ω , отвечающих режиму пространственно ограниченного пучка, аппроксимация (3.7) приводит к значительно большей погрешности. В частности, дисперсия интенсивности на оси пучка, согласно [21, 94], оказывается меньше, чем для сферической волны, что находится в противоречии с имеющимися экспериментальными данными [47, 72, 82] (см. рис. 5.2), полученными в условиях сильных флуктуаций. Невысока точность результатов [21, 94] и при описании флуктуаций интенсивности в сфокусированных пучках. Для этих режимов более предпочтительными являются другие приближенные методы.

Например, ФПМГК позволяет получить асимптотическую формулу

$$\sigma_I^2 = 1 + 2,7\Omega^{-1/5}\beta_0^{-1/5} = 1 + 4,1D_s^{-2/5}(2a) + O(D_s^{-4/5}(2a)), \quad (5.10)$$

пригодную для описания относительной дисперсии интенсивности как в режиме фокусировки излучения, так и в режиме пространственно ограниченного пучка. При этом в случае $L/F=1$, $\Omega \gg \beta_0^{1/5}$ формула (5.10) является асимптотически строгой и совпадает с выражением для σ_I^2 , найденным в результате решения уравнения (2.40) [117]. Режим $\beta_0^{-12/5} \ll \Omega \ll \beta_0^{12/5}$ соотношение (5.10) описывает лишь приближенно. Более точное выражение для дисперсии интенсивности пространственно ограниченных лазерных пучков получается, если провести итерирование уравнения (2.44) с использованием в качестве G_4^0 фазового приближения функции Грина G_4^K (2.57) и осуществить вычисление возникающих здесь многократных интегралов, не прибегая к квадратической аппроксимации типа (3.7). В итоге имеем [100]

$$\sigma_I^2 = 1 + 6,04\beta_0^{-1/5} + 2,7\Omega^{-1/5}\beta_0^{-1/5} + O(\Omega^{1/5}\beta_0^{-1/5}). \quad (5.11)$$

Из сравнения (5.11) и (5.6), (5.9) видно, что в режиме пространственно ограниченного пучка дисперсия сильных флуктуаций интенсивности максимальна. Близкий к (5.11) результат в режиме $\beta_0^{-12/5} \ll \Omega \ll \beta_0^{12/5}$ получается также при использовании СФПМГК [72]:

$$\sigma_I^2 = 1 + 4,8\beta_0^{-1/5} + O(\beta_0^{-1/5}).$$

Детальный анализ применимости ФПМГК в задачах распространения света в случайно-неоднородных средах [15, 72, 99, 100] (см. п. 2.3), а также проведенное здесь сравнение результатов ФПМГК (5.4), (5.7), (5.10) с имеющимися асимптотическими решениями уравнения (2.40) показывают, что в режимах плоской волны, фокусировки излучения и пространственно ограниченного пучка ФПМГК не приводит к существенной погрешности при расчете флуктуаций интенсивности. В то же время полученные в этом приближении результаты [7, 11, 12, 14] позволяют провести наглядный анализ поведения дисперсии и пространственной корреляции интенсивности не только в крайних случаях слабых ($\beta_0^2 < 1$) и сильных ($\beta_0^2 \gg 1$) флуктуаций, но и в области промежуточных значений параметра β_0^2 . Поэтому дальнейшее рассмотрение пространственных статистических характеристик интенсивности оптических пучков проведем в основном с привлечением теоретических результатов ФПМГК и соответствующих экспериментальных данных из [1, 47, 72, 82, 89].

Второй статистический момент интенсивности для гауссова пучка (2.75) в фазовом приближении метода Гюйгенса—Кирхгофа записывается в виде

$$\begin{aligned} \langle I(\mathbf{r}_1) I(\mathbf{r}_2) \rangle = & \left(\frac{2}{\pi} \right)^3 \Omega^4 \int \exp \left\{ -2(t_1^2 + t_2^2 + |g|^2 t_3^2) - \right. \\ & - \frac{1}{2} D_s(2a) \left(\sum_{j=1}^2 |t_2 + (-1)^j t_3|^2 + \frac{8}{3} \int_0^1 \sum_{j=1}^2 \sum_{m=2}^3 (-1)^{m-1} \xi \frac{\rho}{2a} + \right. \\ & \left. \left. + (1 - \xi)(t_1 + (-1)^j t_m)^2 \right) d\xi \right\} + 4(g-1)t_1 t_2 - \\ & \left. - 2i \frac{ka}{L} (2R t_3 + \rho t_2) \right\} dt_3, \end{aligned} \quad (5.13)$$

где $\rho = \rho_1 - \rho_2$, $R = (\rho_1 + \rho_2)/2$. Формула (5.12) и выражение для средней интенсивности (3.21) позволяют провести как асимптотический анализ дисперсии (2.35) и коэффициента пространственной корреляции (2.36) слабых ($\beta_0^2 < 1$) и сильных ($\beta_0^2 \gg 1$) флуктуаций интенсивности, так и численный анализ этих характеристик при произвольных значениях параметра β_0^2 . Отметим, что имеющиеся численные результаты расчета σ_I^2 и b_I на основе уравнения (2.40) относятся только к случаю плоской волны [48, 83], а флуктуации интенсивности в пространственно ограниченных пучках в области насыщения дисперсии исследовались лишь асимптотически [21, 36, 94].

Для вычисления интеграла (5.12) в [11—13] применялся метод статистических испытаний [73], суть которого сводится к оценке значения интеграла при помощи среднего арифметического:

$$J = \int_V f(\mathbf{r}_n) d^n \mathbf{r} = \int_V \frac{f(\mathbf{r}_n)}{\mu(\mathbf{r}_n)} \mu(\mathbf{r}_n) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f_{\mu}(\mathbf{r}_{n,i}) d^n \mathbf{r},$$

где $f_{\mu}(\mathbf{r}_n) = f(\mathbf{r}_n)/\mu(\mathbf{r}_n)$, а $\mathbf{r}_{n,1}, \dots, \mathbf{r}_{n,N}$ — совокупность статистически независимых векторов, распределенных в n -мерном объеме интегрирования V с плотностью вероятностей $\mu(\mathbf{r}_n)$. Для оценки интеграла (5.12) функция $\mu(t_6)$ была выбрана в виде произведения одномерных гауссовых плотностей вероятностей:

$$\begin{aligned} \mu(t_6) = \mu(t_1, t_2, t_3) = & \left(\frac{2}{\pi} \right)^3 [|g|^2 + D_s(2a)] \times \\ & \times \exp \{ -2[t_1^2 + t_2^2 + (|g|^2 + D_s(2a))t_3^2] \}. \end{aligned}$$

Интегралы в выражении (3.21) и в показателе экспоненты в (5.12) вычислялись по квадратурным формулам Гаусса [63]. Ошибка вычисления относительной дисперсии $\sigma_I^2(\mathbf{x}, \mathbf{R})$ и коэффи-

циента корреляции $b_I(x, \mathbf{R}, \rho)$ определялась по относительным средним квадратическим отклонениям $\delta\sigma_I/\sigma_I$ и $\delta b_I/b_I$, которые формировались из последовательностей случайных значений σ_I и b_I , получаемых в процессе счета. Наибольшие значения ошибки составляли $\delta\sigma_I/\sigma_I=0,1$ и $\delta b_I/b_I=0,25$.

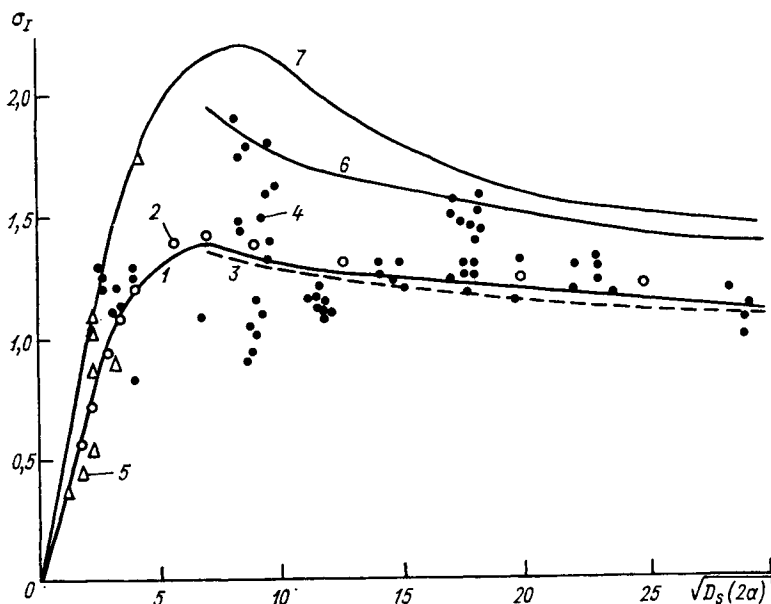


Рис. 5.1. Зависимость дисперсии флуктуаций интенсивности лазерного пучка от параметра $D_s(2a)$.

1 — расчет для сфокусированного пучка ($L/F=1$, $\Omega=25$); 2 — расчет для коллимированного пучка ($L/F=0$, $\Omega=1$); 3 — расчет по асимптотической формуле (5.10), 4 — экспериментальные данные [85, 98]; 5 — экспериментальные данные для дисперсии логарифма амплитуды σ из [39], пересчитанные по формуле $\sigma_I^2 = \exp(4\sigma_\chi^2) - 1$; 6 — расчет по асимптотической формуле (5.11); 7 — экспериментальные данные [47, 49].

Зависимость дисперсии флуктуаций интенсивности на оси ($R=0$) сфокусированного и коллимированного пучков от параметра $D_s(2a)$ показана на рис. 5.1 [72]. Видно, что при значении обобщенного параметра $D_s(2a) \approx 50$ имеет место фокус флуктуаций интенсивности, в котором величина σ_I принимает максимальное значение ($\sigma_{I,m}=1,4$). При дальнейшем увеличении параметра $D_s(2a)$ численный расчет дает стремление σ_I^2 к единице в полном согласии с асимптотикой (5.10).

Приведенные на рис. 5.1 экспериментальные данные для сфокусированного пучка были получены в работах [39] и [85, 98] на атмосферных трассах протяженностью $L=250$ м и $L=20 \dots 1360$ м соответственно. Число Френеля фокусирующей апертуры было равно $\Omega=4,6$ в [39] и превышало значение $\Omega=5$ в [85, 98].

Диафрагма на выходе фотоумножителя во всех случаях выбиралась меньше, чем дифракционный размер пучка. Согласно расчетных и экспериментальных данных на рис. 5.1 свидетельствует в пользу применимости ФПМГК для расчета дисперсии флуктуаций интенсивности сфокусированного пучка. Хорошее согласие результатов расчета по асимптотике (5.10) с экспериментальными данными для сфокусированного пучка наблюдается и при очень больших значениях параметра $D_s^{1/2}(2a)$, от 75 до 500 [1]. Эксперимент [1] проводился в лабораторных условиях в жидкостной кювете с конвективной турбулентностью при больших числах Рэлея.

В случае коллимированного пучка ($\Omega \approx 1$) экспериментальная зависимость σ_I от параметра β_0^2 была получена [47, 49, 82] при измерениях на горизонтальных трассах длиной $L = 16,3$ км и $L = 13,5$ км с использованием одномодовых лазеров, излучающих на длинах волн $\lambda = 0,6328$ мкм и $\lambda = 10,6$ мкм. Подробное описание условий проведения данного эксперимента содержится в [47, 82]. На рис. 5.1 показана экспериментальная зависимость $\sigma_I(x, 0)$ от параметра $D_s(2a)$. Из сопоставления численного расчета дисперсии по формулам (5.12), (3.21), асимптотики (5.11) и экспериментальных данных видно, что ФПМГК качественно правильно описывает насыщение дисперсии (в том числе положение области максимума), но дает заниженные значения величины σ_I . Асимптотическая формула (5.11), являющаяся результатом итерирования интегрального уравнения (2.44), при $D_s \gg 1$ лучше согласуется с экспериментом.

Рисунок 5.2 дает наглядное представление о зависимости флуктуаций интенсивности на оси коллимированного пучка от числа Френеля передающей апертуры. Здесь представлены экспериментальные данные для σ_I в области слабых [89] и сильных [19, 82] флуктуаций интенсивности. Видно, что в области насыщения ($\beta_0^2 > 1$) имеется хорошо выраженный максимум σ_I при значениях параметра $\Omega \sim 1$. Зависимость σ_I от Ω при слабых флуктуациях качественно иная: в этом случае при $\Omega \approx 1$ дисперсия интенсивности минимальная. Представленные на рис. 5.2 теоретические результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

При смещении точки наблюдения из центра пучка к периферии флуктуации интенсивности возрастают: $\sigma_I^2(x, R) > \sigma_I^2(x, 0)$. В области слабых флуктуаций этот рост описывается формулой

$$\sigma_I^2(x, R) = D_s(2a) \frac{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)}{|g|^{5/3}} \left[\operatorname{Re} g^{5/6} - {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{R^2}{a_d^2}\right) \right], \quad (5.13)$$

где ${}_1F_1(\alpha, \beta; z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция. Сначала σ_I^2 увеличивается с ростом R по квадратичному закону ($R < a_d$), а затем — по экспоненциальному ($R \gg a_d$). В области

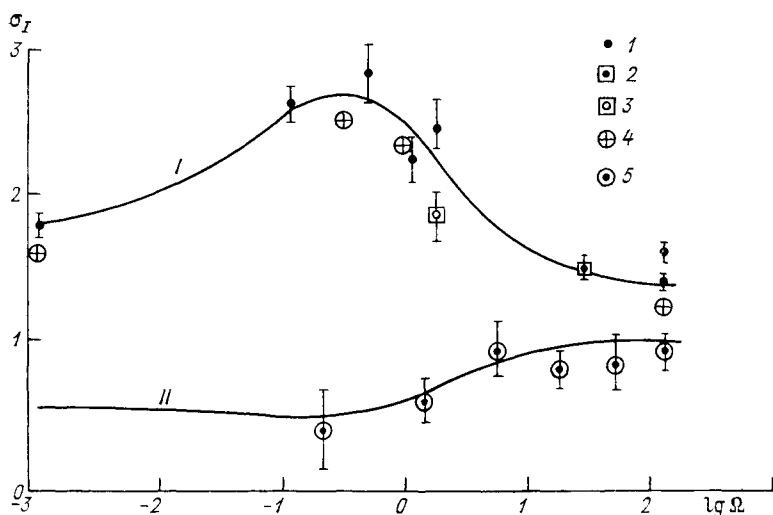


Рис. 5.2. Зависимость σ_I от числа Френеля передающей апертуры.

I — экспериментальные данные [82] при $2 \leq \beta_0^2 \leq 7$; 2 и 3 — экспериментальные данные [82] и [19] соответственно при $10 \leq \beta_0^2 \leq 40$; I — усредненная экспериментальная кривая; 4 — расчет по формулам (5.6), (5.9) и (5.11) при $\beta_0^2 = 5$; 5 — экспериментальные данные [89] для $\sigma_I/\sigma_I(\Omega_{\max})$; II — расчет по формуле (5.1) отношения $\sigma_I/\sigma_{I, \text{н}} = \sigma_I/\beta_0$; вертикальные отрезки — доверительные интервалы.

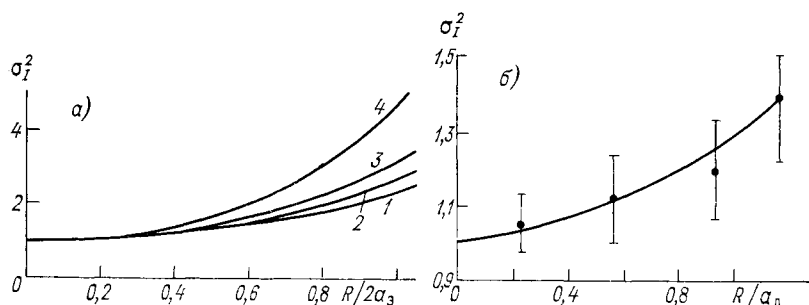


Рис. 5.3. Зависимость относительной дисперсии интенсивности от расстояния до центра пучка ($\Omega=1$, $L/F=0$).

а) расчет при различных значениях $D_s(2a)$.

Кривая. . .	1	2	3	4
$D_s(2a)$. . .	160	30	15	3

б) результаты измерений [74] при $D_s(2a)=1,5$. . . 2 (точки) и расчета при $D_s(2a)=3$ (кривая).

сильных флуктуаций выражение для $\sigma_I^2(x, R)$ в режиме пространственно ограниченного пучка имеет вид

$$\sigma_I^2(x, R) = 1 + 2,3D_s^{-2/5} + 3,5D_s^{-7/5}R_f^2 + O(D_s^{-4/5}, R_f^2\Omega D_s^{-8/5}),$$

$$R_f = R\sqrt{k/L}, \quad (5.14)$$

откуда следует, что с увеличением интенсивности турбулентности на трассе возрастание дисперсии к краю пучка ослабевает. На зависимость дисперсии сильных флуктуаций интенсивности от положения точки наблюдения указывалось также в работе [21], где анализ $\sigma_I^2(x, R)$ проводился на основе асимптотического решения уравнения (2.40).

Результаты расчета $\sigma_I^2(x, R)$ по формулам (5.12), (3.21) при различных значениях параметра $D_s(2a)$ представлены на рис. 5.3 а. На рис. 5.3 б приведены данные измерений зависимости σ_I^2 от R [74] и расчетная кривая 4, полученная при близком к реализовавшимся в эксперименте [74] значению $D_s(2a) = 3$. Для большей наглядности эти результаты изображены в масштабе $R/a_{\perp}$. Видно, что для условий эксперимента ФПМГК количественно описывает рост дисперсии к краю пучка.

5.1.2. Зависимость дисперсии сильных флуктуаций интенсивности от внутреннего масштаба турбулентности

Влияние высокочастотной части спектра турбулентности на флуктуации интенсивности лазерного излучения в области насыщения дисперсии рассмотрим с использованием модели спектральной плотности (1.14), (1.17), полагая $\varphi_0(x/x_0) = 1$. В этом случае выражение для относительной дисперсии флуктуаций интенсивности на оси коллимированного пучка в фазовом приближении метода Гюйгенса—Кирхгофа имеет вид [7, 14]

$$\sigma_I^2(x, 0) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^3 \frac{\Omega^4}{\langle I(x, 0) \rangle} \int \exp[-2(t_1^2 + t_2^2 + (1 + \Omega^2)t_3^2) + 4i\Omega t_1 t_2] \exp\left(-\frac{1}{2}D_s(2a) \sum_{j=1}^2 \{[(t_3 + (-1)^j t_2)^2 + l_a^2]^{5/6} - l_a^{5/6}\}\right) dt_3 \times$$

$$\times \left(\exp\left\{\frac{1}{2}D_s(2a) \sum_{j=1}^2 \sum_{m=2}^3 (-1)^{m-1} [(t_1 + (-1)^j t_m)^2 + l_a^2]^{5/6}\right\} - 1\right), \quad (5.15)$$

где $l_a = \left(\frac{9}{8}\right)^3 \frac{l_0}{2a}$. Средняя интенсивность $\langle I(x, 0) \rangle$ в формуле (5.15) представляется в виде интеграла

$$\langle I(x, 0) \rangle = \frac{2\Omega^2}{1 + \Omega^2} \int_0^\infty t \exp\left\{-t^2 - \frac{1}{2}D_s(2a) [(t^2 + l_a^2)^{5/6} - l_a^{5/6}]\right\} dt. \quad (5.16)$$

Асимптотический анализ выражения (5.15) при $D_s(2a) \gg 1$ приводит к следующим результатам. Если структурная функция фазы, вычисленная на внутреннем масштабе турбулентности $D_s(l_0) = D_s\left(\frac{2a}{l_a}\right) = 0,274 C_\epsilon^2 k^2 L \left(\frac{9}{8}\right)^3 l_0$ принимает значения, значительно меньшие единицы, то в режиме плоской волны для дисперсии интенсивности имеем формулу (5.7), как в случае чисто степенного колмогоровского спектра. Если выполняется условие $D_s(l_0) \gg 1$, то из (5.15) получаем

$$\sigma_I^2(x, 0) = 1 + 0,52 \beta_0^{-1/3} (k l_0^2 / L)^{2/3} + O(\beta_0^{-2/3} (k l_0^2 / L)^{2/3}), \quad (5.17)$$

$$\beta_0 \gg 1, \quad D_s(l_0) \gg 1, \quad k l_0^2 / L \ll 1.$$

В режиме пространственно ограниченного пучка асимптотическая оценка интегралов (5.15), (5.16) приводит к приближенной формуле

$$\begin{aligned} \sigma_I^2(x, 0) = & 1 + 0,32 \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) D_s^2(2a) \left[\frac{\Gamma\left(\frac{12}{5}, D_s(l_0)/2\right)}{\Gamma\left(\frac{6}{5}, D_s(l_0)/2\right)} \left(\frac{D_s(2a)}{2}\right)^{-6/5} - \right. \\ & \left. - l_a^2 \right]^2 + 0,04 \Gamma\left(\frac{4}{3}\right) D_s^4(2a) \left[\frac{\Gamma\left(\frac{18}{5}, D_s(l_0)/2\right)}{\Gamma\left(\frac{6}{5}, D_s(l_0)/2\right)} \left(\frac{D_s(2a)}{2}\right)^{-12/5} - \right. \\ & \left. - 2 \frac{\Gamma\left(\frac{12}{5}, D_s(l_0)/2\right)}{\Gamma\left(\frac{6}{5}, D_s(l_0)/2\right)} \left(\frac{D_s(2a)}{2}\right)^{-6/5} l_a^2 + l_a^4 \right]^2 + O(D_s^{-6/5}(2a), l_a^2), \end{aligned} \quad (5.18)$$

где $\Gamma(\alpha, z)$ — неполная гамма-функция. Выражение (5.18) упрощается в двух случаях, $D_s(l_0) \ll 1$ и $D_s(l_0) \gg 1$:

$$\begin{aligned} \sigma_I^2(x, 0) = & 1 + 2,7 \beta_0^{-4/5} \Omega^{-1/3} (1 + 0,14 D_s^{6/5}(l_0)) + \\ & + 7,07 \beta_0^{-8/5} \Omega^{-2/3} (1 + 0,07 D_s^{6/5}(l_0)) + O(\beta_0^{-12/5} \Omega), \\ & D_s(l_0) \ll 1; \end{aligned} \quad (5.19)$$

$$\begin{aligned} \sigma_I^2(x, 0) = & 1 + 2,5 l_a^{2/3} [1 + 1,6 D_s^{-1}(l_0)] + 4,72 l_a^{4/3} [1 + 4 D_s^{-1}(l_0)] + \\ & + O(l_a^2), \quad l_a < 1, \quad D_s(l_0) \gg 1. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Из формул (5.7), (5.17), (5.19), (5.20) следует, что при $D_s(l_0) \ll 1$, как и при чисто степенном законе убывания спектра флуктуаций диэлектрической проницаемости ($l_0 = 0$), относительная дисперсия стремится к единице с ростом параметра β_0 по закону $\beta_0^{-4/5}$ и для плоской волны, и для пространственно ограниченного пучка. Когда значение параметра $D_s(l_0)$ возрастает ($D_s(l_0) \gg 1$), закон стремления к единице относительной диспер-

сии плоской волны становится более медленным ($\sigma_I^2 - 1 \sim \beta_0^{-1/3}$), а в случае пространственно ограниченного пучка уровень насыщения относительной дисперсии превышает единицу на величину, определяемую отношением внутреннего масштаба к диаметру апертуры (5.20). Для режима плоской волны закон убывания величины $\sigma_I^2 - 1$ согласуется с полученным в работе [93] при асимптотическом решении уравнения (2.40). Однако для режима пространственно ограниченного пучка асимптотическое решение уравнения (2.40) [21] не приводит к увеличению уровня насыщения

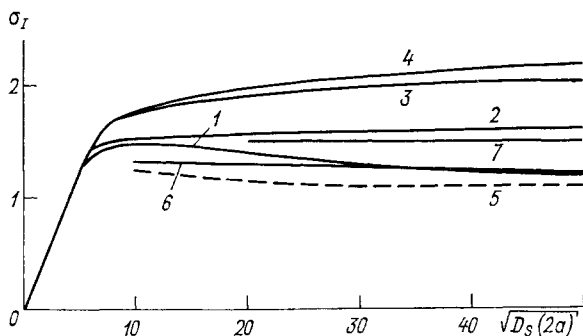


Рис. 5.4. Дисперсия сильных флуктуаций интенсивности коллимированного пучка ($\Omega=1$) при различных значениях внутреннего масштаба турбулентности.

Кривая . . .	1	2	3	4	6	7
l_a . . .	0,071	0,178	0,285	0,356	0,071	0,178

5 — расчет по асимптотической формуле (5.19); 6 и 7 — расчет по формуле (5.20).

дисперсии при $D_s(l_0) \gg 1$, а лишь изменяет, как и для пространственно неограниченных волн, степенной закон убывания величины $\sigma_I^2 - 1 \sim \beta_0^{-1/3}$ на зависимость вида $\sigma_I^2 - 1 \sim \beta_0^{-1/3}$.

В работе [11] произведен численный расчет относительной дисперсии интенсивности узкого коллимированного пучка по формулам (5.15), (5.16) в зависимости от параметра $D_s(2a)$ при различных значениях внутреннего масштаба турбулентности. Результаты расчета представлены на рис. 5.4. Здесь же нанесены асимптотические кривые. Видно, что асимптотики удовлетворительно согласуются с численным расчетом при $l_a < 1$. Дальнейшее увеличение внутреннего масштаба турбулентности эквивалентно переходу к квадратичной случайно-неоднородной среде [30], когда насыщения относительной дисперсии интенсивности с ростом флуктуаций диэлектрической проницаемости и длины трассы не наступает. Таким образом, вывод об изменении уровня насыщения дисперсии интенсивности в режиме пространственно ограниченного пучка, сделанный на основе ФПМГК, не противоречит общей картине поведения флуктуаций интенсивности при изменении спектра турбулентности.

Экспериментальное изучение зависимости σ_I^2 от внутреннего масштаба турбулентности проведено в [7, 72]. Измерения проводились на наклонной трассе длиной 30 км в районе г. Улан-Удэ. Выбор наклонной трассы обеспечивал выполнение условия $D_s(l_0) \geq 1$ за счет увеличения длины трассы по сравнению с горизонтальной. Одновременно на приподнятых участках трассы следовало ожидать большие значения внутреннего масштаба. Приемник для измерения относительной дисперсии флуктуаций интенсивности располагался на вершине горы, а передатчик — в долине. В качестве передатчика использовался He—Ne-лазер ЛГ-38, работавший в одномодовом режиме на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм с выходной мощностью 50 мВт. На выходе телескопической системы формировался гауссовый коллимированный пучок с числом Френеля $\Omega = 0,65$. Приемником служил ФЭУ-84, перед которым была установлена блenda длиной 4 м и интерференционный светофильтр ($\lambda = 0,63$ мкм, $\Delta\lambda = 1$ нм). Световой поток через диафрагму диаметром 0,8 мм падал на ФЭУ, электрический сигнал с которого поступал одновременно на аналоговую вычислительную машину МН-10М и тепловой квадратор с полосой пропускания 10 кГц. С помощью МН-10М измерялось среднее значение сигнала $\bar{I}$, а тепловым квадратором — среднее квадратическое значение сигнала I^2 . Значения относительной дисперсии вычислялись по формуле $\sigma_I^2 = \bar{I}^2 / \bar{I}^2 - 1$. Время усреднения составляло 80 с. Аппаратурная ошибка измерения относительной дисперсии не превышала 5 % (при $\sigma_I^2 \leq 9$).

Одновременно с измерениями относительной дисперсии проводились записи средней интенсивности в фокальной плоскости приемной линзы, расположенной в том же пункте, что и коллиматор, формировавший основной пучок. Лазерный источник, освещавший приемную линзу, находился на вершине горы. Как показано в [72], такие измерения позволяют определять параметры $D_s(2a)$ и $D_s(l_0)$, характеризующие зависимость дисперсии от интенсивности турбулентности на трассе и усредненного вдоль трассы внутреннего масштаба.

За время эксперимента были получены 179 пятиминутных синхронных измерений величин σ_I^2 , $D_s(2a)$ и $D_s(l_0)$. Величина σ_I^2 находилась как среднее от значений, соответствующих времени усреднения 80 с. Параметры $\beta_0^2 = D_s(2a)/2,8\Omega^{5/6}$ и $l_a = [D_s(l_0)/D_s(2a)]^{3/5}$ изменялись в пределах $\beta_0^2 = 8 \dots 24$, $l_a = 0,009 \dots 0,09$. Из совокупности экспериментальных точек были выделены два интервала значений l_a ($l_a = 0,009 \dots 0,02$ и $l_a = 0,05 \dots 0,09$) таким образом, что в каждом из них содержалось по 25 % всех точек, и эти интервалы находились на противоположных краях опытного распределения вероятностей величины l_a . В каждом из интервалов были построены зависимости $\sigma_I(\beta_0)$, которые приведены на рис. 5.5. Здесь же показаны теоретические

зависимости, рассчитанные по формулам (5.19), (5.20). Как видно, из рисунка, группы точек, соответствующие разным интервалам значений параметра l_a , четко разделяются, и большим значениям внутреннего масштаба соответствуют большие значения дисперсии сильных флуктуаций интенсивности. Одной из причин раз-

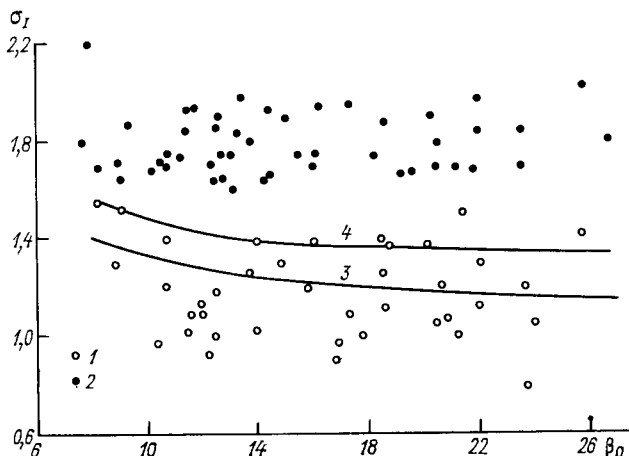


Рис. 5.5. Зависимость дисперсии сильных флуктуаций интенсивности коллимированного лазерного пучка от внутреннего масштаба турбулентности.

1 и 2 — эксперимент; 3 и 4 — расчет по формулам (5.19) и (5.20).

Точка (кривая) . . .	1	2	3	4
l_a	0,009—0,02	0,05—0,09	0,009	0,09

броса экспериментальных точек в каждой из групп является конечность интервалов значений Δl_a .

5.1.3. Пространственная корреляция флуктуаций интенсивности

В области слабых флуктуаций для коэффициента пространственной корреляции (2.36) из (5.12), (3.21) следует асимптотическая ($D_s(2a) < 1$) формула

$$\begin{aligned}
 b_I(x, \rho_1, \rho_2) = & \operatorname{Re} \left\{ g^{5/6} \left[{}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{\rho^2}{4a_d^2} g \right) + \right. \right. \\
 & + 2^{1/3} {}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; -\frac{\rho^2}{4a_d^2} \frac{g}{\Omega^2} \left(1 - \Omega i \left(2 - \frac{L}{F} \right) \right)^2 \right) \Big] - \\
 & - {}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{(2R - i \sqrt{|g|^2 - 1} \rho)^2}{4a_d^2} \right) - \\
 & \left. - 2^{1/3} {}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{(2R - i (\sqrt{|g|^2 - 1} + |g|^2/\Omega) \rho)^2}{4a_d^2} \right) \right\} / (1 + 2^{1/3}) \times \\
 & \times \prod_{j=1, 2} \operatorname{Re} \left\{ g^{5/6} - {}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{\rho_j^2}{a_d^2} \right) \right\}^{1/2}. \quad (5.21)
 \end{aligned}$$

При выводе (5.21) использовалась приближенная квадратурная формула

$$\int_0^1 \varphi(\xi) d\xi \approx \frac{1}{6} \left[\varphi(0) + \varphi(1) + 4\varphi\left(\frac{1}{2}\right) \right] \quad (5.22)$$

для интегралов в показателях экспонент в (5.12) и (3.21).

Из формулы (5.21) следует, что масштабом пространственной корреляции слабых флуктуаций интенсивности пространственно ограниченного гауссова пучка является дифракционный размер пучка $2a_g$. Этот результат согласуется с результатами метода плавных возмущений [47, 72]. При переходе к плоской волне ($\Omega \rightarrow \infty$) выражение (5.21) переходит в формулу

$$b_I(x, \rho) = \operatorname{Re} \left\{ (-i)^{5/6} \left[{}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; i \frac{k\rho^2}{4L}\right) - \frac{5}{\Gamma\left(\frac{11}{6}\right)} \left(\frac{k\rho^2}{4L}\right)^{5/6} + \right. \right. \\ \left. \left. + 2^{1/3} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; i \frac{k\rho^2}{L}\right) \right] \right\} / (1 + 2^{1/3}) \sin \frac{\pi}{12},$$

которая в качестве масштаба пространственной корреляции дает, как и метод плавных возмущений [86], радиус первой зоны Френеля.

В области сильных флуктуаций для второго момента интенсивности (5.12) удается построить асимптотический ряд по обратным степеням большого параметра $D_s(2a)$. В результате для коэффициента пространственной корреляции $b_I(x, \rho_1, \rho_2)$ получаем

$$b_I(x, \rho_1, \rho_2) = |\gamma(x, \rho_1, \rho_2)|^2 + \beta_0^{-1/3} (\gamma_1 + \gamma_2), \quad (5.23)$$

где γ_1 и γ_2 — функции от параметров Ω , L/F , β_0^2 .

Из выражения (5.23) следует, что коэффициент корреляции сильных флуктуаций интенсивности в области масштабов меньших или порядка радиуса когерентности совпадает с квадратом модуля комплексной степени когерентности поля. Этот результат был получен как следствие приближенного решения уравнения (2.40) в [33, 118] для плоской волны, в [34] — для сферической и в [94] — для коллимированного пучка. Подставляя в (5.23) конкретное представление (2.34), (3.8) для комплексной степени когерентности и определяя радиус корреляции интенсивности r_I из условия уменьшения коэффициента корреляции b_I до уровня e^{-1} , находим, что он связан с радиусом когерентности поля ρ_c соотношением

$$r_I = 2^{-1/2} \rho_c. \quad (5.24)$$

Следовательно, все выводы относительно зависимости радиуса когерентности от дифракционных параметров пучка и интенсивности турбулентности на трассе, сделанные в гл. 3, применимы к радиусу пространственной корреляции сильных флуктуаций интенсивности.

Слагаемое $O(\beta_0^{-4/5})$, как и в [36, 94], имеет масштаб спада, пропорциональный $L/k\rho_c$, и определяет область слабой положительной корреляции.

Результаты расчета коэффициента корреляции при симметричном относительно оси пучка разnose точек наблюдения ($R=0$) представлены на рис. 5.6. Значения параметра $D_s(2a)$ выбирались таким образом, чтобы включить в рассмотрение слабые флуктуации интенсивности, область фокусировки флуктуаций и интервал асимптотического насыщения дисперсии. Из вида кривых коэффициента корреляции следует, что радиус положительной корреляции слабых флуктуаций интенсивности приблизительно равен дифракционному радиусу пучка. При разnose точек наблюдения на расстояние порядка дифракционного диаметра пучка наблюдается глубокая отрицательная корреляция. Эти выводы в случае узкого ($\Omega \sim 1$) коллимированного пучка согласуются с результатами расчетов [47, 72] в приближении метода плавных возмущений. При переходе от слабых флуктуаций интенсивности в область насыщения дисперсии ($D_s^{1/2}(2a) > 10$) вид корреляционной функции изменяется. В случае сфокусированного пучка радиус положительной корреляции остается приблизительно равным дифракционному диаметру пучка $2a_d$. Этот масштаб в качестве радиуса корреляции насыщенных флуктуаций интенсивности сфокусированного пучка впервые был указан в работе [117]. Одновременно возникает второй масштаб положительной корреляции, который существенно превосходит первый масштаб. Нанесенные здесь данные эксперимента [120] неплохо согласуются с расчетом в области разносов $\rho > 2a_d$.

В отличие от сфокусированного пучка радиус положительной корреляции коллимированного пучка при переходе в режим насыщения дисперсии (кривая 4 на рис. 5.6 б) существенно образом уменьшается по сравнению с дифракционным радиусом пучка. Так же как и в случае сфокусированного пучка, появляется второй масштаб корреляции.

Результаты экспериментального исследования пространственной корреляции сильных флуктуаций интенсивности [32, 41, 42, 49, 72] представлены на рис. 5.7. Подробное описание экспериментов [41, 42, 49] содержится в [82]. Эксперимент [32, 72] проводился в условиях Забайкалья на наклонной трассе длиной 6,4 км. Интенсивность турбулентности на трассе (параметр β_0^2) измерялась по полуширине средней дифракционной картины в фокальной плоскости приемной линзы [72]. В качестве передатчика использовался He—Ne-лазер ($\lambda=0,6328$ мкм) типа ЛГ-75, работавший в одномодовом режиме. Распределение интенсивности пучка на выходе из коллиматора хорошо аппроксимировалось гауссовой кривой ($2a=8$ см). В качестве приемников использовались гибкие световоды, торцы которых были ориентированы перпендикулярно световому потоку и имели диафрагмы с диаметром 1,2 и 3,2 мм. Собранные световодами потоки направлялись на

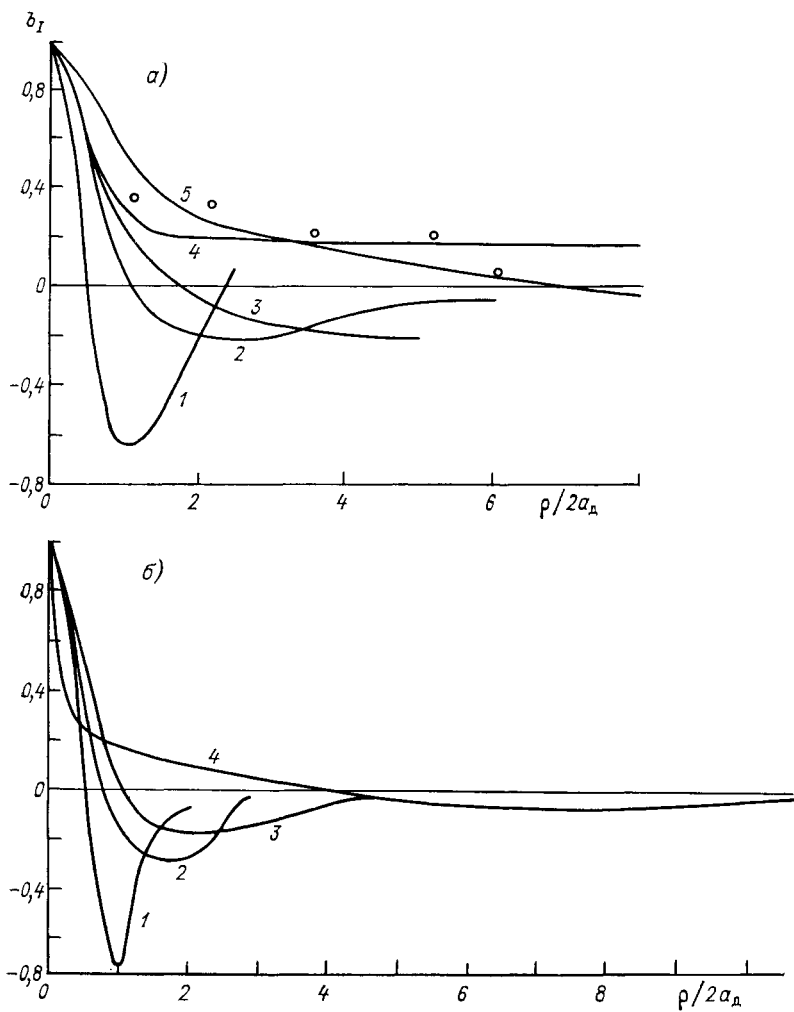


Рис. 5.6. Коэффициент пространственной корреляции флуктуаций интенсивности при различных значениях параметра $D_s(2a)$.

а) сфокусированный пучок ($L/F=1$, $\Omega=25$); точки — эксперимент [120], $\Omega=8,7$.

Кривая . . .	1	2	3	4	5
$D_s(2a)$. . .	2	10	50	400	1400

б) коллимированный пучок ($L/F=0$, $\Omega=1$).

Кривая . . .	1	2	3	4
$D_s(2a)$. . .	3	16	32	158

фотоэлектронные умножители ФЭУ-28. С выходов ФЭУ сигналы подавались на однотипные селективные усилители с полосой пропускания от 0 до 750 Гц. С помощью аналоговой вычислительной машины МН-10 измерялись средние значения $\overline{I_n}$, средние квадраты $\overline{I_n^2}$ и средние произведений $\overline{I_n I_m}$ усиленных сигналов. Ди-

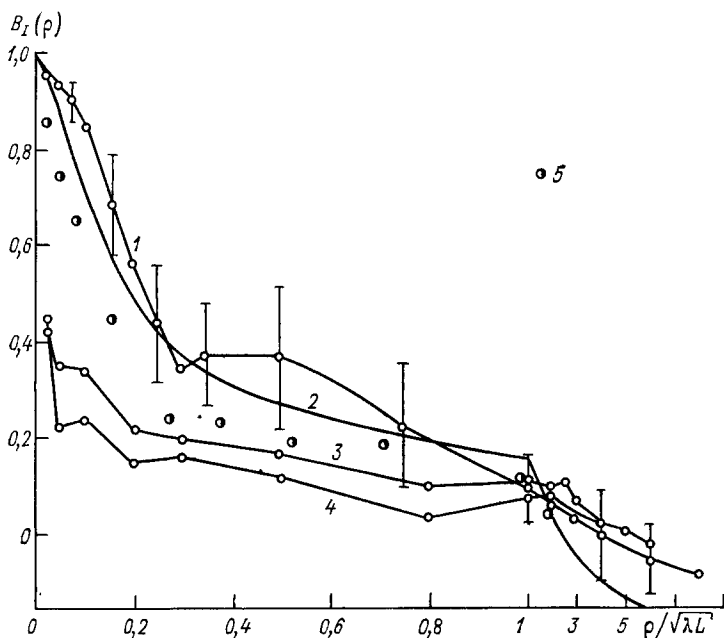


Рис. 5.7. Коэффициент пространственной корреляции сильных флуктуаций интенсивности.

1 — эксперимент [32] ($\beta_0=3.3 \dots 6.1$); 2 — численный расчет по формулам (5.12), (3.21) ($\beta_0=7.3$); 3 и 4 — экспериментальные данные для сферической и плоской волны [41, 42]; 5 — эксперимент [49]; вертикальные отрезки — доверительные интервалы.

намический диапазон приемных трактов составлял 48 дБ. Время интегрирования выбиралось равным 45 с. Величины $\overline{I_n}$, $\overline{I_n^2}$ и $\overline{I_n I_m}$ использовались для вычисления коэффициента корреляции

$$b_I = \left[\overline{I_1 I_2} - \overline{I_1} \overline{I_2} \right] / \left[\overline{I_1^2} - \overline{I_1}^2 \right]^{1/2} \left[\overline{I_2^2} - \overline{I_2}^2 \right]^{1/2}.$$

На рис. 5.7 [72] представлены экспериментальные значения коэффициента корреляции, полученные путем усреднения данных, соответствующих отдельным сеансам. Вертикальными линиями показаны доверительные интервалы по уровню значимости 0,9. Измерения для разнеса приемников в области $\rho < 0,35(\lambda L)^{1/2}$ проводились с диафрагмами размером $d=1,2$ мм (усреднено 20 сеансов), а в области $\rho \geq 0,2(\lambda L)^{1/2}$ диаметр входного отвер-

ствия приемников был равен $d=3,2$ мм (усреднено 32 сеанса). В перекрывающейся области разносов экспериментальные данные удовлетворительно согласовывались друг с другом. Для сравнения на этом же рисунке изображен коэффициент корреляции, рассчитанный численно с применением формул (5.12), (3.21), и показаны взятые из работ [41, 42] экспериментальные данные для коэффициента корреляции широкого коллимированного ($\Omega=130$) и расходящегося (угол расходимости равен $60''$) лазерных пучков, полученные на приземной трассе длиной $L=1750$ м при близких значениях параметра $\beta_0=2,8 \dots 5,0$. Видно, что экспериментальные данные для узкого коллимированного пучка ($\Omega \approx 1$) удовлетворительно согласуются с расчетом, выполненным с использованием ФПМГК. Уровень пространственной корреляции

узкого пучка в области разносов $\rho \leq \sqrt{\lambda L}$ выше, чем в случае широкого коллимированного (плоская волна) и расходящегося (сферическая волна) пучков при одинаковой интенсивности турбулентности на трассе. Полученные опытные значения $b_I(x, \rho)$ лежат несколько выше данных эксперимента [49], проведенного с узким коллимированным пучком ($\Omega \approx 2,2$) на надводной трассе длиной 16,3 км при значении параметра $\beta_0=4 \dots 7$, которые, в свою очередь, удовлетворительно согласуются с результатами измерений [24] коэффициента корреляции узкого коллимированного пучка на приземной трассе длиной $L=4$ км. Возможно, что измерение параметра β_0 на наклонной трассе давало несколько завышенные усредненные значения этой величины.

Соотношение между измеренными радиусами пространственной корреляции плоской волны ($\Omega=130$), сферической волны (угол расходимости равен $60''$) и пространственно ограниченного пучка ($\Omega=1$) согласуется с формулой (5.24), определяющей зависимость r_I от условий дифракции на передающей апертуре. Однако абсолютное значение измеренного радиуса корреляции оказывается больше, чем это дает (5.24) при $\Omega=1$.

5.2. Временные корреляционные функции и спектры интенсивности лазерного излучения

Характерные частоты турбулентных флуктуаций диэлектрической проницаемости в силу условия (2.3) во времени малы по сравнению с частотой распространяющейся оптической волны. Это позволяет ввести в уравнение (2.24) в качестве параметра время наблюдения t , осуществив замену $\epsilon(x, \rho) \rightarrow \epsilon(x, \rho, t)$. Тогда, используя гипотезу замороженной турбулентности [86], можно рассчитать пространственно-временные статистические моменты комплексной амплитуды поля $u(x, \rho, t)$ путем решения соответствующих дифференциальных уравнений (2.30), (2.31).

Подробный анализ временных характеристик поля световой волны с привлечением гипотезы замороженной турбулентности проведен в рамках применимости первого приближения метода

плавных возмущений [47, 72, 75, 86]. В области сильных флуктуаций имеются расчеты временных корреляционных функций и частотных спектров интенсивности в фазовом приближении метода Гюйгенса—Кирхгофа [13], а также результаты численного [48] и асимптотического [20, 92] анализа временных спектров на основе уравнения для четвертого момента поля (2.40). Кроме того, имеются различные аппроксимационные формулы для пространственно-временных корреляционных функций и спектров интенсивности лазерного излучения в турбулентной атмосфере [4, 17, 38]. Экспериментальные данные по пространственно-временной структуре флуктуаций интенсивности широко представлены в работах [4, 17, 43, 76, 82].

Вычисления временной корреляционной функции флуктуаций интенсивности

$$B_I(x, \mathbf{R}, \tau) = \langle I(x, \mathbf{R}, t) I(x, \mathbf{R}, t + \tau) \rangle - \langle I(x, \mathbf{R}) \rangle^2 \quad (5.25)$$

в фазовом приближении метода Гюйгенса—Кирхгофа [13] дают следующее выражение:

$$\begin{aligned} B_I(x, \mathbf{R}, \tau) = & \left(\frac{2}{\pi} \right)^3 \Omega^4 \int \exp \left[-2(t_1^2 + t_2^2 + |g|^2 t_3^2) \right] \times \\ & \times \cos \left(4\Omega \left(1 - \frac{L}{F} \right) t_1 t_2 - 4 \frac{ka}{L} \mathbf{R} t_3 \right) \exp \left[-\frac{1}{2} D_s(2a) \sum_{j=1}^2 |t_j + \right. \\ & \left. + (-1)^j t_3 |^{5/3} \right] dt_3 \left\{ \exp \left[-\frac{4}{3} D_s(2a) \int_0^1 \sum_{j=1}^2 \sum_{m=2}^3 (-1)^{m-1} |Z + \right. \right. \\ & \left. \left. + (1 - \xi)(t_1 + (-1)^j t_m) |^{5/3} \right] d\xi - 1 \right\}, \end{aligned} \quad (5.26)$$

где $\mathbf{Z} = \mathbf{v}_\perp \tau / (2a)$, $\mathbf{v}_\perp$ — перпендикулярная к трассе составляющая скорости ветра. В дальнейшем будем интересоваться коэффициентом корреляции

$$b_I(\tau) = B_I(x, 0, \tau) / B_I(x, 0, 0). \quad (5.27)$$

Анализ выражения (5.27) при $|\mathbf{Z}| \rightarrow \infty$ позволяет найти приближенную формулу для коэффициента временной корреляции $b_I(\tau)$ при больших временных разностях:

$$b_I(\tau) = (\tau/\tau_A)^{-2/3} + (\tau/\tau_B)^{-7/3}, \quad (5.28)$$

где

$$\tau_A = \tau_0 [0, 1 \Omega^4 D_s^2(2a) / (g_i^8 B_I(x, 0, 0))]^{3/2}, \quad (5.29)$$

$$\tau_B = \tau_0 [0, 013 \Omega^6 (1 - L/F)^2 D_s(2a) / (g_i^8 B_I(x, 0, 0))]^{3/2}, \quad (5.30)$$

$$g_i^2 = |g|^2 + (D_s(2a)/2)^{2/3}, \quad \tau_0 = 2a/v_\perp, \quad v_\perp = |\mathbf{v}_\perp|.$$

В крайних случаях $D_s(2a) \ll 1$ и $D_s(2a) \gg 1$ асимптотический анализ $b_I(\tau)$ проведем с использованием параболической аппрок-

симации подынтегральных выражений в показателе экспоненты вида (5.22). Для слабых флуктуаций интенсивности коллимированного пучка получаем

$$B_I(x, 0, \tau) = \frac{\sqrt{2} \pi \Gamma\left(\frac{1}{6}\right) \Omega^4 D_s(2a)}{15 \cdot 2^{1/3} g_t^2} \operatorname{Re} \left\{ \beta^{-5/6} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; -\beta Z^2\right) - \right. \\ \left. - \alpha^{-5/6} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; -\alpha Z^2\right) + 2^{1/3} \left[\beta^{-5/6} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; -4\beta Z^2\right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \alpha^{-5/6} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; -4\alpha Z^2\right) \right] \right\}, \quad (5.31)$$

где

$$\alpha = \frac{2g_t^2}{2 + (D_s(2a)/2)^{6/5}}, \quad \beta = \frac{2g_t^2}{2g + (D_s(2a)/2)^{6/5}}.$$

Если в выражении (5.31) воспользоваться разложениями вырожденной гипергеометрической функции ${}_1F_1(\alpha, \beta; \gamma)$ в ряд Куммера при $|\gamma| \ll 1$ и асимптотический ряд при $|\gamma| \gg 1$, то коэффициент корреляции коллимированного пучка запишется в виде

$$b_I(\tau) = 1 - \frac{2,22 |g| [\cos(\varphi/6) - |g|^{1/6}]}{\cos(5\varphi/6) - |g|^{-5/6}} \frac{\tau^2}{\tau_0^2}, \quad \frac{\tau}{\tau_0} \ll 1, \\ b_I(\tau) = \frac{0,0056 \Omega^2 (1 - L/F)^2 |g|^{-19/6}}{\cos(5\varphi/6) - |g|^{-5/6}} \left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{-7/3}, \quad \frac{\tau}{\tau_0} \gg 1, \quad (5.32)$$

где $\varphi = \arctg[\Omega(1 - L/F)]$.

Чтобы найти выражение для функции корреляции сфокусированного пучка при $D_s(2a) \ll 1$, необходимо провести вычисление интеграла (5.26) с учетом членов порядка $D_s^2(2a)$. При этом приходится накладывать условие малости параметра $|Z|$ ($|Z| \ll 1$). В результате имеем

$$B_I(x, 0, \tau) = \Omega^4 D_s^2(2a) \left\{ \Gamma^2\left(\frac{11}{6}\right) \left/ 2 + \Gamma\left(\frac{8}{3}\right) \right/ 2 - \Gamma^2\left(\frac{11}{6}\right) \left(\frac{4}{3}\right)^{8/3} \times \right. \\ \times {}_2F_1\left(\frac{11}{6}, \frac{11}{6}; 1; \frac{1}{4}\right) - Z^2 \left[\Gamma^2\left(\frac{11}{6}\right) \left(2, {}_1F_1\left(\frac{11}{6}, \frac{17}{6}; 1; \frac{1}{4}\right) + \right. \right. \\ \left. \left. + 0,76 {}_2F_1\left(\frac{17}{6}, \frac{17}{6}; 2; \frac{1}{4}\right) - \right. \right. \\ \left. \left. - 1,82 {}_2F_1\left(\frac{11}{6}, \frac{11}{6}; 1; \frac{1}{4}\right) - 2,25 \right] - 3,22 \right\}. \quad (5.33)$$

Используя выражения (5.33), (5.28), (5.29), коэффициент корреляции сфокусированного пучка запишем в виде:

$$b_I(\tau) = 1 - 0,74 (\tau/\tau_0)^2, \quad \tau/\tau_0 \ll 1, \\ b_I(\tau) = 0,53 (\tau/\tau_0)^{-2/3}, \quad \tau/\tau_0 \gg 1. \quad (5.34)$$

Из формул (5.32) и (5.34) следует, что слабые флуктуации интенсивности характеризуются масштабом корреляции, равным

времени переноса τ_0 «замороженных» неоднородностей через передающую апертуру. При этом характер убывания коэффициента корреляции в коллимированном и сфокусированном пучках при больших $(\tau/\tau_0 \gg 1)$ временных разнотах различен. В первом случае коэффициент корреляции убывает по закону $b_I(\tau) \sim -(\tau/\tau_0)^{-1/3}$, во втором — $b_I(\tau) \sim (\tau/\tau_0)^{-2/3}$.

При $D_s(2a) \gg 1$ приближенные выражения для дисперсии и коэффициента корреляции имеют вид:

$$B_I(x, 0, 0) = 1,3\Omega^4/(D_s(2a)/2)^{12/5}, \quad |g^2| \ll (D_s(2a)/2)^{6/5}, \quad (5.35)$$

$$b_I(\tau) = \exp \left\{ - \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^2 \right\}, \quad \frac{\tau}{\tau_c} \leq 1, \quad (5.36)$$

$$b_I(\tau) \approx (\tau/\tau_A)^{-2/3}, \quad \frac{\tau}{\tau_A} \gg 1. \quad (5.37)$$

Масштабы τ_c в (5.36) и τ_A в (5.37) задаются формулами:

$$\tau_c = \frac{1}{\sqrt{2}} \rho_{\pi} v_{\perp}^{-1} \left\{ \frac{|g^2| + \frac{1}{2} D}{\gamma^2} \right\}^{-1/2}, \quad (5.38)$$

где $D = \left[\frac{2}{9} D_s(2a) \right]^{6/5}$, $\gamma^2 = |g|^2 + (1 + 2^{2/5}) D$ и

$$\tau_A = 0,26 [D_s(2a)]^{-3/5} \tau_0 = 0,28 \beta_0^{-6/5} \left(\frac{L}{k v_{\perp}^2} \right)^{1/2}. \quad (5.39)$$

Из формул (5.36) — (5.39) следует, что в условиях сильных флуктуаций интенсивности масштаб временной корреляции полностью определяется длиной волны излучения, длиной трассы и интенсивностью турбулентности на трассе. При этом зависимость от дифракционного размера передающей апертуры и фокусировки излучения исчезает. Характерный масштаб временной корреляции τ_c , определяемый из условия $b_I(\tau_c) = e^{-1}$, одинаков, в отличие от радиуса пространственной корреляции r_I , и для плоской, и для сферической волн:

$$\tau_c \equiv \tau_{\pi s} = \frac{\rho_{\pi}}{\sqrt{2} \cdot v_{\perp}}, \quad (5.40)$$

и становится в 2 раза больше, чем для неограниченных волн, в режиме пространственно ограниченного пучка:

$$\tau_b = 2\tau_{\pi s} = \frac{\sqrt{2} \rho_{\pi}}{v_{\perp}}. \quad (5.41)$$

При фокусировке излучения ($L/F=1$) τ_c также определяется формулой (5.41) независимо от размера фокусирующей апертуры. Таким образом, сильные флуктуации интенсивности характеризуются временным масштабом, пропорциональным времени переноса пространственных неоднородностей интенсивности порядка

ρ_{II} со средней скоростью ветра $v_{\perp}$. Результаты (5.40), (5.41) совпадают с результатами работы [20], где выражение для временной корреляционной функции сильных флуктуаций интенсивности получено при асимптотическом решении уравнения (2.40).

При произвольных значениях $D_s(2a)$ и τ поведение $b_I(\tau)$ исследовалось численно с помощью ЭВМ. Вычисления производи-

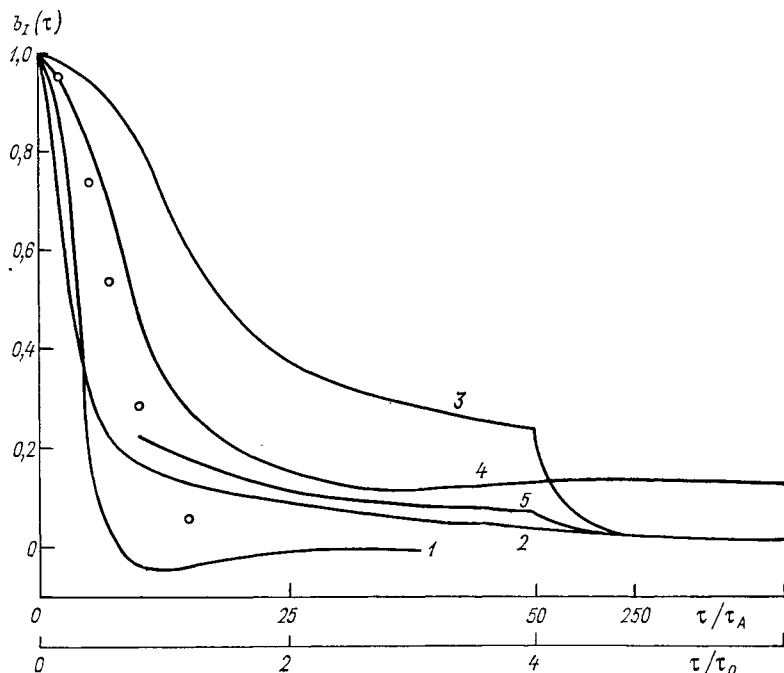


Рис. 5.8. Коэффициент временной корреляции интенсивности. Коллимированный пучок ($L/F=0$, $\Omega=1$).

1 — предельная кривая, построенная по формулам (5.32); 2—4 — численный расчет при $D_s(2a)$.

Кривая . . .	2	3	4
$D_s(2a)$. . .	3	160	1400

5 — асимптотика $(\tau/\tau_A)^{-2/3}$; точки — расчет по формуле (5.36) при $D_s(2a)=1400$.

лись по формулам (5.27), (5.26), (5.28). Шестикратный интеграл в (5.26) вычислялся методом статистических испытаний с применением существенной выборки, так же как и при расчете пространственной корреляционной функции (см. п. 5.1.1). Контроль точности счета $b_I(\tau)$ осуществлялся по относительному среднему квадратическому отклонению, которое не превышало 0,15. Результаты вычислений по формулам (5.26), (5.27) «сшивались» при больших значениях τ с асимптотикой (5.28) с погрешностью, меньшей 15 %.

На рис. 5.8 приведены графики коэффициента корреляции коллимированного пучка при различных значениях параметра $D_s(2a)$. Масштаб τ/τ_A позволяет наглядно изобразить кривые $b_I(\tau)$ в широком диапазоне изменения $D_s(2a)$. Величина τ_A определялась по формуле (5.29) с использованием численных значений $B_I(x, 0, 0)$. Так как в масштабе τ/τ_A невозможно представить предельную ($D_s(2a)=0$) кривую коэффициента корреляции коллимированного пучка (5.32), то она приведена в зависимости от τ/τ_0 .

Временная корреляционная функция связана с частотным спектром флуктуаций $W(\omega)$ посредством соотношения Винера—Хинчина

$$W(\omega) = 4 \int_0^{\infty} \cos \omega \tau B(\tau) d\tau. \quad (5.42)$$

Спектр $W(\omega)$ удобен для сравнения с экспериментом. В частности, интеграл от спектра $W(\omega)$ по частоте $f = \omega/2\pi$ дает дисперсию

случайного процесса $B(0) = \int_0^{\infty} df W(\omega)$. Введем, следуя [86], безразмерную нормированную спектральную плотность флуктуаций интенсивности света $u_I(f) = f W_I(f) / B_I(x, 0, 0)$. Она связана с коэффициентом временной корреляции интенсивности:

$$u_I(f) = 4f \int_0^{\infty} b_I(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau, \quad (5.43)$$

и может быть рассчитана с использованием результатов вычисления $b_I(\tau)$.

В работе [13] при численном расчете $u_I(f)$ конечный интервал интегрирования $(0, \tau_k)$ разбивался на отрезки равной длины. Затем на каждом из отрезков применялось правило интегрирования Котеса [64]. Значения коэффициента корреляции $b_I(\tau)$ определялись по результатам численного счета и по асимптотическим формулам (5.32), (5.34), (5.37). На рис. 5.9 представлены спектры коллимированного пучка $u_I(f)$ в зависимости от безразмерной частоты f/f_0 , где $f_0 = 1/\tau_0$. Ошибка вычисления спектральной плотности

$$\delta u_I = 4f \int_{\tau_k}^{\infty} b_I(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau,$$

возникающая за счет конечности интервала интегрирования, оценивалась с помощью асимптотической формулы (5.28).

Значения относительной ошибки $\delta u_I/u_I$, соответствующие крайним частотам изображенных на рис. 5.9 кривых, не превышали 0,05 и 0,1 соответственно для низких и высоких частот.

Из рисунка видно, что при малых $D_s(2a)$ функция $u_I(f)$ имеет четко выраженный максимум на частоте f_0 . С увеличением $D_s(2a)$ в полном соответствии с поведением корреляционных функций (см. рис. 5.8) спектр расширяется, максимум спектральной плотности смещается в область более высоких частот. При очень большом значении параметра $D_s(2a)$ ($D_s(2a)=1400$) в спектрах

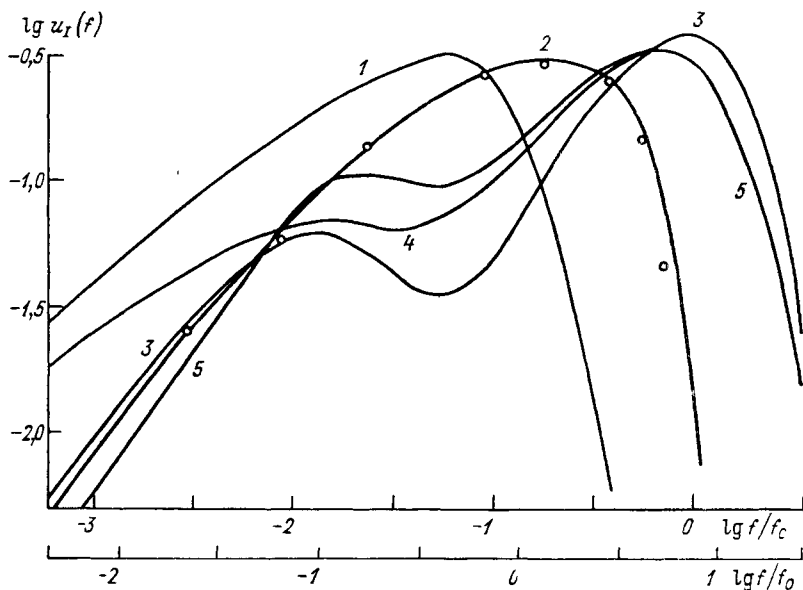


Рис. 5.9. Спектр флуктуаций интенсивности. Коллимированный пучок.

1—3 — численный расчет при $\Omega=1$ и $D_s(2a)$.

Кривая . . .	1	2	3
$D_s(2a)$. . .	3	160	1400 ($\beta_0^2=439$)

4 — усредненная экспериментальная кривая из [42, 82] ($\Omega=26$; $v_1=1.5 \dots 8$ м/с; $\beta_0^2=625 \dots 900$); 5 — расчет для плоской волны [20] на основе асимптотического решения уравнения (2.40) при $\beta_0=3.2$; точки — эксперимент [43] ($\Omega=1.2$, $\beta_0=2.8$).

отчетливо проявляется двухмасштабный характер временных флуктуаций, который связан с наличием «столообразного» участка у коэффициента корреляции (см. рис. 5.8) и его последующим медленным степенным (5.37) спадом.

Экспериментальное исследование спектров сильных флуктуаций интенсивности лазерного излучения в турбулентной атмосфере проведено в работах [42, 44] при значениях числа Френеля передающей апертуры $\Omega=130$ и $\Omega=26$, соответствующих режиму плоской волны. Интенсивность турбулентности на трассе во время этих измерений изменялась в широких пределах, и параметр β_0^2 достигал значений $\beta_0^2=900$. Общий характер поведения экспери-

ментальных спектров в зависимости от параметра β_0^2 согласуется с представленными на рис. 5.9 результатами теории: с увеличением значений β_0^2 частотные спектры флуктуаций интенсивности становятся более высокочастотными.

На рис. 5.9. в масштабе f/f_c нанесена усредненная экспериментальная кривая 4, соответствующая значениям $\Omega = 26$ и $625 \leq \beta_0^2 \leq 900$ [42]. В этом же масштабе построены теоретические зависимости 3 и 5. Характерная частота f_c здесь выбрана таким образом, что она является точкой максимума асимптотического спектра $u_I(f)$, полученного преобразованием (5.43) от коэффициента корреляции (5.36). Нормирование частоты f на f_c позволяет сравнивать между собой спектры сильных флуктуаций интенсивности при различных значениях β_0^2 . Кривая 5 найдена для плоской волны в результате асимптотического решения уравнения (2.40) [20]. Видно, что в области высоких частот экспериментальный и теоретический спектры хорошо согласуются друг с другом, в области низких частот расхождение между ними более существенно. Расчет в фазовом приближении методом Гюйгенса—Кирхгофа (кривая 3), проведенный при $\Omega = 1$, тоже удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Это подтверждает сделанный выше вывод о том, что в области насыщения дисперсии зависимость масштаба временной корреляции от условий дифракции на выходной апертуре ослабевает. Расчетной кривой 2 на рис. 5.9 наиболее близок по значениям параметров β_0 и Ω спектр, измеренный в работе [43] с использованием CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) на трассе длиной $L = 14,5$ км. Число Френеля передающей апертуры в этом эксперименте было равно $\Omega = 1,2$. Сравнение данных [43] с расчетом, проведенное на рис. 5.9 в масштабе f/f_0 , дает удовлетворительное совпадение теории и эксперимента.

Из графиков для спектральных плотностей $u_I(f)$, представленных на рис. 5.10 в полулогарифмическом масштабе, следует, что вклад высоких частот в дисперсию возрастает с увеличением параметра $D_s(2a)$. Как показывает сравнение строгого численного счета [48], расчета по аппроксимационной формуле [38] вида (5.51) и экспериментальных данных на рис. 5.10, аппроксимация [38] пригодна для описания спектров интенсивности плоской волны в широком диапазоне значений параметра β_0^2 .

5.2.1. Временные характеристики интенсивности световой волны при флуктуирующем ветре

Влияние флуктуаций скорости ветра на временные характеристики излучения теоретически исследовалось в [4, 17, 51, 57, 65—67, 75, 86, 87]. В этих работах используется два способа перехода от пространственных характеристик флуктуаций к временным посредством гипотезы замороженной турбулентности. В одном случае [4, 51, 67] вслед за [86] предполагается, что скорость ветра постоянна вдоль трассы и изменяется лишь во времени. Вычис-

ленная в приближении замороженной турбулентности характеристика усредняется по ансамблю скоростей. Обычно при этом предполагается, что временные вариации скорости ветра распределены по гауссову закону со средним значением, равным перпендикулярной составляющей $v_{\perp}$, и дисперсией σ_v^2 . Во втором случае [17, 57, 65, 66, 75, 87] скорость $v_{\perp}$ есть функция от пространственных

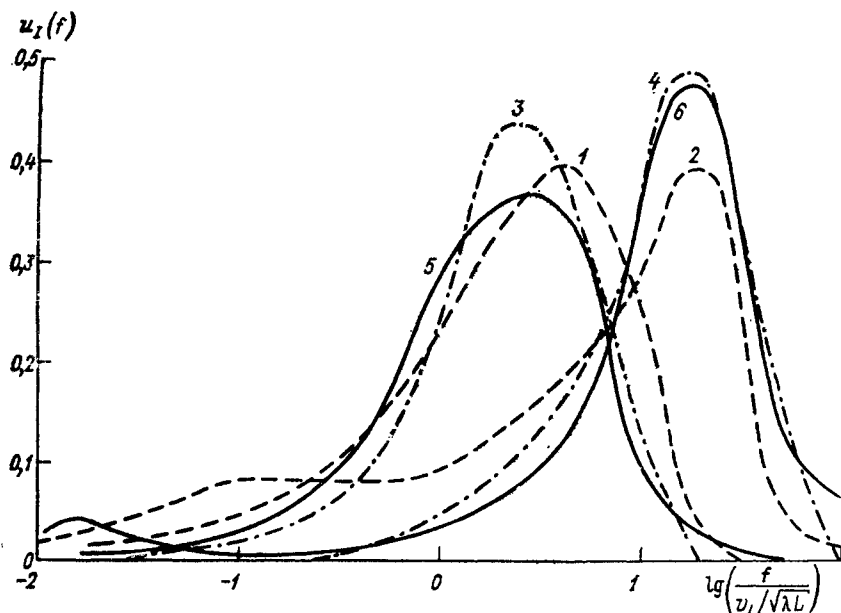


Рис. 5.10. Распределение мощности флуктуаций интенсивности по частотам.

1 и 2 — экспериментальные данные [43, 82]; 3 и 4 — численный расчет [48] на основе уравнения (2.40) для плоской волны; 5 и 6 — расчет по аппроксимационной формуле работы [38].

Кривая	1	2	3	4	5	6
β_0^2	1	324	1	244	1	244

координат и времени (гипотеза «локальной замороженности» [86]).

С учетом флуктуаций скорости ветра временная корреляционная функция интенсивности $B_I(x, R, \tau)$ в первом приближении метода плавных возмущений имеет вид [75]

$$B_I(x, R, \tau) = 7,07\beta_0^2 \operatorname{Re} \int_0^1 \left\{ -B_1^{5/6} F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; -\frac{A_1^2}{4B_1} \right) + \right. \\ \left. + B_2^{5/6} F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; -\frac{A_2^2}{4B_2} \right) \right\} d\xi. \quad (5.44)$$

$$\text{Здесь} \quad A_1^2 = 2\pi (v_{\perp} \tau / \sqrt{\lambda L})^2,$$

$$B_1 = \pi \left(\frac{\sigma \tau}{\sqrt{\lambda L}} \right)^2 + S_m^2 + i\gamma (\xi) (1 - \xi),$$

$$A_2^2 = R^2 \frac{k}{L} (\gamma^* - \gamma)^2 - 2R v_{\perp} \tau \frac{k}{L} (\gamma^* - \gamma) + A_1^2,$$

$$B_2 = \pi \left(\frac{\sigma \tau}{\sqrt{\lambda L}} \right)^2 + S_m^2 + \gamma_2 (\xi) (1 - \xi),$$

$$\gamma = \gamma_1 - i\gamma_2 = (1 + i\Omega^{-1}\xi)/(1 + i\Omega^{-1}),$$

$S_m^2 = k/(\kappa_m^2 L)$, σ^2 — дисперсия одной компоненты скорости ветра ($\sigma_v^2 = 3\sigma^2$). Вывод формулы (5.44) осуществлялся в [75] с использованием гипотезы «локальной заморозенности»

$$\varepsilon_1(x, \mathbf{R}, t + \tau) = \varepsilon_1(x, \mathbf{R} - \mathbf{v}_{\perp}(x, t)\tau, t), \quad (5.45)$$

предположения о независимости флуктуаций диэлектрической проницаемости ε_1 и скорости ветра $v_{\perp}$ и гауссовости распределения компонент $v_{\perp}$.

Результаты расчета коэффициента временной корреляции $b_I(\tau) = B_I(x, 0, \tau)/B_I(x, 0, 0)$ интенсивности плоской волны по формуле (5.44) представлены на рис. 5.11. На рис. 5.11 а по оси абсцисс отложено безразмерное запаздывание $v_{\perp} \tau / \sqrt{\lambda L}$. Видно, что увеличение отношения $\sigma_v/v_{\perp}$ приводит к значительному уменьшению времени корреляции τ_I (по уровню $b_I(\tau_I) = 0,5$, например) и изменению вида корреляционной функции (исчезает отрицательная корреляция).

На рис. 5.11 б коэффициент корреляции построен в зависимости от эффективной поперечной скорости ветра $v_{\perp 3} \tau / \sqrt{\lambda L}$, где

$v_{\perp 3} = \sqrt{v_{\perp}^2 + 2\sigma^2} = \sqrt{v_{\perp}^2 + \sigma_{\perp}^2}$. Видно, что в этом масштабе при любых соотношениях между σ и $v_{\perp}$ все значения $b_I(\tau)$ лежат между двумя кривыми, соответствующими $\sigma = 0$ и $v_{\perp} = 0$. Кри-

вые 2—4, изображенные на рис. 5.11 а, в масштабе $v_{\perp 3} \tau / \sqrt{\lambda L}$ на рис. 5.11 б стягиваются в узкую область, ограниченную зависимостями 4 и 5. Кривая 6, приведенная здесь же для сравнения, соответствует корреляционной функции интенсивности плоской волны, найденной при помощи гипотезы «заморозенности» [86], т. е. в предположении, что ветер постоянен вдоль всей трассы, а во времени флуктуирует как целое. Видно, что в этом приближении временная корреляция с ростом аргумента уменьшается существенно медленнее, чем это дает зависимость 5, рассчитанная

при таких же значениях параметров, но с использованием гипотезы «локальной замороженности» (5.45).

Временные корреляционные функции интенсивности сферической волны и узких коллимированных пучков ведут себя аналогично. При любых отношениях $\sigma/v_{\perp}$ значения $b_I(\tau)$ в масштабе

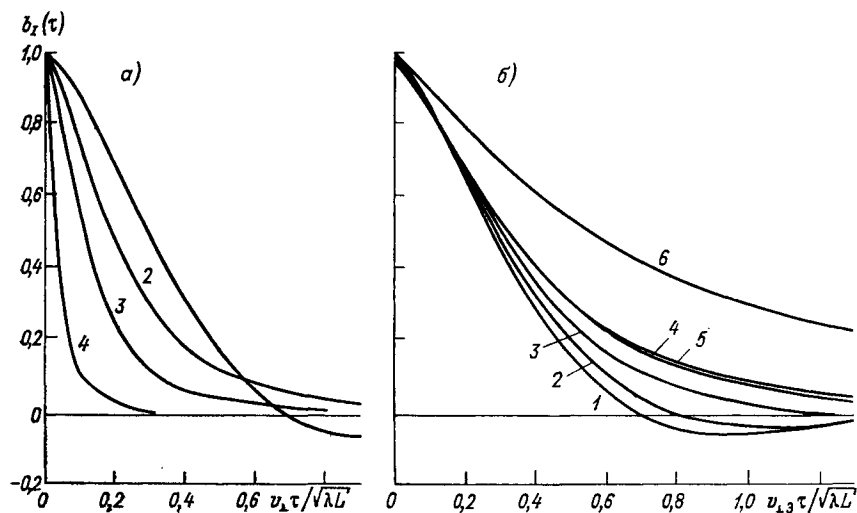


Рис. 5.11. Коэффициент временной корреляции интенсивности плоской волны.

а) в масштабе $v_{\perp}\tau/\sqrt{\lambda L}$.

Кривая . . .	1	2	3	4
σ	0	$v_{\perp}$	$2v_{\perp}$	$6v_{\perp}$

б) в масштабе $v_{\perp}\tau/\sqrt{\lambda L}$.

Кривая . . .	1	2	3	4	5
σ	0	$0,2v_{\perp}$	$0,5v_{\perp}$	$v_{\perp}$	$v_{\perp}=0$

Кривая 6 соответствует расчету $b_I(\tau)$ при $v_{\perp}=0$ по формулам [86], полученным с применением гипотезы «замороженности».

$v_{\perp}\tau/\sqrt{\lambda L}$ лежат между граничными кривыми, соответствующими $\sigma=0$ и $v_{\perp}=0$.

Расчет временных спектров $u_I(f)$ в работе [75] осуществлялся по формулам (5.43), (5.44) с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье. На рис. 5.12 показаны вариации временных спектров интенсивности плоской волны под влиянием флуктуационной компоненты скорости ветра. По оси абсцисс отложен логарифм безразмерной частоты f/f_{03} , где $f_{03}=v_{\perp}/\sqrt{2\pi\lambda L}$. Поведение спектров сферической волны и узкого коллимированного пучка при изменении соотношения между σ и $v_{\perp}$ носит тот же характер, что и у плоской волны.

Результаты экспериментальных исследований влияния вариаций скорости ветра на слабые флуктуации интенсивности света в турбулентной атмосфере представлены в работе [76]. Синхронные измерения проводились с идентичными источниками сферической волны на двух взаимно перпендикулярных трассах, когда относительно одной из них направление ветра было близким к поперечному, а относительно другой — к направлению распространения излучения (рис. 5.13). Это позволило получить в одном

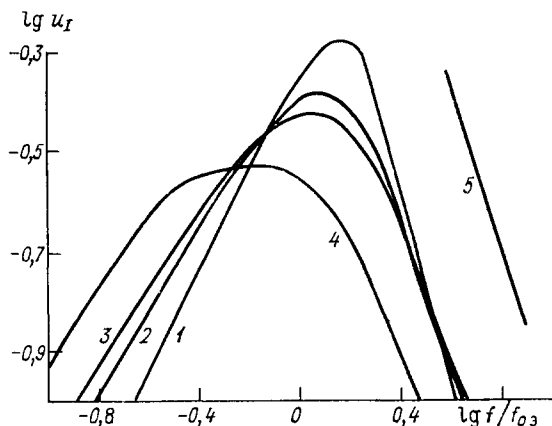


Рис. 5.12. Временные спектры флуктуаций интенсивности плоской волны.

Кривая . . .	1	2	3
σ	0	$0,5v_{\perp}$	$v_{\perp}=0$

4 — спектр рассчитанный по корреляционной функции δ на рис. 5.11 δ ; 5 — наклон высокочастотной асимптотики спектра, рассчитанный в [57]. Расчеты произведены при конечном внутреннем масштабе ($S_m=0,001$).

эксперименте на разных трассах существенно различные отношения флуктуационной компоненты скорости ветра $\sigma_{\perp}$ к ее среднему значению и исследовать влияние флуктуирующего ветра на временные характеристики световой волны.

Передающая апертура и приемники с входным диаметром 0,2 мм были разнесены на расстояние примерно 50—80 см. Переносные отражатели устанавливались в поле на расстоянии 100 м. На таких V-образных трассах можно уже не учитывать эффекты, связанные с двукратным прохождением излучения по одним и тем же неоднородностям показателя преломления (см. гл. 7 и 8, [16]). Высота луча над подстилающей поверхностью составляла 1,5—2 м. Эксперимент сопровождался определением перпендикулярных каждой трассе составляющих скорости ветра и их флуктуационных компонент с помощью акустических анемометров фазового типа и модифицированного анеморумбометра М-49.

Запись сигналов в приемных ФЭУ производилась на аппаратуру цифровой регистрации, позволяющую записывать в цифровом виде до 8 аналоговых сигналов с максимальной частотой дискретизации по одному каналу 20 кГц и динамическим диапазоном 72 дБ (12 разрядов двоичного кода) [29]. Синхронно с оптической информацией регистрировалась на цифровом графо-

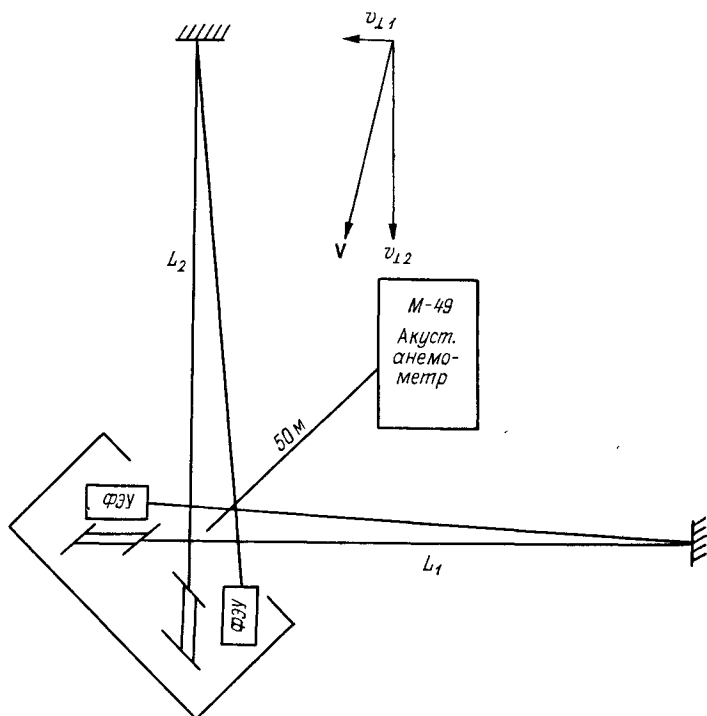


Рис. 5.13. Схема синхронных измерений на двух взаимно перпендикулярных трассах.

строителе информация о скорости ветра. Вертикальная скорость ветра и ее флуктуационная компонента не измерялись. При сравнении расчета и эксперимента предполагалось, что $\langle v \rangle_{\text{верт}} = 0$, а $\sigma_{\text{верт}} \approx 0,3\sigma_{\text{гор}} [77]$. В эксперименте значения $v_{\perp}$ и $\sigma_{\perp}$ лежали в пределах $v_{\perp} = 0,1 \dots 3$ м/с, $\sigma_{\perp} = 0,2 \dots 0,7$ м/с, $\sigma_{\perp}/v_{\perp} = 0,2 \dots 4$.

Временные спектры рассчитывались методом быстрого преобразования Фурье. Сглаживание проводилось по отрезкам реализаций и по соседним частотам так, что число степеней свободы было не менее 10^3 , что обеспечивало статистическую погрешность оценки спектра примерно 2 % при разрешающей способности по всему спектру от 2 до 10 Гц. Длительность обрабатываемых реализаций варьировалась в зависимости от условий стационарности по ветру от 40 с до 4 мин.

На рис. 5.14 приведены результаты синхронных измерений частотных спектров флуктуаций интенсивности квазисферических волн на взаимно перпендикулярных трассах. По оси абсцисс отложен логарифм частоты f в герцах, по оси ординат слева — безразмерный спектр, справа — логарифм безразмерного спектра. Видно, что частотные спектры при различных $v_{\perp}$ и $\sigma_{\perp}$ отли-

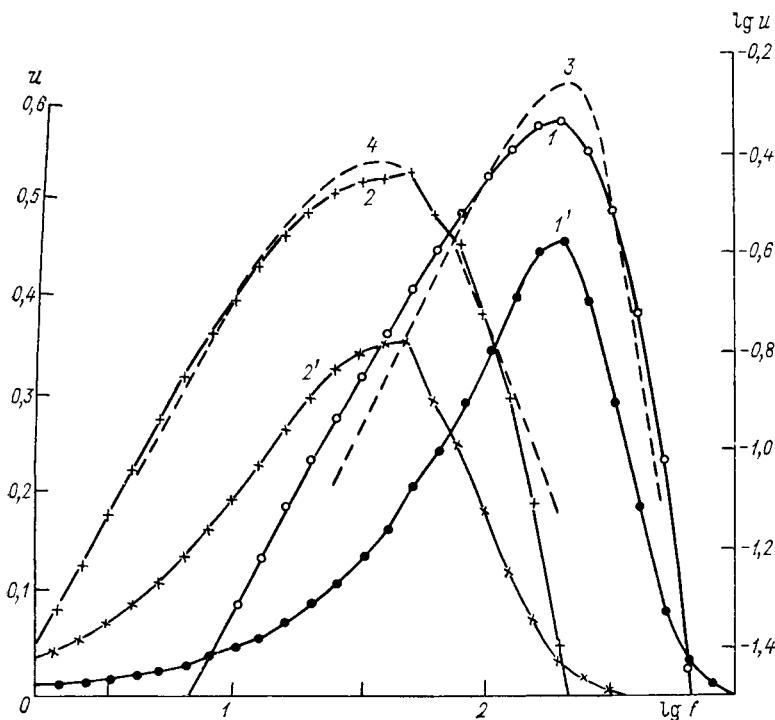


Рис. 5.14. Частотные спектры флуктуаций интенсивности квазисферической волны ($\Omega \approx 10^{-2}$).

1) $v_{\perp}=2,2$ м/с; $\sigma_{\perp}/v_{\perp}=0,2$; 2) $v_{\perp}=0,1$ м/с; $\sigma_{\perp}/v_{\perp}=3$. . . 4 (логарифмический масштаб); 1' и 2' — те же спектры в полулогарифмическом масштабе; 3 и 4 — расчет по формулам (5.43), (5.44) при $\Omega=10^{-8}$ в логарифмическом масштабе 3) $\sigma_{\perp}=0$; $v_{\perp}=2,2$ м/с; 4) $v_{\perp}=0$, $\sigma_{\perp}=0,4$ м/с.

чаются друг от друга как по положению на оси частот, так и по форме. Экспериментальные и расчетные данные хорошо согласуются между собой качественно и количественно.

При введении безразмерной частоты f/f_0 , где $f_0=v_{\perp}/\sqrt{2\pi\lambda L}$, зависящей только от поперечной составляющей скорости ветра, временные спектры флуктуаций интенсивности сферической волны на двух взаимно перпендикулярных трассах оказываются значительно разнесенными по частотам (рис. 5.15 а). Причем, если измерения на первой трассе ($v_{\perp}=2,2$ м/с, $\sigma_{\perp}/v_{\perp}=0,2$) согласуются

с расчетом в приближении «замороженной турбулентности», то на второй ($v_{\perp} = 0,1$ м/с, $\sigma_{\perp}/v_{\perp} = 3 \dots 4$) нет даже качественного соответствия. Это связано с тем, что флуктуации интенсивности (при $\sigma_{\perp}/v_{\perp} > 1$) определяются не столько малым сносом неоднородностей показателя преломления поперек направления распространения излучения, сколько значительно более сильным хаотическим перемешиванием этих неоднородностей. А так как длина

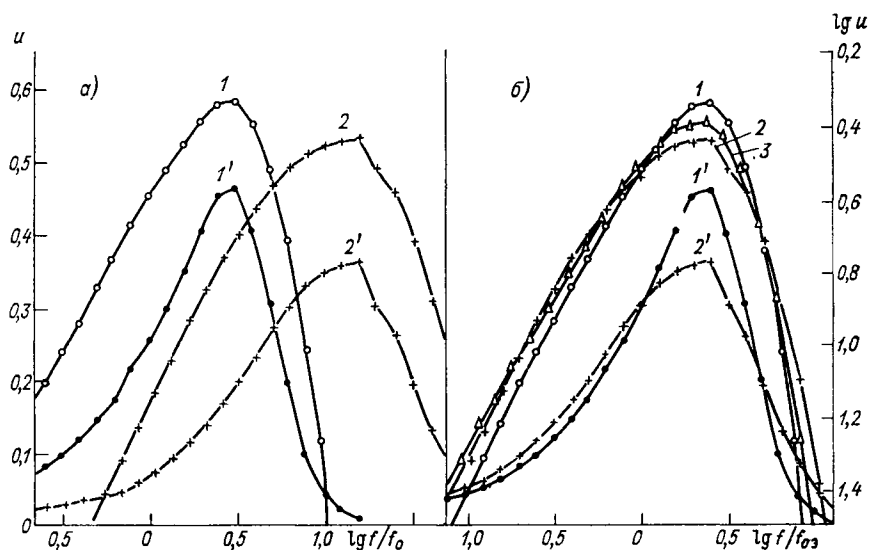


Рис. 5.15. Изменение положения частотных спектров при введении безразмерных параметров f/f_0 и f/f_{03} .

Усл. обозначения 1, 1' и 2, 2' см. рис. 5.14. 3 — временной спектр флуктуаций интенсивности при $v_{\perp} = 1,4$ м/с и $\sigma_{\perp}/v_{\perp} = 0,5$.

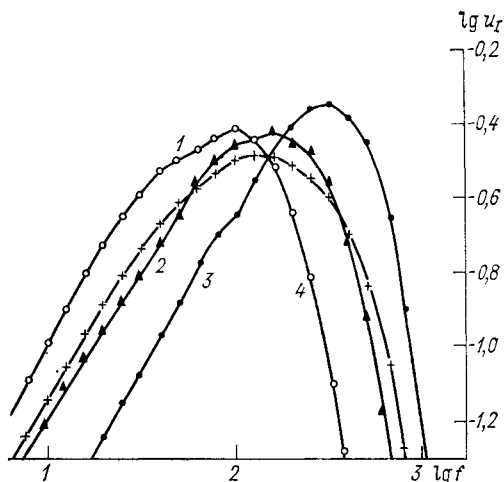
трассы намного превосходит характерные масштабы динамических неоднородностей атмосферы и флуктуационная компонента больше регулярного переноса, то мгновенная поперечная скорость на каждом малом участке трассы различается не только по значению, но и по знаку. Частотный спектр значительно расширяется и его максимум уменьшается по сравнению со случаем, когда $\sigma_{\perp} < v_{\perp}$ (это хорошо видно в полулогарифмическом масштабе, кривые 1', 2' рис. 5.14 и 5.15).

Когда $\sigma_{\perp} < v_{\perp}$, при ведении безразмерной частоты f/f_0 спектры сближаются. Разница в их положении по оси частот определяется отношением $\sigma_{\perp}/v_{\perp}$. Усреднение полученных результатов по серии реализаций (с учетом только $v_{\perp}$) приводит к тем большему искажению измеренных временных характеристик, чем больше диапазон изменения $\sigma_{\perp}/v_{\perp}$.

Введение безразмерной эффективной частоты $f/f_{0\perp}$, где $f_{0\perp} = \sqrt{(v_{\perp}^2 + \sigma_{\perp}^2)/(2\pi\lambda L)}$ (рис. 5.15 б), приводит к большему, чем в масштабе f/f_0 , сближению оценок спектров. Во всех экспериментах большинство измеренных характеристик находится между зависимостями, соответствующими $\sigma_{\perp} > v_{\perp}$ (крестики) и $\sigma_{\perp} \approx 0$ (точки). Причем при $\sigma_{\perp} \geq 0,8v_{\perp}$ форма и положение спектров по оси безразмерной частоты $f/f_{0\perp}$ остаются очень близкими. Это свидетельствует о том, что временные характеристики оказыва-

Рис. 5.16. Частотные спектры флуктуаций интенсивности при усиливающемся ветре.

1—3 — оценки спектра по отрезкам реализаций; 4 — оценка по всей реализации.



ются чувствительными в выбранном масштабе к увеличению отношения $\sigma_{\perp}/v_{\perp}$ только в диапазоне от 0,2 до 0,8. При этом влияние флуктуационной компоненты скорости ветра на временные флуктуации излучения возрастает и, наконец, становится определяющим. Ни в одном эксперименте не была зафиксирована флуктуационная компонента скорости ветра меньшая, чем $0,2v_{\perp}$, и не наблюдалось лучшего согласования опытных данных с расчетом в приближении «замороженности», чем на рис. 5.14 (кривые 1 и 3). Расчет в приближении «локальной замороженности» при всех соотношениях $\sigma_{\perp}/v_{\perp}$ хорошо согласуется с данными эксперимента.

В 6 из 40 реализаций временные спектры были значительно более широкими и их максимум был ниже, чем у граничной кривой 4 на рис. 5.14. Как правило, такое расхождение наблюдалось при малых значениях $v_{\perp}$ на трассе. Это отличие объясняется нестационарностью турбулентности во время регистрации. Результаты обработки подобной реализации, во время которой скорость ветра возросла примерно в 3 раза, показана на рис. 5.16. Вся запись была разбита на три части. Обработка велась как по

частям, так и по всей реализации в целом. Из рисунка видно, что суммарный временной спектр значительно расширился и его максимум уменьшился. В данном случае, когда скорость ветра достаточно велика и изменялась за 4 мин в несколько раз, нестационарность обнаруживается легко. При малых $v_{\perp}$, когда ошибки определения скорости из-за неточности ориентирования измерителей скорости ветра и из-за определения ее на некотором расстоянии от оптической трассы становятся сравнимыми с самой скоростью, нестационарность атмосферной турбулентности может быть не обнаружена. Во многих экспериментах измерение частотных спектров проводится с помощью аналоговых анализаторов с большим временем усреднения. Без контроля стационарности атмосферы по ветру интерпретация полученных результатов таких измерений требует определенной осторожности.

О нестационарности атмосферной турбулентности свидетельствует и тот факт, что одновременно измеряемые дисперсии флуктуаций интенсивности на взаимно перпендикулярных трассах в отдельных реализациях отличались в 2 раза. Иными словами, интегральная по трассе распространения структурная характеристика показателя преломления была существенно различной. Это связано, по-видимому, с неравномерной генерацией тепловых неоднородностей на подстилающей поверхности и «шлейфовой» структурой поля показателя преломления, создаваемой дроблением неоднородностей в процессе движения.

5.2.2. Пространственно-временная структура флуктуаций интенсивности

В ряде приложений, например при оценке эффективности атмосферных оптических линий связи [31, 69], при разработке методов определения скорости ветра и ее флуктуационной составляющей [4, 5, 18, 57, 108], требуется знать поведение пространственно-временных характеристик флуктуаций интенсивности световых полей при одновременном разnose точек наблюдения как в пространстве, так и во времени. Результаты изучения пространственно-временных корреляционных функций интенсивности в области слабых флуктуаций представлены в [57, 82]. Исследование этой характеристики в области насыщения флуктуаций проведено в [4].

Эксперимент [4] проводился по следующей схеме. Пучок света, выходящий из лазера типа ЛГ-38 ($\lambda = 0,63$ мкм), модулировался по амплитуде с частотой 3 кГц и, пройдя через коллиматор, имел на выходе оптической системы эффективный радиус $a = 2,5$ см. После прохождения трассы длиной 4 км излучение попадало на приемники, которыми служили фотодиоды ФД-2 с выходной апертурой 0,5 мм. Принимаемые сигналы $I(\rho_1, t)$ на первом и $I(\rho_2, t + \tau)$ на втором диоде усиливались, детектировались и регистрировались самописцем Н-327/3. Одновременно в реальном масштабе времени производились корреляционная и вероятностная обработка флуктуаций интенсивности коррелометром SAI-43A.

Для извлечения сведений о пространственной корреляционной функции из временных моментов, определяемых в пространственно-разнесенных точках, использовалась гипотеза «замороженной турбулентности». Турбулентное состояние атмосферы оценивалось оптическим методом по размытию радиальной и зонной мир. Параметр β_0^2 во время измерений имел значение $\beta_0^2 = 8,2$. Измеренное среднее квадратическое отклонение флуктуаций интенсивности в эксперименте было равно $\sigma_I = 0,95$.

На рис. 5.17 представлены результаты измерения коэффициента пространственно-временной корреляции интенсивности

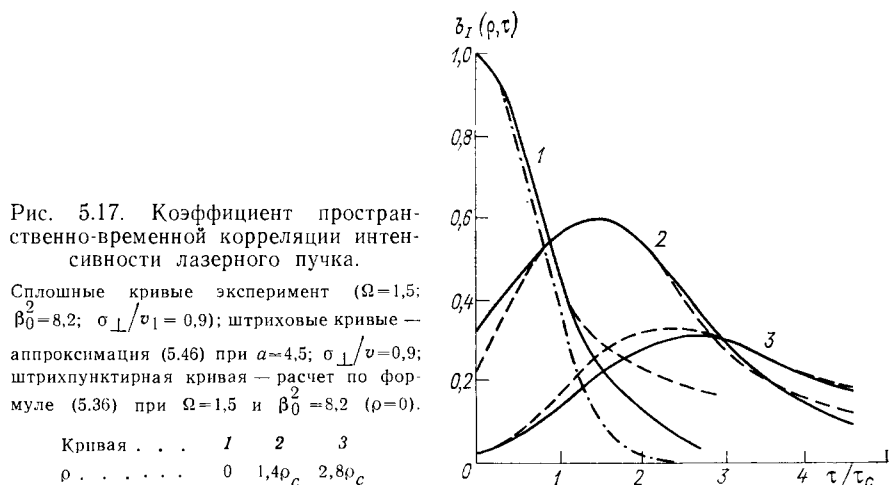


Рис. 5.17. Коэффициент пространственно-временной корреляции интенсивности лазерного пучка.

Сплошные кривые эксперимент ($\Omega = 1,5$; $\beta_0^2 = 8,2$; $\sigma_{\perp}/v_{\perp} = 0,9$); штриховые кривые — аппроксимация (5.46) при $a = 4,5$; $\sigma_{\perp}/v_{\perp} = 0,9$; штрихпунктирная кривая — расчет по формуле (5.36) при $\Omega = 1,5$ и $\beta_0^2 = 8,2$ ($\rho = 0$).

$b_I(x, \rho, \tau) = \langle I(x, \mathbf{R} + \rho, t + \tau) I(x, \mathbf{R}, t) \rangle / \langle I^2(x, \mathbf{R}, t) \rangle$, полученные путем усреднения 32 реализаций. По значениям максимумов коэффициента корреляции произведена оценка отношения $\sigma_{\perp}/v_{\perp}$. В условиях эксперимента это отношение составляло 0,9. Для аппроксимации экспериментальных данных в [4] была подобрана эмпирическая формула

$$b_I(x, \rho, \tau) = \frac{v_{\perp}}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\perp}} \int \exp \left\{ -\frac{v_{\perp}^2 (1 - \xi)^2}{2\sigma_{\perp}^2} - a (\rho/\rho_c - \xi\tau/\tau_c) \right\} \times \\ \times (1 + a |\rho/\rho_c - \xi\tau/\tau_c|) d\xi, \quad (5.46)$$

учитывающая флуктуации скорости ветра, где a — коэффициент аппроксимации. Эта формула удовлетворительно описывает результаты эксперимента. Здесь же для сравнения нанесена кривая коэффициента временной корреляции, рассчитанная по формуле (5.36) ($\rho = 0$, $\sigma_{\perp} = 0$). Видно, что учет случайных вариаций скорости ветра в условиях насыщения дисперсии сказывается незначительно (по крайней мере, для условий эксперимента [4]):

Пространственно-временная корреляционная функция

$$\langle I(x, \rho_1, t) I(x, \rho_2, t + \tau) \rangle = \langle I_0(t) I_2(t + \tau) \rangle = B_{12}(\tau)$$

связана с взаимным спектром флуктуаций интенсивности $W_{12}(\omega)$ соотношением (5.42). При совпадении точек наблюдения взаимные спектры переходят в автоспектры $W_I(\omega)$, подробно рассмотренные выше. В общем случае взаимный спектр является комплексной величиной. Поэтому обычно рассматривается его аргумент или фазовый спектр

$$\varphi(\omega) = \arctg [\operatorname{Im} W_{12}(\omega) / \operatorname{Re} W_{12}(\omega)] \quad (5.47)$$

и модуль $|W_{12}(\omega)|$ или спектр когерентности

$$C_{12}^2(\omega) = |W_{12}(\omega)|^2 / [W_{11}(\omega) W_{22}(\omega)]. \quad (5.48)$$

Найденные в первом приближении метода плавных возмущений с использованием гипотезы «локальной замороженности» выражения для фазового спектра и спектра когерентности в случае плоской волны имеют вид [17]:

$$\varphi(\omega) = -\omega \rho / v_{\perp}, \quad (5.49)$$

$$C_{12}(\omega) = \frac{\int_1^{\infty} (\xi^2 - 1)^{-1/2} \xi F_I\left(\frac{\omega}{v_{\perp}} \xi\right) \exp\left(-\frac{\xi^2 \omega^2 \rho^2 \sigma^2}{2v_{\perp}^4}\right) d\xi}{\int_1^{\infty} (\xi^2 - 1)^{-1/2} \xi F_I\left(\frac{\omega}{v_{\perp}} \xi\right) d\xi}. \quad (5.50)$$

Здесь

$$F_I\left(\frac{\omega}{v_{\perp}} \xi\right) = \pi k^2 L \Phi_{\epsilon}\left(\frac{\omega}{v_{\perp}} \xi\right) \left(1 - \operatorname{sinc} \frac{\omega^2 L \xi^2}{v_{\perp}^2 k}\right)$$

— двумерный пространственный спектр флуктуаций интенсивности, $\operatorname{sinc} z = z^{-1} \sin z$. Вывод формул (5.49), (5.50) осуществлялся в предположении малости флуктуаций скорости ветра ($\sigma^2/v_{\perp}^2 \ll 1$).

Экспериментальное исследование характеристик $\varphi(\omega)$ и $C_{12}(\omega)$ проведено в работах [17, 18]. Измерения производились на двух трассах длиной $L_1 = 1,75$ км и $L_2 = 13,5$ км в Цимлянске. Пучки света от лазера с длиной волны 0,63 мкм формировались с помощью зеркально-линзового коллиматора диаметром 0,5 м. После прохождения атмосферной трассы излучение попадало на фотоприемники с апертурой диаметром 0,7 мм, расположенные вдоль горизонтальной линии. На длинной трассе синхронные измерения осуществлялись двумя фотоумножителями, разнесенными на расстояние 3,5 см, на короткой — четырьмя, расстояние между которыми составляло 1, 2, 4 и 7 см. Токи фотоумножителей записывались на магнитную ленту для последующего анализа на ЭВМ. Для обработки отбирались записи измерений с устойчивым поперечным ветром.

Турбулентное состояние атмосферы контролировалось по интегральному вдоль трассы значению структурной характеристики C_ϵ^2 , определявшемуся оптическим способом из измерений размытия изображения пучка в фокусе телескопа. При этом диапазон изменения значений параметра β_0^2 для короткой трассы находился в пределах $7 \leq \beta_0^2 \leq 1,1$, для длинной — $68 \leq \beta_0^2 \leq 6,36$.

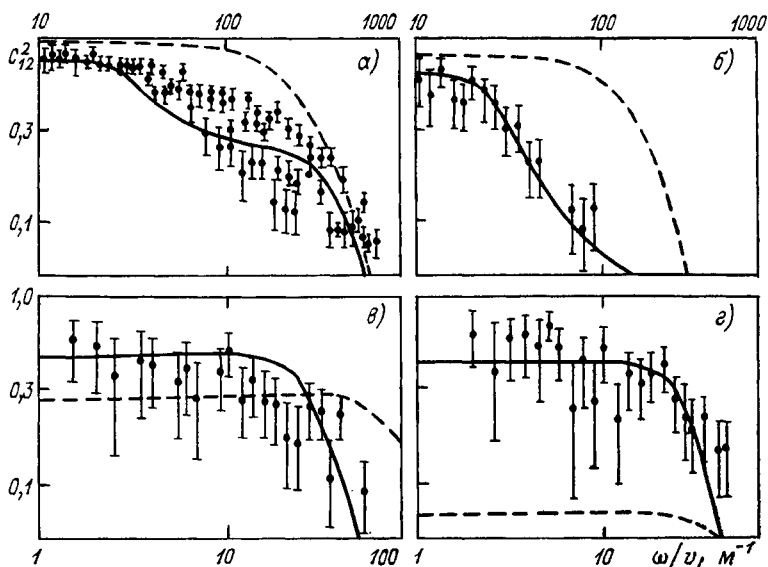


Рис. 5.18. Спектры когерентности флуктуаций интенсивности коллимированного пучка на трассе $L_1 = 1,75$ км.

Точки — эксперимент, вертикальные отрезки — 95 %-ный доверительный интервал, штриховые кривые — расчет в первом приближении метода плавных возмущений, сплошные кривые — расчет по формулам (5.50), (5.51).

Разнос точек наблюдения на расстояние: а) $\rho = 1$ см, б) 2 см, в) 4 см, г) 7 см.

На рис. 5.18 представлены спектры когерентности, полученные в результате измерений в коллимированном пучке на трассе 1,75 км [17]. Видно, что первое приближение метода плавных возмущений плохо описывает экспериментальные данные. По этой причине для теоретической оценки спектров когерентности в [17] использовалась формула (5.50), в которую подставлялся двумерный спектр флуктуаций интенсивности в виде

$$F_I(\mathbf{x}) = A(\alpha) F_0(\mathbf{x}/\alpha) + B(\alpha) F_0(\mathbf{x}\alpha), \quad (5.51)$$

где

$$\begin{aligned} A(\alpha) &= 2 \left[2^{10/11} + (\alpha - 1)^{5/3} \right]^{-11/5}, \\ B(\alpha) &= [32 + (\alpha - 1)^{5/3}]^{-1/5}, \quad \alpha^2 = 1 + (2\beta_0^2)^{4/5}, \\ F_0(\mathbf{x}) &= 0,334\beta_0^2 \kappa^{-2} \left(\frac{L\kappa^2}{k} \right)^{-5/6} \left[1 - \operatorname{sinc} \frac{\kappa^2 L}{k} \right], \quad \kappa = |\mathbf{x}| = \frac{\omega}{v_\perp}. \end{aligned}$$

Аппроксимация (5.51) обеспечивает правильное асимптотическое описание спектра как при $\beta_0^2 < 1$ (в этом случае $F_I = F_0$, F_0 совпадает с результатами расчета спектра в первом приближении метода плавных возмущений), так и при $\beta_0^2 \gg 1$. В последнем случае расчет автоспектров флуктуаций интенсивности с использованием аппроксимации вида (5.51) удовлетворительно согласуется со строгим численным расчетом на основе уравнения (2.40) [48] (см. рис. 5.10).

Оценка спектров когерентности для всех разностей ρ по формулам (5.50), (5.51) производилась при значении $\sigma^2/v_{\perp}^2 = 0,03$, которое близко к наблюдающимся в атмосфере в летний день в степи. Как видно из рис. 5.18, расчет по схеме (5.50), (5.51) значительно лучше, чем при использовании первого приближения метода плавных возмущений, согласуется с экспериментом.

При измерениях спектров когерентности на трассе 13,5 км [17] реализовались существенно большие значения параметра β_0^2 , чем на трассе 1,75 км. В этом случае использование аппроксимации (5.51) не спасает положения. Экспериментальный спектр когерентности лежит значительно выше расчетной кривой, и здесь требуется проведение более строгого теоретического анализа, чем это делалось при выводе формул (5.50), (5.51).

Результаты измерения фазового спектра плоской волны [17, 18] хорошо согласуются с расчетом по формуле (5.49) при любых реализовавшихся в эксперименте значениях параметра β_0^2 на трассах $L_1 = 1,75$ км и $L_2 = 13,5$ км. Измерения $\varphi(\omega)$ для узкого коллимированного пучка и сферической волны на трассе 1,75 км также удовлетворительно согласуются с соответствующими расчетами [17].

5.3. Флуктуации интенсивности частично когерентного излучения

При анализе вызываемых турбулентностью флуктуаций частично когерентного в пространстве и во времени излучения необходимо учитывать, что все реагирующие на интенсивность $I(x, \mathbf{R}, t) = |u(x, \mathbf{R}, t)|^2$ фотоприемные устройства обладают инерционностью и реально измеряют усредненную за некоторый период τ_n величину

$$\overline{I(x, \mathbf{R}, t)} = \frac{1}{\tau_n} \int_0^{\tau_n} I(x, \mathbf{R}, t + \tau) d\tau. \quad (5.52)$$

Комплексная амплитуда случайного поля $u(x, \mathbf{R}, t)$ характеризуется временными масштабами T_a и τ_n . Первый из них связан с временем изменения состояния атмосферы, второй определяется временем когерентности источника.

Как правило, характерное время изменения атмосферных процессов T_a ($10^{-1} \dots 10^{-3}$ с) значительно превышает время когерентности источника τ_{Π} ($10^{-3} \dots 10^{-12}$ с) и время отклика приемника τ_{Π} ($10^{-5} \dots 10^{-9}$ с) [79]. В этом случае формальная запись двух первых статистических моментов интенсивности частично когерентного излучения в турбулентной атмосфере через интегралы Гюйгенса—Кирхгофа (2.52) имеет вид

$$\begin{aligned} \overline{\langle I(x, \mathbf{R}) \rangle} &= \overline{\langle I(x, \mathbf{R}, 0) \rangle} \int \overline{\langle u(x_0, \rho'_1) u(x_0, \rho'_2) \rangle} \times \\ &\times \langle G(x, x_0; \mathbf{R}, \rho'_1) G^*(x, x_0; \mathbf{R}, \rho'_2) \rangle d\rho'_{1,2}, \end{aligned} \quad (5.53)$$

$$\begin{aligned} \overline{\langle I(x, \mathbf{R}_1) I(x, \mathbf{R}_2) \rangle} &= \int \overline{\langle u(x_0, \rho'_1) u^*(x_0, \rho'_2) u(x_0, \rho'_3) u^*(x_0, \rho'_4) \rangle} \times \\ &\times \langle G(x, x_0; \mathbf{R}_1, \rho'_1) G^*(x, x_0; \mathbf{R}_1, \rho'_2) G(x, x_0; \mathbf{R}_2, \rho'_3) \times \\ &\times G^*(x, x_0; \mathbf{R}_2, \rho'_4) \rangle d\rho'_4, \end{aligned} \quad (5.54)$$

где

$$\begin{aligned} \overline{\langle u(x_0, \rho'_1) u^*(x_0, \rho'_2) \rangle} &= \tau_{\Pi}^{-1} \int_0^{\tau_{\Pi}} \langle u(x_0, \rho'_1, \tau) u^*(x_0, \rho'_2, \tau) \rangle d\tau, \\ \overline{\langle u(x_0, \rho'_1) u^*(x_0, \rho'_2) u(x_0, \rho'_3) u^*(x, \rho'_4) \rangle} &= \\ &= \tau_{\Pi}^{-2} \int_0^{\tau_{\Pi}} \langle u(x_0, \rho'_1, \tau_1) u^*(x_0, \rho'_2, \tau_1) u(x_0, \rho'_3, \tau_2) u^*(x_0, \rho'_4, \tau_2) \rangle d\tau_{1,2}. \end{aligned}$$

Будем считать, что флуктуации фазы комплексной амплитуды поля на выходе частично когерентного источника велики. В этом случае, как показано в работе [124], независимо от закона распределения флуктуаций фазы, закон распределения вероятностей поля источника близок к гауссову. Следовательно,

$$\begin{aligned} \langle u(x_0, \rho'_1, \tau_1) u^*(x_0, \rho'_2, \tau_1) u(x_0, \rho'_3, \tau_2) u^*(x_0, \rho'_4, \tau_2) \rangle &= \\ &= \langle u(x_0, \rho'_1, \tau_1) u^*(x_0, \rho'_2, \tau_1) \rangle \langle u(x_0, \rho'_3, \tau_2) u^*(x_0, \rho'_4, \tau_2) \rangle + \\ &+ \langle u(x_0, \rho'_1, \tau_1) u^*(x_0, \rho'_4, \tau_2) \rangle \langle u^*(x_0, \rho'_2, \tau_1) u(x_0, \rho'_3, \tau_2) \rangle. \end{aligned} \quad (5.55)$$

Полагая временную зависимость поля во всех точках источника одинаковой [6], представим пространственно-временные

корреляционные функции во втором слагаемом (5.55) в факторизованном виде:

$$\begin{aligned} & \langle u(x_0, \rho'_1, \tau_1) u^*(x_0, \rho'_4, \tau_2) \rangle \langle u^*(x_0, \rho'_2, \tau_1) u(x_0, \rho'_3, \tau_2) \rangle = \\ & = \langle u(x_0, \rho'_1) u^*(x_0, \rho'_4) \rangle \langle u^*(x_0, \rho'_2) u(x_0, \rho'_3) \rangle B^2(\tau_1, \tau_2). \end{aligned} \quad (5.56)$$

Пусть далее $B(\tau_1, \tau_2) = B(\tau) = \exp \{-\tau/\tau_n\}$. Тогда

$$\begin{aligned} & \langle u(x_0, \rho'_1) u^*(x_0, \rho'_2) u(x_0, \rho'_3) u^*(x_0, \rho'_4) \rangle = \langle u(x_0, \rho'_1) u^*(x_0, \rho'_2) \rangle \times \\ & \times \langle u(x_0, \rho'_3) u^*(x_0, \rho'_4) \rangle + \langle u(x_0, \rho'_1) u^*(x_0, \rho'_4) \rangle \times \\ & \times \langle u^*(x_0, \rho'_2) u(x_0, \rho'_3) \rangle \frac{\tau_n^2}{\tau_n^2} (e^{-\tau_n/\tau_n} - 1)^2. \end{aligned} \quad (5.57)$$

Таким образом, если время усреднения приемника τ_n превышает время когерентности источника τ_n , то второе слагаемое в (5.57) близко к нулю и четвертый момент начального поля представляется в виде

$$\begin{aligned} & \overline{\langle u(x_0, \rho'_1) u^*(x_0, \rho'_2) u(x_0, \rho'_3) u^*(x_0, \rho'_4) \rangle} = \\ & = \langle u(x_0, \rho'_1) u(x_0, \rho'_2) \rangle \langle u(x_0, \rho'_3) u^*(x_0, \rho'_4) \rangle. \end{aligned} \quad (5.58)$$

Возможна и обратная ситуация, когда $\tau_n \ll \tau_n$. В этом случае в выражении (5.57) для четвертого момента поля источника присутствуют оба слагаемых

$$\begin{aligned} & \langle u(x_0, \rho'_1) u^*(x_0, \rho'_2) u(x_0, \rho'_3) u^*(x_0, \rho'_4) \rangle = \\ & = \langle u(x_0, \rho'_1) u^*(x_0, \rho'_2) \rangle \langle u(x_0, \rho'_3) u^*(x_0, \rho'_4) \rangle + \\ & + \langle u(x_0, \rho'_1) u^*(x_0, \rho'_4) \rangle \langle u^*(x_0, \rho'_2) u(x_0, \rho'_3) \rangle. \end{aligned} \quad (5.59)$$

Второй пространственный момент поля частично когерентного источника $\langle u(x_0, \rho'_i) u^*(x_0, \rho'_j) \rangle$ задается в виде (2.77):

$$\begin{aligned} & \langle u(x_0, \rho'_i) u^*(x_0, \rho'_j) \rangle = \\ & = u_0^2 \exp \left\{ -\frac{\rho_i'^2 + \rho_j'^2}{2a^2} - i \frac{k}{2F} (\rho_i'^2 - \rho_j'^2) - \frac{(\rho_i' - \rho_j')^2}{4a_k^2} \right\}. \end{aligned} \quad (5.60)$$

Такое задание $\langle u(x_0, \rho'_i) u^*(x_0, \rho'_j) \rangle$ соответствует распределению поля, которое создается на линзе некогерентным источником конечных угловых размеров, находящимся в ее фокусе [2, 60]. Действительно, если воспользоваться результатом усреднения флук-

туаций поля некогерентного источника $u_{0s}(\rho'_{0i}, \tau)$ за время отклика приемника [106, 112]

$$\overline{u_{0s}(\rho'_{0i}) u_{0s}^*(\rho'_{0j})} = \frac{2\pi}{k} I_n \left(\frac{\rho'_{0i} + \rho'_{0j}}{2} \right) \delta(\rho'_{0i} - \rho'_{0j}),$$

где $I_n(\rho) = u_s^2 \exp(-4\rho^2/d^2)$, u_s и d — амплитуда поля и размер некогерентного источника, и найти по обычным формулам [6] выражение для второго момента в плоскости линзы, то оно совпадает с (5.60), если положить $a_k = 2F_t/kd$, $u_0 = u_s d / \sqrt{B} \cdot F_t$.

Теоретический анализ флуктуаций интенсивности частично когерентного излучения проводился в работах [8, 10, 36, 55, 102, 103, 112, 121, 122] с использованием различных подходов. В дальнейшем изложении будем основываться на работах [8, 10], где с помощью асимптотического решения уравнения (2.40) наиболее последовательно рассмотрено влияние неполной пространственной когерентности источника на дисперсию и пространственную корреляцию интенсивности в предельных случаях слабых и сильных флуктуаций и проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными [26, 27, 37, 78, 84, 109].

5.3.1. Случай усреднения флуктуаций начального поля приемником ($\tau_n \gg \tau_k$)

Зададим в (2.41) четвертый момент начального поля $\Gamma_4(x_0, \rho'_4)$ с использованием формул (5.58), (5.60) и произведем расчет $\Gamma_4(x, \rho_4)$ в случаях слабых ($\beta_0^2 < 1$) и сильных ($\beta_0^2 \gg 1$) флуктуаций интенсивности по той же схеме, что и в п. 2.2.2. Рассчитаем среднюю интенсивность частично когерентного излучения в турбулентной атмосфере по формуле (3.21). Тогда для относительной дисперсии интенсивности на оси гауссова пучка частично когерентного излучения получим

$$\sigma_I^2 = D_s(2a) \Gamma\left(\frac{11}{6}\right) \left(\frac{1+k_u^2}{2g_u^2}\right)^{5/6} \left\{ \frac{16}{11} \operatorname{Re} \left[\left(1 + 2i \frac{\Omega(1-L/F)}{1+k_u^2}\right)^{5/6} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times {}_2F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{17}{6}; \frac{2g_u^2(L/F - ik_u/\Omega) + W}{2g_u^2 + W}\right) \right] - 1 \right\} + O(\beta_0^4), \quad (5.61)$$

$$\text{где } W = (1 - k_u^2)(k_u - i\Omega(1 - L/F)), \quad k_u^2 = 1 + \Omega/\Omega_k, \\ g_u^2 = |g|^2 + \Omega/\Omega_k, \quad \Omega_k = ka_k^2/L.$$

Выражение (5.61) при $k_u^2 = 1$ (когерентный источник) совпадает с найденной ранее формулой (5.1). Уменьшение пространственной когерентности источника ($k_u^2 \neq 1$) приводит к уменьшению относительной дисперсии флуктуаций интенсивности света в турбулентной среде.

В области сильных флуктуаций аналогичная (5.61) формула имеет вид

$$\sigma_I^2 = \frac{A}{A_u k_u^2} + 0,42 q^{-1/3} \int_0^1 (1 - \xi)^2 \left\{ A^{-5/6} M^{-7/6}(\xi) C^2(\xi) + k_u^2 A_u^{-7/6} \times \right. \\ \left. \times M_u^{-7/6}(\xi) \left[\frac{A}{A_u} C_u^2(\xi) + 3 M_u(\xi) \left(\frac{A}{A_u} - 1 \right) \right] \right\} d\xi + O(q^{-2/3}), \quad (5.62)$$

где

$$A = \frac{2}{3} + \frac{g_u^2}{2q\Omega}, \quad A_u = \frac{2}{3} + \frac{g_u^2}{2q\Omega k_u^2},$$

$$M(\xi) = AB(\xi) - C^2(\xi), \quad B(\xi) = B_0(\xi) + \frac{2}{3} \xi^2,$$

$$B_0(\xi) = \frac{\xi^2}{2\Omega q} [k_u^2 + \Omega^2 \xi^{-2} (1 - \xi L/F)^2],$$

$$C(\xi) = \frac{\mathcal{L}(\xi)}{2} + \frac{\xi^2 (3 - \xi)}{3},$$

$$\mathcal{L}(\xi) = q^{-1} \left[\frac{\xi g_u^2}{\Omega} + \Omega (1 - \xi) \left(1 - \frac{L}{F} \right) \right],$$

$$M_u(\xi) = A_u B_u(\xi) - C_u^2(\xi), \quad B_u(\xi) = \frac{B_0(\xi)}{k_u^2} + \frac{2}{3} \xi^3,$$

$$C_u(\xi) = \frac{\mathcal{L}(\xi)}{2k_u^2} + \frac{\xi^2 (3 - \xi)}{3}.$$

Устремляя в (5.62) параметр q в бесконечность, находим, что уровень насыщения относительной дисперсии интенсивности частично когерентного излучения, в отличие от когерентного (5.6), (5.10), (5.11), равен не единице, а определяется отношением радиуса когерентности источника к его размеру:

$$\sigma_I^2 = k_u^{-2} = (1 + a^2/a_K^2)^{-1} \leq 1. \quad (5.63)$$

В случае плоской волны ($\Omega \gg \beta_0^{1/2}$) из (5.62) получаем, что уменьшение начальной когерентности поля приводит к убыванию флуктуаций интенсивности до нуля. Отсутствие отличающегося от нуля уровня насыщения флуктуаций интенсивности некогерентного источника отмечалось также в работе [112].

На рис. 5.19 приведены результаты расчета зависимости среднего квадратического отклонения интенсивности σ_I от пространственной когерентности источника для режимов наиболее узкого в дифракционном смысле волнового пучка ($\Omega = 1$) и плоской волны ($\Omega = 10^4$). Расчеты производились при различных значениях параметра β_0^2 в области слабых и сильных флуктуаций интенсивности. Рисунок наглядно иллюстрирует тот факт, что с уменьшением пространственной когерентности поля исходной

волны происходит убывание относительной дисперсии до некоторого уровня, не превышающего единицу. Величина этого уровня изменяется в зависимости от дифракционного размера источника и от параметра турбулентности на трассе β_0^2 .

Такое поведение дисперсии связано с тем, что, согласно используемой модели частично когерентного источника (5.58), (5.60), в каждую точку плоскости приема приходит излучение от совокупности независимых когерентных площадок, «разбросанных»

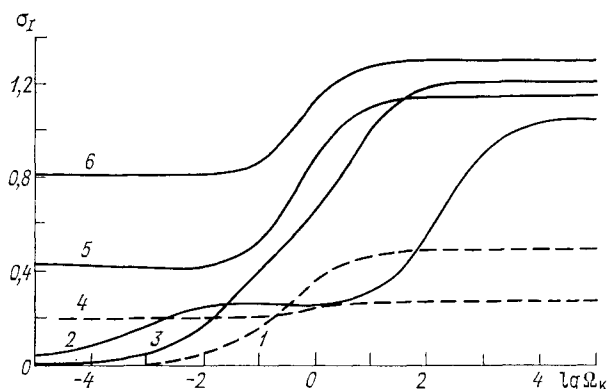


Рис. 5.19. Зависимость среднего квадратического отклонения интенсивности σ_I от степени когерентности излучения при различных значениях параметра β_0 .

1—3 — плоская волна ($\Omega=10^4$); 4—6 — коллимированный пучок ($\Omega=1$).

Кривая . . .	1	2	3	4	5	6
β_0	0,5	1	10	0,5	10	2

в пределах выходной апертуры, и интенсивности излучения от этих площадок складываются. Это приводит к усреднению флуктуаций интенсивности. Чем меньше начальная когерентность источника, характеризуемая величиной a_k , тем больше независимо излучающих когерентных площадок уместается на поверхности выходной апертуры и тем сильнее усредняются флуктуации интенсивности в точке приема. В частном случае плоской волны происходит полное усреднение флуктуаций при $a_k \rightarrow 0$. В случае же некогерентного источника конечных угловых размеров происходит увеличение его когерентности с расстоянием по теореме Ван Циттерта—Цернике [23], и, следовательно, полного усреднения флуктуаций интенсивности в этой ситуации не будет. В результате относительная дисперсия интенсивности в точке приема с уменьшением радиуса когерентности ($a_k \rightarrow 0$) спадает не до нуля, как в случае плоской волны, а до некоторого уровня, зависящего от β_0^2 и числа Френеля передающей апертуры.

Измерения относительной дисперсии интенсивности многомодового лазерного излучения в турбулентной атмосфере были выполнены в работах [27, 78]. Полученные в них экспериментальные

зависимости относительной дисперсии σ_I^2 от интенсивности оптической турбулентности на трассе распространения приведены на рис. 5.20. Здесь же нанесены результаты расчетов, произведенные по формулам (5.61), (5.62) при значениях дифракционного параметра Ω , соответствующих экспериментам [27, 78]. Отсутствие обоснованных данных о когерентности излучения лазеров в указанных работах не позволяет провести количественное сравнение

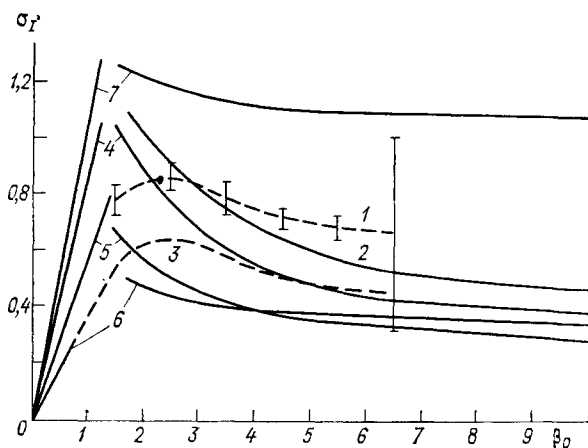


Рис. 5.20. Зависимость среднего квадратического отклонения флуктуаций интенсивности частично когерентного излучения от параметра β_0 .

1 — экспериментальные данные [27]; вертикальные отрезки — доверительные интервалы; 3 — экспериментальные данные [78]; 2, 4—7 — расчет:

Кривая	2	4	5	6	7
Ω	90	90	90	21,5 ($\beta_0 > 1$) 30 ($\beta_0 < 1$)	90
k_u^2	10	21	201	201	1

теоретических и экспериментальных результатов. Однако качественно эти результаты вполне согласуются.

Асимптотические выражения для пространственной корреляционной функции интенсивности частично когерентного излучения в области слабых и сильных флуктуаций [10] имеют громоздкий вид и здесь не приводятся. Результаты расчета коэффициента корреляции с использованием этих выражений представлены на рис. 5.21 и 5.22.

Из рис. 5.21 видно, что уровень характерной для слабых флуктуаций интенсивности пространственно ограниченных когерентных пучков отрицательной корреляции (см. рис. 5.6) с ухудшением когерентности источника уменьшается, а область положительной корреляции возрастает. При переходе от когерентного источника к некогерентному в условиях сильных флуктуаций (рис. 5.22) происходит увеличение уровня «остаточной» корреляции, опреде-

ляемой слагаемым $O(\beta_0^{-1/2})$ в (5.23) (см. рис. 5.6), и в предельном случае некогерентного источника единственным масштабом прост-

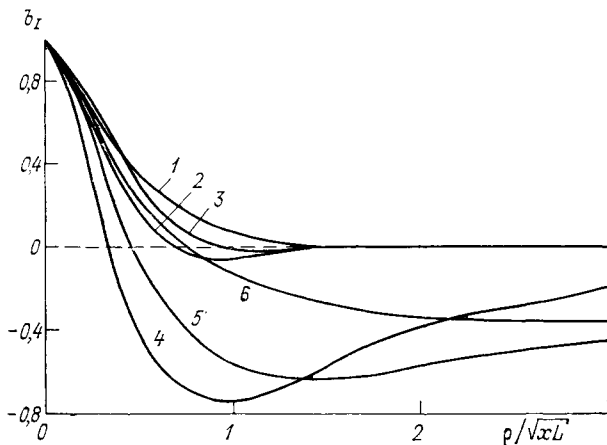


Рис. 5.21. Коэффициент пространственной корреляции слабых флуктуаций интенсивности частично когерентного излучения.

1) сферическая волна; 2) плоская когерентная волна; 3) $\Omega=10^4$, $\Omega_K=1$; 4—6) коллимированный пучок ($\Omega=1$) при $\Omega_K^{-1}=0$ (4); $\Omega_K=0,5$ (5); $\Omega_K=0,1$ (6).

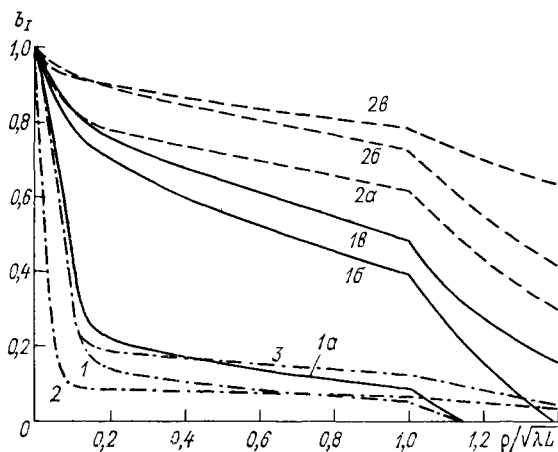


Рис. 5.22. Коэффициент пространственной корреляции сильных флуктуаций интенсивности частично когерентного излучения при $\beta_0=5$.

1, 2, 3 — когерентный источник: 1) $\Omega=1$, $L/F=0$; 2) плоская волна ($\Omega=10^4$); 3) сферическая волна ($\Omega=10^{-4}$).
а) $\Omega_K=1$, б) 10^{-2} , в) 10^{-4} .

пространственной корреляции интенсивности становится масштаб $L/k\rho_c$, характеризующий область остаточной корреляции в случае когерентного излучения (см. п. 5.1.3).

В общем виде коэффициент пространственной корреляции в области сильных флуктуаций (5.23) можно представить как сумму трех слагаемых:

$$b_I(x, \rho) = |\gamma^2(x, \rho)|^2 + \beta_0^{-1/2}(\gamma_1 + \gamma_2) = B_1 + B_2 + B_3. \quad (5.64)$$

Характерным масштабом 1-го и 3-го слагаемых в (5.64) является радиус когерентности ρ_c , 2-го — масштаб дифракции на радиусе когерентности $L/k\rho_c$. С ухудшением пространственной когерентности начального поля, как видно из рис. 5.23, относительный вклад второго слагаемого в корреляционную функцию возрастает, и в предельном случае некогерентного источника

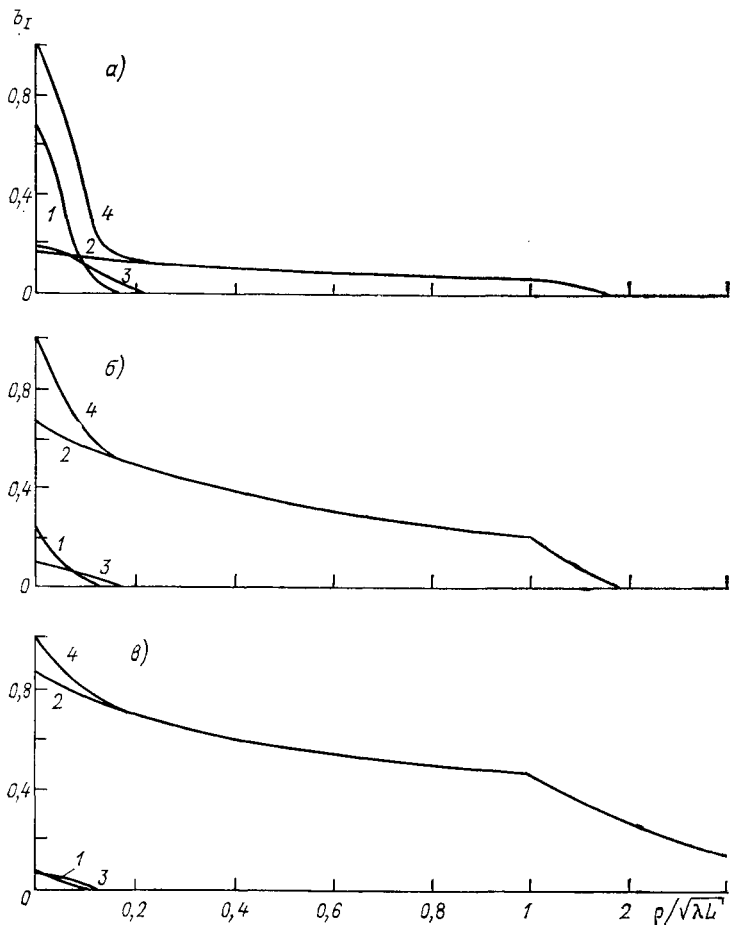


Рис. 5.23. Составляющие коэффициента пространственной корреляции при $\beta_0=5$, $\Omega=1$, $L/F=0$.

a — когерентный источник ($\Omega_K^{-1}=0$); *б* — частично когерентный ($\Omega_K=0,1$); *в* — некогерентный ($\Omega_K=0$).

1) B_1 ; 2) B_2 ; 3) B_3 ; 4) $b_I=B_1+B_2+B_3$.

(рис. 5.23 в) это слагаемое начинает играть определяющую роль. Так как с увеличением параметра β_0^2 ($\beta_0^2 \gg 1$) масштаб $L/k\rho_c$ также увеличивается, то растет и радиус пространственной корреляции интенсивности частично когерентного источника.

Экспериментальное исследование пространственной корреляции интенсивности некогерентного источника проведено в [37].

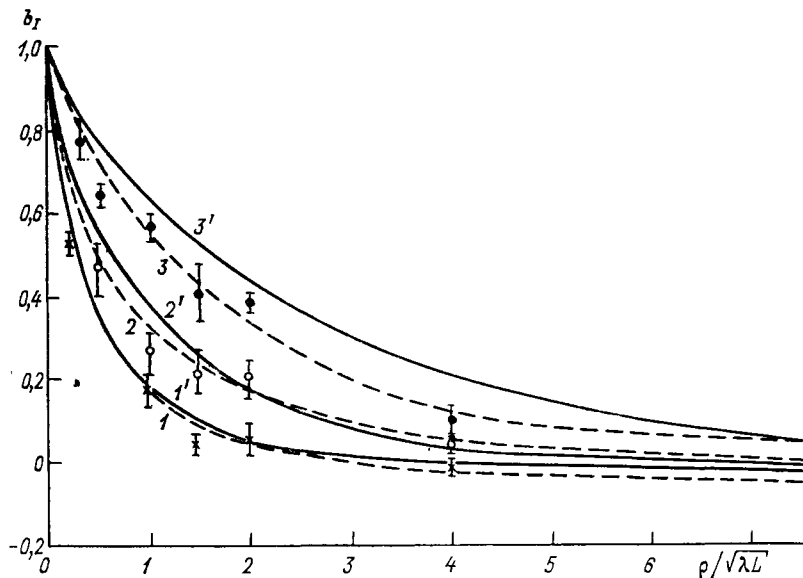


Рис. 5.24. Коэффициент корреляции интенсивности некогерентного пучка света. 1—3) эксперимент [37]; вертикальные отрезки — доверительные интервалы; 1'—3') расчет по формулам работы [10].

Кривая . . .	1	1'	2	2'	3	3'
β_0	1—3	2,7	3—7	4	711	7

На рис. 5.24 изображены усредненные экспериментальные кривые коэффициента корреляции, полученные в этой работе. Здесь же нанесены расчетные зависимости для условий, реализовавшихся в эксперименте. Как видно из рисунка, экспериментальные и теоретические результаты хорошо согласуются друг с другом.

В работах [41, 82] говорится о некорректности проведенных в [37] измерений из-за осредняющего действия приемного объекта размером $\sqrt{\lambda L}/6$ на основании того, что в случае когерентного источника радиус пространственной корреляции сильных флуктуаций интенсивности определяется радиусом когерентности

поля $\rho_c \ll \sqrt{\lambda L}$. Однако в свете изложенных выше результатов это не так. Поскольку в [37] источник был некогерентный, то радиус пространственной корреляции интенсивности в условиях экспери-

мента ($\beta_0^2 \gg 1$) определяется масштабом $L/k\rho_c \gg \sqrt{\lambda L}$ и, следовательно, усредняющее действие использовавшегося в эксперименте приемника размером $\sqrt{\lambda L}/6$ должно быть незначительным.

5.3.2. Отсутствие усреднения флуктуаций начального поля ($\tau_n \leq \tau_n$)

Представление (5.59), отвечающее случаю «отслеживания» приемником флуктуаций начального поля, имеет ограниченную область применимости. Физическим условием его справедливости является близость источника к некогерентному, так что радиус пространственной когерентности начального поля при рассмотре-

нии случая $\tau_n \leq \tau_n$ должен быть достаточно мал: $a_n < \sqrt{\lambda L}$ в области слабых флуктуаций и $a_n < \rho_c$ в области сильных [8].

Формула (5.59) отличается от использовавшегося выше граничного условия (5.58) наличием дополнительного второго слагаемого. Поэтому для получения результата при $\tau_n \leq \tau_n$ достаточно произвести расчеты со вторым слагаемым, а для первого воспользоваться уже известным выражением, соответствующим условию $\tau_n \gg \tau_n$. В результате удается установить [8], что относительная дисперсия интенсивности на оси пучка в рассматриваемом случае $\tau_n \geq \tau_n$ связана с соответствующей величиной σ_{Is}^2 , найденной при условии $\tau_n \leq \tau_n$, простым соотношением

$$\sigma_I^2 = 1 + 2\sigma_{Is}^2, \quad (5.65)$$

где σ_{Is}^2 рассчитывается по формуле (5.61) в случае слабых флуктуаций интенсивности и по формуле (5.62) — в области сильных. Таким образом, вследствие того, что приемник реагирует на случайные значения интенсивности поля источника, относительная дисперсия σ_I^2 превышает единицу при любых турбулентных условиях распространения в атмосфере.

При реализации на трассе условий слабых флуктуаций относительное среднее квадратическое отклонение интенсивности σ_I растет с увеличением параметра β_0 . При значениях $\beta_0 \approx 1$ рост флуктуаций прекращается, и при $\beta_0 \rightarrow \infty$ относительная дисперсия насыщается на уровень, определяемый выражением

$$\sigma_I^2 = 1 + 2k_u^{-2} \geq 1. \quad (5.66)$$

Для полностью некогерентного источника ($k_u^2 \rightarrow \infty$) и фиксированного значения $\beta_0 \gg 1$ имеем [8, 112]

$$\sigma_I^2 = 1 + 2\left(1 + \frac{4\Omega}{3q}\right)^{-1} \geq 1. \quad (5.67)$$

Результаты расчета коэффициента пространственной корреляции интенсивности для условий слабых флуктуаций показывают,

что характерная для пространственно ограниченных ($\Omega=1$) когерентных световых пучков отрицательная корреляция отсутствует в рассматриваемом случае $\tau_n \leq \tau_n$ частично когерентных пучков. Поведение коэффициента корреляции в этом случае близко к поведению коэффициента корреляции сферической волны и практически не зависит от дифракционного параметра Ω_K , характеризующего начальную когерентность поля. Напротив, уменьшение

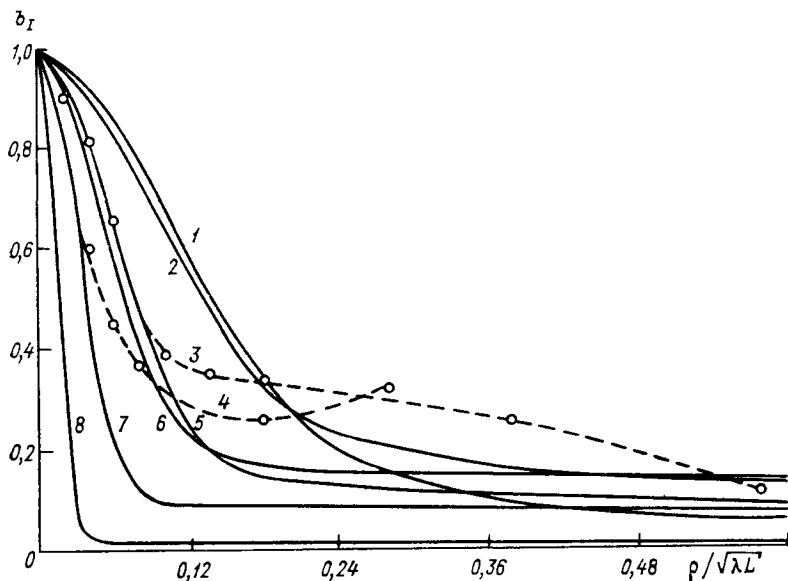


Рис. 5.25. Коэффициент пространственной корреляции при $\beta_0^2 \gg 1$, $L/F=0$.
1, 3, 5, 7 — когерентный источник; 2, 4, 6, 8) $\Omega_K=1,25 \cdot 10^{-3}$; 3 и 4 — экспериментальные данные из [26, 27].

Кривая	1	2	3	4	5	6	7	8
Ω	1	1	1	1	10^4	10^4	10^4	10^4
β_0	3	3	4-5	4-5	5	5	5	5

начальной когерентности (параметра Ω_K) источника, работающего в режиме плоской волны ($\Omega=10^4$), приводит к заметному уменьшению радиуса корреляции интенсивности. В предельном случае ($\Omega_K \rightarrow 0$, $\Omega \rightarrow \infty$) флуктуации интенсивности становятся δ -коррелированными.

Структура пространственной корреляции сильных флуктуаций интенсивности (рис. 5.25), как и для полностью когерентных источников, имеет двухмасштабный характер. В случае пространственно ограниченных пучков ($\Omega=1$) при малых разностях точек наблюдения корреляция оказывается ниже, чем для когерентного излучения, при больших разностях — выше. Увеличение Ω приводит к уменьшению уровня корреляции интенсивности. В случае некогерентного источника при $\Omega \gg 1$ точно так же, как и в области

$\beta_0^2 < 1$, флуктуации интенсивности являются δ -коррелированными.

Из анализа выражения для коэффициента корреляции $b_I(x, \rho)$ частично когерентного излучения при $\tau_n \geq \tau_n$ [8] следует, что радиус пространственной корреляции интенсивности r_I , определяемый из условия $b_I(x, r_I) = e^{-1}$, в этом случае связан с радиусом когерентности частично когерентного света ρ_c тем же соотношением, что и для когерентного излучения: $r_I = \rho_c / \sqrt{2}$.

В экспериментальных работах [26, 27] проведено сопоставление масштабов когерентности и пространственной корреляции интенсивности многомодовых лазерных пучков, измеренных в условиях сильных флуктуаций в атмосфере. При этом установлено, что как для когерентного, так и для частично когерентного излучения соотношение $r_I = \rho_c / \sqrt{2}$ выполняется в турбулентной атмосфере с хорошей точностью. И хотя в экспериментах [26, 27] не приводится никаких данных о том, как соотносятся между собой время когерентности источника и постоянная времени приемника, полученный результат позволяет предположить, что выполнялось соотношение $\tau_n \geq \tau_n$. В этой связи на рис. 5.25 для сравнения приведены экспериментальные результаты из работ [26, 27] (кривые 3 и 4) и соответствующие им расчетные данные (кривые 5 и 6) из работы [8]. Сравнение показывает, что в случае частично когерентного излучения теоретические и экспериментальные результаты согласуются лишь качественно.

5.4. Частотная корреляция интенсивности в турбулентной среде

Широкий круг вопросов, связанный с распространением импульсного излучения (см. п. 3.4), с учетом влияния конечности полосы излучения реальных источников и полосы пропускания приемников на флуктуации сигнала [36, 57, 101, 113, 114, 116] требует изучения статистических характеристик интенсивности частотно-разнесенных волн. В области слабых флуктуаций эффекты частотной декорреляции излучения при распространении в случайно-неоднородных средах рассматривались, например, в [36, 86, 114]. Расчеты статистических характеристик сильных флуктуаций интенсивности частотно-разнесенных волн с использованием разных приближений производились в [36, 54, 61, 62, 90, 113]. Ряд работ [45, 46, 59, 97, 110, 119, 129] посвящен экспериментальному исследованию флуктуаций интенсивности частотно-разнесенных волн как на реальных атмосферных трассах, так и в жидкостной кювете, где моделировались условия развитой конвективной турбулентности.

Определим функцию корреляции интенсивностей в одной пространственной точке на двух длинах волн в виде

$$\beta^2(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{\langle (I_1 - \langle I_1 \rangle) (I_2 - \langle I_2 \rangle) \rangle}{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle},$$

где I_1 и I_2 — интенсивности излучения на частотах ω_1 и ω_2 . Расчет $\beta^2(\lambda_1\lambda_2)$ для двух плоских волн в первом приближении метода плавных возмущений [88] с использованием модели спектра флуктуаций показателя преломления вида (1.14), (1.16) при $\varphi_0(z/z_0) = 1$ дает

$$\beta_0^2(\lambda_1\lambda_2) = 3,86 \frac{\tilde{\beta}_0^2}{D^{5/6}(1-p^2)} \left[\frac{(1+D^2)^{11/12}}{D} \sin\left(\frac{11}{6} \arctg D\right) - \frac{(1+p^2D^2)^{11/12}}{pD} \sin\left(\frac{11}{6} \arctg pD\right) \right], \quad (5.68)$$

где $\tilde{\beta}_0^2 = 1,23 C_n^2 \tilde{\kappa}^{7/6} L^{11/6}$, $\tilde{\kappa} = n\tilde{\omega}/c$, $\tilde{\omega} = 2\omega_1\omega_2/(\omega_1 + \omega_2)$,

$$p = (\omega_1 - \omega_2)/(\omega_1 + \omega_2), \quad D = z_m^2 \frac{L}{\tilde{\kappa}}.$$

Полагая в (5.68) $\omega_1 = \omega_2$, приходим к выражению для относительной дисперсии интенсивности плоской волны $\beta_0^2(\lambda_1)$ или $\beta_0^2(\lambda_2)$ на одной длине волны, которое при $D^{-1} = 0$ (чисто степенной колмогоровский спектр турбулентности) совпадает с выражением для β_I^2 , получающимся из (5.1). По аналогии с исследованием флуктуаций интенсивности монохроматического излучения параметр $\beta_0^2(\lambda_1\lambda_2)$ удобно использовать при анализе зависимости функции корреляции $\beta^2(\lambda_1\lambda_2)$ от турбулентных условий распространения.

Расчет двухчастотной корреляции сильных флуктуаций интенсивности $\beta^2(\lambda_1\lambda_2)$ в случае, когда обе распространяющиеся волны плоские, проведен в [54]. Найденное в этой работе асимптотическое выражение для $\beta^2(\lambda_1\lambda_2)$ принимает различный вид в зависимости от частотной расстройки p . Если частотная расстройка велика ($p \rightarrow 1$), то

$$\beta^2(\lambda_1\lambda_2) \equiv \beta_s^2(p) \approx \begin{cases} 0,43 \left\{ \frac{1}{2} [(1-p)^{1/3} + (1+p)^{1/3}] \right\}^{-7/6} p^{-4/3}, & p \gg l_0, \\ 0,8 (\beta_0^2 D^{7/6})^{-1/6}, & p \ll l_0, \end{cases} \quad (5.69)$$

где ρ_n — радиус когерентности плоской волны (3.3) на средней длине волны $(k_1 + k_2)/2$. В противоположном случае малых частотных расстроек ($p \rightarrow 0$) $\beta^2(\lambda_1\lambda_2)$ описывается формулой

$$\beta^2(\lambda_1\lambda_2) = 1 + \beta_s^2(p) + \Delta(p, \beta_0^2, D), \quad (5.70)$$

в которой слагаемое Δ является довольно громоздкой функцией параметров p , β_0^2 и D [54], такой, что $\Delta(0, \beta_0^2, D) \equiv \beta_s^2(0)$.

При $\lambda_1 = \lambda_2$ (5.70) переходит в формулу (5.6) для относительной дисперсии интенсивности плоской монохроматической волны. С увеличением параметра p корреляционная функция $\beta^2(\lambda_1\lambda_2)$

уменьшается. В начальный момент происходит быстрое падение корреляции, затем оно замедляется. При больших частотных расстройках (формула (5.69)) частотная корреляция не насыщается на единицу, как это происходит при малых значениях параметра p (5.70), а спадает до нуля с увеличением параметра β_0^2 .

Такое поведение $\beta^2(\lambda_1\lambda_2)$ при $p \rightarrow 1$ близко к тому, что мы имеем при рассмотрении относительной дисперсии интенсивности некогерентного источника (см. п. 5.3). И в том, и в другом случае при вычислении корреляционной функции интенсивности $\langle I_1 I_2 \rangle$ некоторые слагаемые в $\langle I_1 I_2 \rangle$ перестают играть роль главных членов, а их роль берут на себя следующие члены асимптотического разложения. Данную ситуацию отражает рис. 5.23, где наглядно продемонстрировано изменение роли главных и поправочных составляющих коэффициента корреляции интенсивности в зависимости от когерентности источника. Физически это связано с тем, что корреляция интенсивностей волн, имеющих различные частоты, определяется не мелкими масштабами порядка радиуса когерентности поля, как в случае монохроматического излучения, а крупными неоднородностями [91]. В частности, при больших расстройках p эти масштабы столь велики, что для них уже становятся несущественными дифракционные эффекты [54]. Действительно, из (5.69) при выполнении условия $\rho_{\pi} \ll l_0$ следует, что функция $\beta^2(\lambda_1\lambda_2)$ вообще не зависит ни от длины волны, ни от расстройки p . А отсутствие зависимости характеристик интенсивности от длины волны, как отмечается в [54], характерно как раз для геометрической оптики, не учитывающей дифракционные эффекты (см. п. 2.1.2).

В ряде работ [61, 62, 90, 113] при расчете частотной корреляции сильных флуктуаций интенсивности используется предположение о гауссовом распределении комплексной амплитуды поля. При этом не учитываются следующие члены асимптотических разложений, дающие поправки $O(\beta_0^{-1/2})$. Из изложенных здесь результатов следует, что при определенных условиях именно члены $O(\beta_0^{-1/2})$ становятся главными при расчетах частотной корреляции, и применение гипотезы о гауссовом распределении поля может приводить к существенным ошибкам, на что указывалось в работах [46, 54].

Наиболее тщательные измерения частотной корреляции интенсивности двух плоских световых волн выполнены в [119] на атмосферной трассе и в [46] в жидкостной кювете. Измерения производились с He—Ne и He—Cd-лазерами на длинах волн в воздухе $\lambda_1 = 0,63$ мкм и $\lambda_2 = 0,44$ мкм ($p \approx 0,18$). Параметр D при измерениях в турбулизованной жидкости изменялся от 1 до 10. На рис. 5.26 [46] треугольниками представлена экспериментальная зависимость $\beta(\lambda_1\lambda_2)$ от параметра $\beta_0(\lambda_1\lambda_2)$. Точками и крестиками обозначены результаты измерения зависимостей $\beta(\lambda_1)$ и $\beta(\lambda_2)$ от соответствующих параметров $\beta_0(\lambda_1)$, $\beta_0(\lambda_2)$. Видно, что для малых β_0 все экспериментальные зависимости хорошо описываются

в приближении метода плавных возмущений. Затем предсказываемый методом плавных возмущений рост $\beta(\lambda_1\lambda_2)$ прекращается. При больших β_0 корреляция $\beta(\lambda_1\lambda_2)$ имеет меньшие значения по сравнению с $\beta(\lambda_1)$ и $\beta(\lambda_2)$, и с ростом β_0 это различие увеличивается в полном соответствии с теорией поведения $\beta(\lambda_1\lambda_2)$ при больших частотных расстройках (5.69). Нанесенные на рисунке асимптотические зависимости (5.6) при $p=0$ и (5.69) при соответствующих эксперименту значениях параметров $p=0,18$ и $D=10$

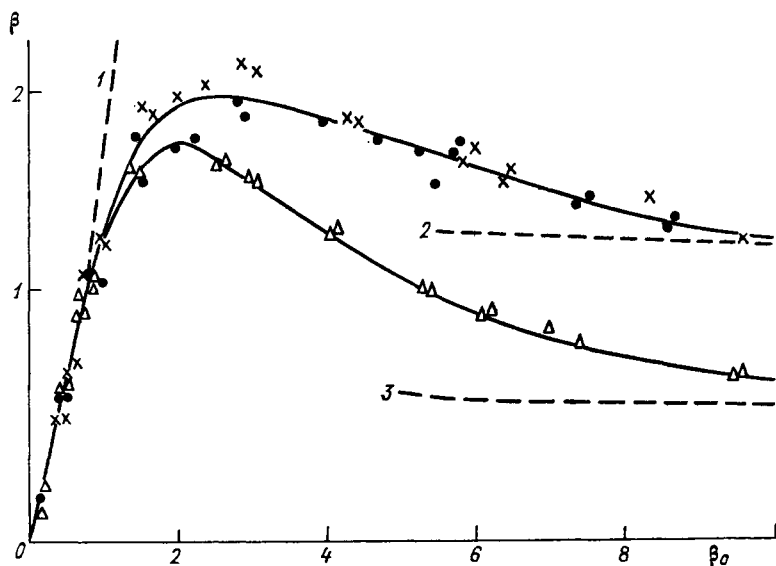


Рис. 5.26. Зависимость частотной корреляции интенсивности двух плоских волн от параметра $\beta_0(\lambda_1\lambda_2)$.

1 — расчет в первом приближении метода плавных возмущений; 2 — расчет по формуле (5.6); 3 — расчет по формуле (5.69).

довольно неплохо согласуются с данными измерений, если учесть, что применимость формулы (5.69) ограничена условием $p \rightarrow 1$.

Наряду с измерениями $\beta(\lambda_1\lambda_2)$ в ряде работ осуществлялось экспериментальное исследование других характеристик флуктуаций интенсивности частотно-разнесенных волн: четырехточечной функции когерентности Γ_4 [59], взаимных спектров [45], усреднения флуктуаций при приеме на апертуру конечных размеров [97]. Однако отсутствие теоретических расчетов этих характеристик для условий сильных флуктуаций, реализовавшихся во время указанных измерений, не позволяет провести удовлетворительный физический анализ полученных опытных данных.

5.5. Высшие моменты и распределение вероятностей флуктуаций интенсивности

При анализе эффективности работы атмосферных оптических линий связи, систем лазерной локации может оказаться недостаточно знания энергетических свойств сигнала, характеризующихся двумя первыми пространственно-временными моментами интенсивности. В ряде случаев возникает вопрос о высших моментах и законе распределения интенсивности принимаемого сигнала.

В области слабых флуктуаций теоретический анализ [86] и экспериментальные результаты [47, 82] показывают, что плотность распределения интенсивности близка к логарифмически нормальной:

$$P(I) = (\sqrt{2\pi} \cdot \sigma I)^{-1} \exp \left[-\frac{(\ln(I - \xi))^2}{2\sigma^2} \right] \quad (5.71)$$

с параметрами

$$\sigma^2 = \ln(1 + \sigma_I^2), \quad \xi = \ln(\langle I \rangle / (1 + \sigma_I^2)^{1/2}). \quad (5.72)$$

Действительно, уровень $\chi_1 = \text{Re } \Psi_1$, рассчитанный в первом приближении метода плавных возмущений (2.28), представляет собой сумму большого числа независимо рассеянных вперед компонент. Согласно центральной предельной теореме, его можно считать распределенным по гауссову закону. А так как в области слабых флуктуаций $\chi = \frac{1}{2} \ln(I/I_0) \approx \chi_1$, то интенсивность I в области значений $\beta_c^2 < 1$ должна иметь логарифмически нормальное распределение.

В области сильных флуктуаций формула (2.28) не применима. При $\beta_0^2 \gg 1$ поле в некоторой точке пространства представляет собой суперпозицию многократно рассеянных волн. Если считать, что составляющие этого результирующего поля статистически независимы и многочисленны, то по центральной предельной теореме оно должно подчиняться гауссовой статистике, а интенсивность — экспоненциальному распределению Рэлея. Однако для атмосферной турбулентности, где реализуется широкий диапазон масштаб неоднородностей, компоненты результирующего поля оказываются частично коррелированными за счет крупных неоднородностей. Это приводит к отклонению распределения поля от нормального и, следовательно, распределения интенсивности — от экспоненциального закона.

Наиболее полное рассмотрение функции распределения интенсивности в области сильных флуктуаций проведено в [35]. В этой работе на основе физического анализа влияния неоднородностей разного масштаба, присутствующих в спектре колмогоровской

турбулентности, найдена кусочная аппроксимация функции распределения интенсивности плоской волны вида:

$$P(I) = \left\{ 1 + 0,43 (\beta_0^2)^{-2/5} \left(1 - 2I + \frac{I^2}{2} \right) \right\} \exp(-I), \quad I < \beta_0^{2/5}; \quad (5.73)$$

$$P(I) = \exp \left\{ -I \left[1 - 0,215 (\beta_0^2)^{-2/5} I \right] \right\}, \quad \beta_0^{2/5} < I < \beta_0^{4/5}; \quad (5.74)$$

$$P(I) = 1,06 (\beta_0^2)^{3/25} I^{-3/10} \exp \left\{ -1,5 (\beta_0^2)^{3/25} I^{7/10} \right\}, \quad I > \beta_0^{4/5}. \quad (5.75)$$

Формула (5.73) для плотности вероятностей интенсивности получена также в [52], где она была восстановлена по моментам интенсивности $\langle I^m \rangle$ [52, 95], найденным в результате асимптотического решения уравнения (2.31) для моментов поля произвольного порядка:

$$\langle I^m \rangle = m! \left[1 + 0,215 \beta_0^{-4/5} m(m-1) \right]. \quad (5.76)$$

Из (5.73) и (5.74) следует, что в предельном случае ($\beta_0^2 \rightarrow \infty$) плотность вероятностей для $I < \beta_0^{4/5}$ стремится к экспоненциальной. Однако в реальной атмосфере, где параметр β_0 принимает хоть и большие, но конечные значения, всегда найдутся такие m , при которых условие малости второго члена в асимптотической формуле (5.76) будет нарушено. Следовательно, лишь низшие моменты интенсивности могут хорошо описываться экспоненциальным распределением. В области больших значений интенсивности ($I > \beta_0^{4/5}$) распределение также отличается от чисто экспоненциального, как это видно из (5.75).

Существуют и другие модели функции распределения интенсивности в области сильных флуктуаций. В частности, широкое распространение получила модель в виде K -распределения [125]:

$$\langle I \rangle P(I) = [2/\Gamma(y)] y^{\frac{y+1}{2}} \eta^{\frac{y-1}{2}} K_{y-1} [2(\eta y)^{1/2}], \quad (5.77)$$

где $\eta = I/\langle I \rangle$, $y = 2/(\sigma_I^2 - 1)$, $y > 0$, $K_\nu(z)$ — модифицированная функция Ганкеля. Предпринимаются попытки [68, 96, 105, 128] найти универсальный закон распределения, который бы описывал вариации плотности вероятностей интенсивности при изменении параметра β_0^2 . И выражение (5.77), и имеющиеся модели универсального закона распределения [68, 96, 105, 128] приводят в предельном случае $\beta_0^2 \rightarrow \infty$ для моментов интенсивности к соотношению

$$\langle I^m \rangle / \langle I \rangle^m = m!, \quad (5.78)$$

которое соответствует экспоненциальному распределению, и, следовательно, имеют ограниченную область применимости.

5.5.1. Экспериментальные исследования распределения вероятностей интенсивности

Результаты экспериментальных исследований вероятностного распределения интенсивности света в атмосфере при различных турбулентных условиях на трассе распространения представлены в работах [40, 47, 70, 80, 82, 125—127]. На рис. 5.27 приведен пример гистограммы мгновенных значений интенсивности плоской

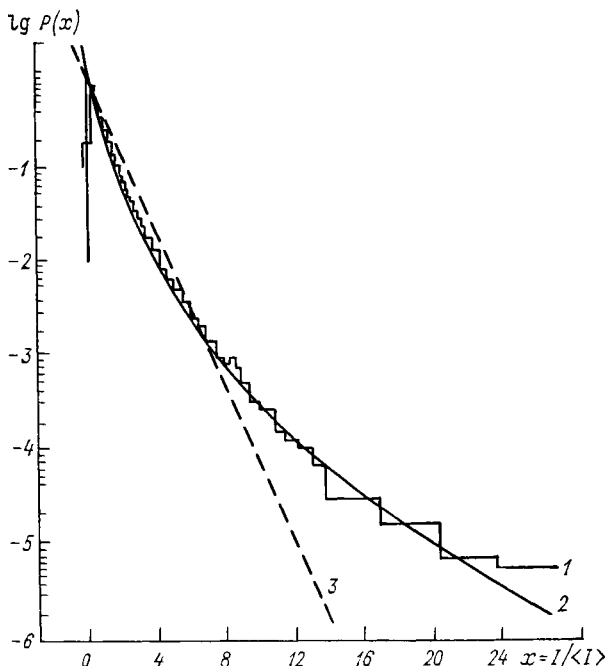


Рис. 5.27. Плотность вероятностей относительных флуктуаций интенсивности $I/\langle I \rangle$.

1 — экспериментальная гистограмма, 2 — логнормальный закон распределения, 3 — экспоненциальное распределение.

волны ($\Omega \approx 130$) в условиях сильных флуктуаций при $\beta_0^2 = 25$ [40]. Здесь же нанесены кривые, соответствующие логарифмически нормальному закону (5.71) со средним и дисперсией, вычисленными из экспериментальной гистограммы, и экспоненциальному распределению вероятностей интенсивности

$$P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp \left(-\frac{I}{\langle I \rangle} \right). \quad (5.79)$$

Видно, что распределение (5.79) значительно хуже согласуется с экспериментальными данными, чем логарифмически нормальный закон.

Сравнение экспериментальных и рассчитанных значений статистических моментов интенсивности

m	$\langle I^m \rangle / \langle I \rangle^m$			$\frac{(\langle I^m \rangle / \langle I \rangle^m)_{\text{эксп}}}{(\langle I^m \rangle / \langle I \rangle^m)_{\text{логнорм}}}$
	эксп.	логнорм.	рэлеевское	
2	2,18	2,18	2	1,0
3	9,76	10,33	6	0,94
4	79,32	106,71	24	0,74

В табл. 5.1 [47] приведены отношения $\langle I^m \rangle / \langle I \rangle^m$ для моментов

$$\langle I^m \rangle = \int_0^{\infty} I^m P(I) dI. \quad (5.80)$$

найденные как по экспериментальным данным при $\beta_0^2 \geq 25$, так и с использованием выражений (5.71), (5.79) для $P(I)$. Сравнение табличных результатов также свидетельствует в пользу логнормального закона, если принять во внимание еще и тот факт, что экспериментально определенные моменты с увеличением номера оказываются все более систематически заниженными вследствие конечности выборки наблюдений [3].

Из анализа экспериментальных данных [47] следует, что наибольшее отклонение распределения от логнормального наблюдается при значениях $\beta_0 \approx 1$. В области $\beta_0 < 1$ распределение хорошо описывается законом (5.71). При сильных флуктуациях интенсивности ($\beta_0^2 \geq 25$) распределение также близко к логарифмически нормальному, отличаясь от него лишь в области глубоких замираний.

В экспериментальных работах [125—127] делается вывод о том, что в области сильных флуктуаций статистика интенсивности подчиняется K -распределению (5.77). Это противоречит результатам измерений [40, 47] (см. рис. 5.27), поскольку при $\beta_0^2 \rightarrow \infty$ K -распределение приближается к экспоненциальному.

При анализе функции распределения интенсивности в [125—127] использовался метод моментов. Измерения проводились с квазисферической волной. Рассматривалась зависимость высших нормированных моментов $\langle I^m \rangle / \langle I \rangle^m$ ($m=3, 4, 5$) от относительной дисперсии интенсивности $\sigma_I^2 = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 - 1$. Результаты такого сорта измерений [127] представлены на рис. 5.28. Видно, что при увеличении отношения $\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2$ экспериментальные распределения моментов отклоняются от логарифмически нормальной зависимости и приближаются к линиям, соответствующим K -распределению. Данное обстоятельство и послужило основанием

для вывода о применимости K -распределения в области сильных флуктуаций интенсивности.

Объяснение этому противоречию дано в работе [80], где проведен не только анализ зависимости высших моментов от параметра $\sigma_I^2 + 1$, как это делалось в [127], но и анализ гистограмм мгновенных значений интенсивности, которые дают наиболее полную информацию. На рис. 5.29 приведены полученные в этой

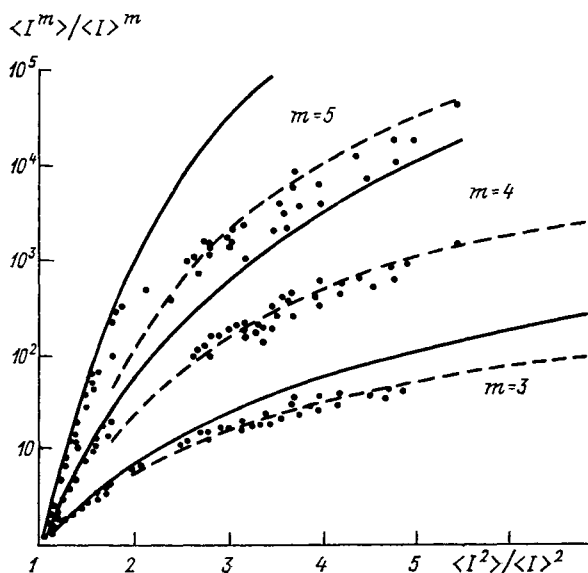


Рис. 5.28. Нормированные моменты интенсивности 3, 4 и 5-го порядков в зависимости от параметра $\sigma_I^2 + 1 = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2$.

Точки — экспериментальные результаты [127], сплошные кривые — логнормальное распределение, штриховые кривые — K -распределение.

работе зависимости нормированных экспериментальных моментов

$\langle I^m \rangle / \langle I \rangle^m$ ($\langle I^m \rangle = N^{-1} \sum_{i=1}^N I_i^m$, где I_i — мгновенное значение сигнала,

$N = 10^6$ — объем выборки за время реализации $T \approx 220$ с) от параметра $\sigma_I^2 + 1$ для сферической (темные точки), плоской (светлые точки) волн и узкого коллимированного пучка (крестики) [80]. Описание схемы эксперимента дано в п. 7.3. В ряде случаев в измерениях были близкие значения σ_I^2 , поэтому для улучшения разборчивости на графиках данные немного смещались по оси абсцисс (например, точки 2,3''). Из сравнения рис. 5.28 и 5.29 видно, что качественно экспериментальные зависимости ведут себя и в том, и в другом случае одинаково.

На рис. 5.30 приведены типичные гистограммы мгновенных значений интенсивности сферической волны для опорной (прямой,

$\beta_0=0,98$) и отраженной ($\beta_0=1,7$) волн, а также узкого коллимированного пучка ($\beta_0=1,97$) на трассе с отражением. Сплошные линии 1, 2 соответствуют логарифмически нормальному распре-

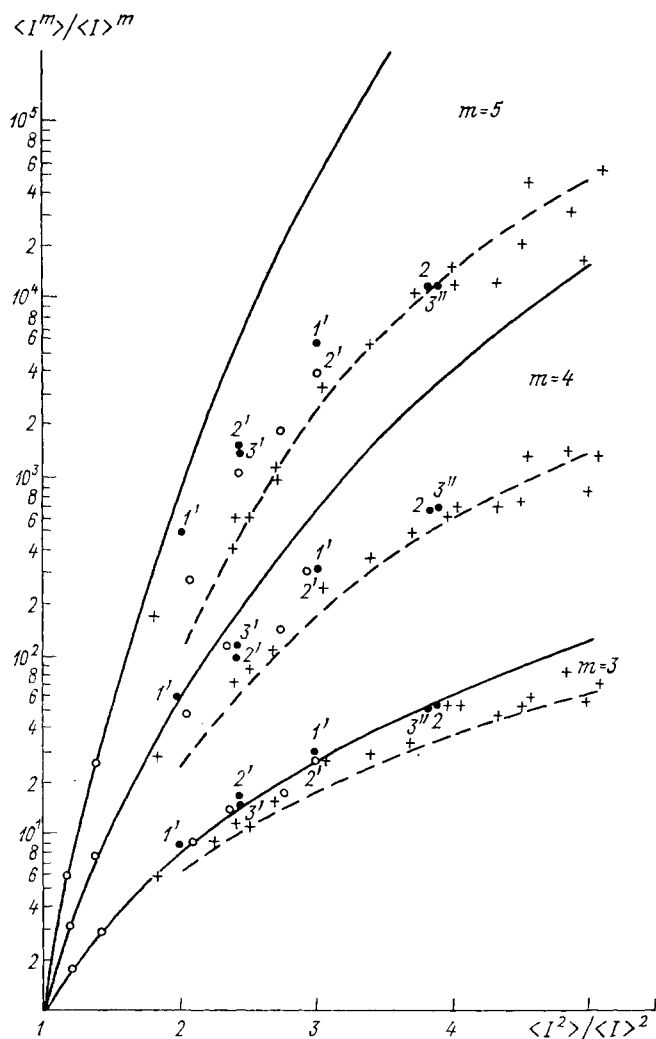


Рис. 5.29. Нормированные моменты интенсивности 3, 4 и 5-го порядков в зависимости от отношения $\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2$.

Точки — экспериментальные результаты [80]; сплошные кривые — логнормальное распределение; штриховые кривые — K -распределение.

лению (5.71) с теми же значениями параметров $\langle I \rangle$ и σ^2 , что и в эксперименте; штриховая линия 4 соответствует K -распределению (5.77) с параметрами, соответствующими экспериментальным данным при $\beta_0=1,7$. Вертикальным отрезком обозначен

максимальный 95 %-ный доверительный интервал оценки значения плотности вероятностей, который достигался в измерениях при крайних значениях отношения $I\langle I \rangle = 0,03 \dots 0,06$; $I\langle I \rangle = 20 \dots 30$.

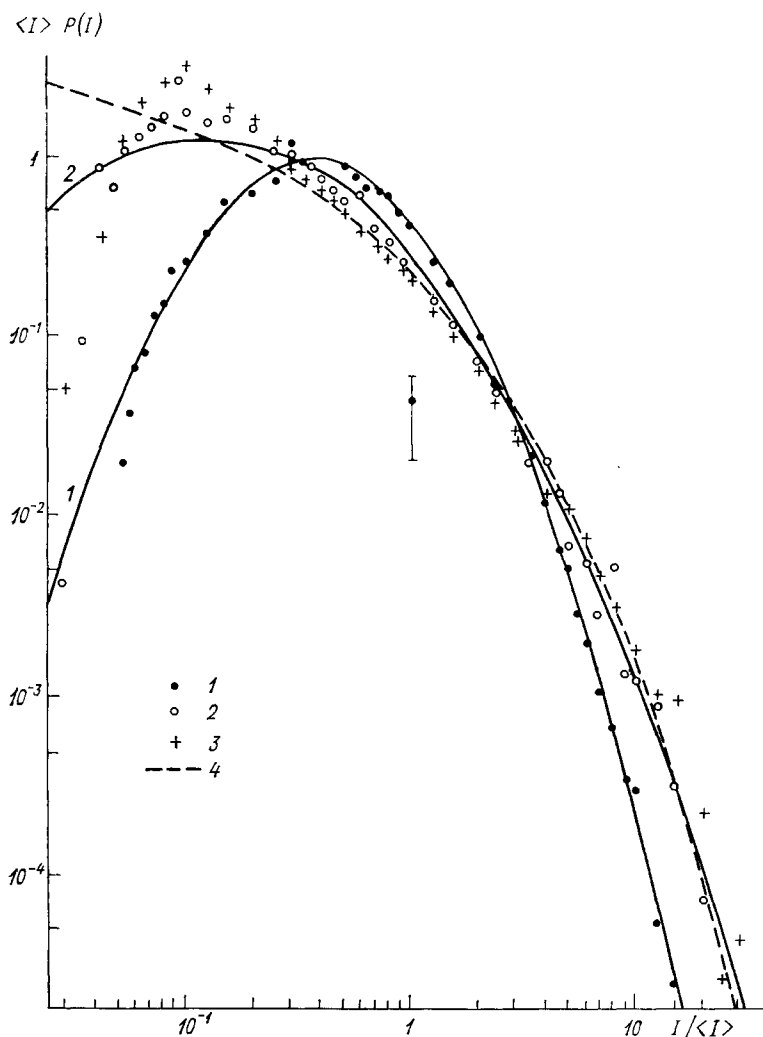


Рис. 5.30. Гистограммы мгновенных значений интенсивности.

1) $\beta_0 = 0,98$; 2 и 4) $\beta_0 = 1,7$; 3) $\beta_0 = 1,97$.

Видно, что при $\beta_0 = 0,98$ в широком диапазоне значений нормированной интенсивности гистограммы очень хорошо аппроксимируются логарифмически нормальным распределением. Для сильных флуктуаций ($\beta_0 = 1,7$) заметное отклонение от логарифмически нормального распределения наблюдается при глубоких замира-

ниях интенсивности и в окрестности аргумента $I \approx I_M$, соответствующей модальному значению $P(I_M)$. К-распределение значительно хуже аппроксимирует гистограмму, чем логарифмически нормальное при глубоких замираниях ($I \ll 0,06 \langle I \rangle$), и они имеют примерно одинаковое расхождение с экспериментом в районе модальных значений флуктуаций I_M .

Для объяснения противоречия в поведении экспериментальных нормированных моментов и гистограмм мгновенных значений интенсивности в [80, 81] была проведена оценка реальной точности экспериментального определения высших моментов.

Величину смещения m -го момента за счет ограниченности динамического диапазона и времени наблюдения T_0 можно приближенно вычислить, рассчитав усеченный момент $\langle I_y^m \rangle$:

$$\langle I_y^m \rangle = \int_{I_{\min}}^{I_{\max}} I^m P(I) dI,$$

где $I_{\min}$, $I_{\max}$ — минимальное и максимальное значения сигнала в реализации. Для логарифмически нормального распределения в виде (5.71) при отсутствии существенного ограничения сигнала во время реализации нетрудно получить выражение для отношения $\langle I_y^m \rangle / \langle I \rangle^m$, характеризующего смещение оценки m -го момента при естественном предположении $I_{\min} < \langle I \rangle$, $I_{\max} > \langle I \rangle$:

$$\delta_m = \frac{\langle I_y^m \rangle}{\langle I^m \rangle} = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\ln I_{\max} - \xi}{\sigma \sqrt{2}} - \frac{m\sigma}{\sqrt{2}} \right) \right], \quad (5.81)$$

где erf — интеграл вероятностей. Расчеты смещений для условий эксперимента [80] ($I_{\min} = 1 \dots 2$, $\frac{I_{\max}}{\langle I \rangle} = 20 \dots 45$) показали, что для первого момента им можно пренебречь. Существенное занижение старших моментов начинается при $\sigma_I > 1$. Например, для реализаций 2, 3" на рис. 5.29 (индекс мерцаний $\sigma_I^2 = 2,9$; $\langle I \rangle = 109$, $I_{\max} = 4095$ — полное использование динамического диапазона, равного 4095 единицам двоичного кода, без ограничения во времени записи реализаций) значения величины δ_m составляют 0,65; 0,14; 0,013 соответственно для $m = 3, 4, 5$.

Как видно из рисунка, смещение экспериментальных данных при этих значениях σ_I^2 удовлетворительно согласуется по порядку величины с приведенными оценками их отклонения от моментов логарифмически нормального распределения. Отметим, что расчет по формуле (5.81) для условий эксперимента [40] ($\sigma_I^2 = 1,18$; $I_{\max} = 27 \langle I \rangle$, $\langle I \rangle = 1$) дает значения $\delta_3 = 0,936$; $\delta_4 = 0,74$, совпадающие с приведенными в последней колонке табл. 5.1.

Сравнительно простое аналитическое выражение для относительной средней квадратической погрешности оценки усеченного момента $\tilde{\sigma}_{my} = \sigma_{my} / \langle I^m \rangle$, где σ_{my}^2 — дисперсия оценки усеченного

m -го момента, получается в случае логарифмически нормального процесса

$$I(t) = e^{y(t)}, \quad \langle y \rangle = 0, \quad \langle y^2 \rangle = \sigma^2,$$

где $y(t)$ — гауссов случайный процесс с коэффициентом корреляции $b(\tau)$:

$$b(\tau) = \begin{cases} 1 - |\tau|/\tau_K, & |\tau| \leq \tau_K, \\ 0, & |\tau| > \tau_K. \end{cases}$$

Это выражение при $\tau_K \ll T_0$ имеет вид [80, 81]

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{my} &= \frac{\sigma_{my}}{\langle I^m_y \rangle} = 2 \left(\frac{\tau_K}{T_0} \right)^{1/2} \frac{\exp(m^2 \sigma^2 / 2)}{m \sigma} \times \\ &\times \frac{\left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\ln I_{\max} - \xi}{\sigma \sqrt{2}} - \frac{2m\sigma}{\sqrt{2}} \right) \right]^{1/2}}{1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\ln I_{\max} - \xi}{\sigma \sqrt{2}} - \frac{m\sigma}{\sqrt{2}} \right)} (1 - e^{-1})^{1/2}, \end{aligned} \quad (5.82)$$

где учтены параметры логарифмически нормального процесса ξ , σ , τ_K , время измерения T_0 и динамический диапазон значений, принимаемых сигналом ($0 - I_{\max}$). При $I_{\max} \rightarrow \infty$ $\operatorname{erf}(z) \rightarrow 1$, так что

$$\tilde{\sigma}_{my} \equiv \tilde{\sigma}_m = \frac{\sigma_m}{\langle I^m \rangle} = \left(\frac{2\tau_K}{T_0} \right)^{1/2} \frac{\exp(m^2 \sigma^2 / 2)}{m \sigma} (1 - e^{-1})^{1/2} \quad (5.83)$$

для конечных m . Расчеты по этой формуле при $\tau_K = 1$ с удовлетворительно согласуются с численными данными [3], полученными в частном случае $\sigma = 1$, $\xi = 0$, $b(\tau) = e^{-\tau}$, что указывает на относительно слабое влияние конкретного вида коэффициента корреляции $b(\tau)$ на значение случайной ошибки при $\tau_K \ll T_0$.

Расчеты величины $\tilde{\sigma}_{my}$ для реализаций 2, 3'' ($\langle I \rangle = 109$, $I_{\max} = 4095$; $\sigma^2_I = 2,9$; $\tau_K = 10^{-2}$ с; $T_0 = 220$ с) дают следующие значения:

$\tilde{\sigma}_{3y} = 0,07$; $\tilde{\sigma}_{4y} = 0,11$; $\tilde{\sigma}_{5y} = 0,23$. Как видно из рис. 5.29, они по порядку значения близки к наблюдающемуся разбросу экспериментальных данных и существенно меньше смещения соответствующих моментов. В то же время расчеты по формуле (5.83) дают

для тех же реализаций значения $\tilde{\sigma}_3 = 1$, $\tilde{\sigma}_4 = 98$, что превышает в несколько раз разброс не только экспериментальных данных на рис. 5.29, но и результатов [125—127], и явно указывает на необходимость учета ограниченности диапазона значений, принимаемых случайной величиной в процессе измерения. Аналогичные выводы справедливы для всего диапазона сильных флуктуаций, реализовавшегося в эксперименте [80]. Реализации, для которых оценивались смещения и дисперсии оценок высших моментов, обозначены на рис. 5.29 цифрами.

Аналогичный анализ ошибок измерений высших моментов для K -распределения встречает вычислительные трудности. Однако из проведенного анализа ясно, что если бы плотность вероятно-

стей флуктуаций интенсивности описывалась этой зависимостью, то экспериментальные данные для высших моментов были бы заметно ниже расчетных, которые представлены пунктирными линиями на рис. 5.28 и 5.29. Поэтому выводы работ [125—127], сделанные на основе сравнительного анализа поведения высших моментов интенсивности без учета реальных ошибок их измерения для рассматриваемых значений параметров σ_I^2 и β_0 , следует считать необоснованными. Тем не менее различие гистограмм и зависимости (5.71) при значениях $I < \langle I \rangle$ указывает на характер эволюции плотности распределения при увеличении параметра β_0 : по сравнению с модой соответствующего логарифмически нормального закона увеличивается значение моды экспериментального распределения. Положение самой моды относительно среднего значения $\langle I \rangle$ сдвигается к значению $I = 0$.

ГЛАВА 6. СЛУЧАЙНЫЕ СМЕЩЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ И ДРОЖАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ ИСТОЧНИКОВ СВЕТА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Крупномасштабные пространственные неоднородности диэлектрической проницаемости воздуха, сравнимые с поперечным размером пучка или превышающие его, приводят к случайным блужданиям пучка как целого. Изучение этого эффекта имеет большое практическое значение, так как точность и надежность работы оптических систем во многом определяются вызываемыми турбулентностью флуктуациями направления распространения лазерных пучков.

С аналогичным явлением приходится сталкиваться и при наблюдении источников света в телескоп. Речь идет о дрожании изображений оптических источников в фокусе телескопа или, в общем случае, о флуктуациях положения центра тяжести распределения интенсивности в произвольной плоскости за фокусирующей линзой.

В данной главе рассмотрены такие характеристики случайных смещений пучков и изображений, как дисперсия, пространственная корреляция и временные частотные спектры.

6.1. Дисперсия, пространственная корреляция и временные спектры случайных смещений пространственно ограниченных пучков света

Положение оптического пучка в плоскости, перпендикулярной направлению распространения $x' = x$, обычно характеризуется координатами центра тяжести случайного распределения интенсивности $I(x, \mathbf{R})$ [9, 32]:

$$\rho_c(x) = P^{-1} \int \mathbf{R} I(x, \mathbf{R}) d\mathbf{R}, \quad (6.1)$$

где $P = \int dR I(x, \mathbf{R})$ — полная мощность пучка. Вектор ρ_c удовлетворяет уравнению [15]

$$\frac{d^2}{dx'^2} \rho_c(x') = \frac{1}{2P} \int I(x', \mathbf{R}) \nabla_{R\epsilon_1}(x', \mathbf{R}) d\mathbf{R}, \quad (6.2)$$

решение которого в случае симметричных пучков, распространяющихся вдоль оси x' ($\rho_c(x_0) = 0$, $\left. \frac{d\rho_c}{dx'} \right|_{x'=x_0} = 0$), имеет вид [12, 15, 16]

$$\rho_c(x) = \frac{1}{2P} \int_{x_0}^x \int (x - \xi) I(\xi, \mathbf{R}) \nabla_{R\epsilon_1}(\xi, \mathbf{R}) d\xi d\mathbf{R}. \quad (6.3)$$

Представление (6.3) в ряде случаев оказывается более удобным, чем (6.1). Из (6.3) видно, что положение энергетического центра тяжести пучка определяется поперечным к направлению распространения градиентом диэлектрической проницаемости, просуммированным в объеме между излучающей апертурой и плоскостью наблюдения с весом, равным интенсивности пучка. Основной вклад в величину ρ_c вносят неоднородности поля $\epsilon_1(\xi, \mathbf{R})$, расположенные вблизи источника.

6.1.1. Дисперсия случайных смещений пучка

Согласно (6.3), выражение для дисперсии вектора ρ_c ($\langle \rho_c \rangle = 0$) запишется в виде

$$\sigma_c^2 = \langle \rho_c^2 \rangle = \frac{1}{4P^2} \int_{x_0}^x \int (x - \xi_1)(x - \xi_2) \langle I(\xi_1, \mathbf{R}_1) I(\xi_2, \mathbf{R}_2) \times \\ \times \nabla_{R_1\epsilon_1}(\xi_1, \mathbf{R}_1) \nabla_{R_2\epsilon_1}(\xi_2, \mathbf{R}_2) \rangle d\xi_{1,2} d\mathbf{R}_{1,2}. \quad (6.4)$$

«Расщепить» корреляцию ϵ_1 и I в (6.4) удастся, если воспользоваться приближением марковского случайного процесса (см. п. 2.2) для флуктуаций поля ϵ_1 и считать, что оно является гауссовым и однородным. Тогда выражение для σ_c^2 приобретает вид [9, 15, 16]

$$\sigma_c^2 = \frac{\pi}{2P^2} \iiint (x - \xi)^2 |\mathbf{x}|^2 \Phi_\epsilon(\xi, |\mathbf{x}|) \exp\{i\mathbf{x}(\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2)\} \times \\ \times \langle I(\xi, \mathbf{R}_1) I(\xi, \mathbf{R}_2) \rangle d\xi d\mathbf{x} d\mathbf{R}_{1,2}. \quad (6.5)$$

Таким образом, для расчета σ_c^2 необходимо знать второй момент интенсивности поля пучка в турбулентной среде. Отсутствие строгого решения уравнения (2.40), определяющего момент $\langle I_1 I_2 \rangle$, вынуждает в (6.5) прибегать к различным приближениям. Наиболее удачным и широко применяющимся является предложенное

в [15] приближение, заключающееся в замене второго момента интенсивности на произведение средних значений:

$$\langle I(\xi, \mathbf{R}_1) I(\xi, \mathbf{R}_2) \rangle \approx \langle I(\xi, \mathbf{R}_1) \rangle \langle I(\xi, \mathbf{R}_2) \rangle. \quad (6.6)$$

Подставим (6.6) в (6.5) и воспользуемся для средней интенсивности выражением (3.20), а спектр турбулентности $\Phi_e(\xi, |\kappa|)$ зададим в виде (1.14), (1.21), $\varphi_m \equiv 1$, учитывающем внешний масштаб. В результате вычислений будем иметь [18]

$$\sigma_c^2 = \frac{8}{9} \sigma_{c0}^2 \Omega^2 \left(\Omega, \frac{L}{F}, \beta_0, \beta \right), \quad (6.7)$$

где

$$\sigma_{c0}^2 = 0,38 C_e^2 L^3 a^{-1/3}, \quad (6.8)$$

$$\sigma_1^2 \left(\Omega, \frac{L}{F}, \beta_0, \beta \right) = 3a^{1/3} \int_0^1 (1 - \xi)^2 \{ a_3^{-1/3}(\xi L) - [a_3^2(\xi L) + a^2\beta]^{-1/6} \} d\xi, \quad (6.9)$$

$\beta = 2/(\kappa_e^2 a^2)$, $a_3(\xi L)$ определяется формулой (3.9), κ_e — формулой (1.21).

Из (6.7) следует, что при малых значениях $D_s(2a)$, когда реализуется режим слабого турбулентного уширения $D_s(2a) \ll \ll \Omega^{1/3} [1 - (1 + \beta)^{-1/6}]$, $\sigma_c^2 \sim D_s(2a)$. В режиме сильного турбулентного уширения при выполнении условия $\Omega^{5/3} \ll D_s(2a) \ll \Omega^{5/3} (1 + \beta)^{5/6}$, дисперсия $\sigma_c^2 \approx 1,5 a^2 \Omega^{-5/3} D_s(2a)$, а при условии $D_s(2a) \gg \Omega^{5/3} (1 + \beta)^{5/6}$

$$\sigma_c^2 = a^2 \Omega^{-11/3} D_s^{5/3}(2a) 1,79 [(1 + \beta)^{7/48} - 1].$$

Расчеты σ_c^2 с использованием для второго момента интенсивности выражений, полученных в фазовом приближении метода Гюйгенса—Кирхгофа [19, 24, 35] или в результате асимптотического решения уравнения (2.40) [3], позволяют оценить влияние флуктуаций интенсивности на смещения пучка и тем самым найти ограничения на применимость приближения (6.6). При этом удается установить [24], что результаты расчета σ_c^2 в ФПМГК в случае коллимированного пучка при $\Omega = 1$, $\beta = 1$ отличаются от соответствующих расчетов по формуле (6.7) не более чем на 20 %. С увеличением числа Френеля апертуры Ω и внешнего масштаба турбулентности это расхождение становится еще меньше. Аналогичные результаты получаются при использовании в (6.5) для $\langle I_1 I_2 \rangle$ выражения, найденного при асимптотическом решении уравнения (2.40) [3].

Формула (6.7), таким образом, с удовлетворительной точностью позволяет исследовать зависимость дисперсии флуктуаций направления распространения пучка от дифракционных параметров Ω , L/F , интенсивности турбулентности на трассе β_0^2 и внешнего масштаба β . Произведенные на ее основе расчеты [24]

показывают, что функция σ_1^2 характеризующая отклонение дисперсии угловых смещений $\sigma_\alpha^2 = \sigma_c^2 / L^2$ от линейного закона (6.8), довольно слабо зависит от параметра β_0^2 . Более существенным оказывается влияние внешнего масштаба турбулентности. Например [24], увеличение высоты луча над поверхностью Земли с 1 до 20 м при диаметре излучающей апертуры $2a = 0,4$ м приводит к изменению параметра $(2\pi^2\beta)^{-1/2}$ в пределах $(2\pi^2\beta)^{-1/2} = 0,5 \dots 0,025$ и, согласно расчетным данным, уменьшает дисперсию σ_c^2 в не-

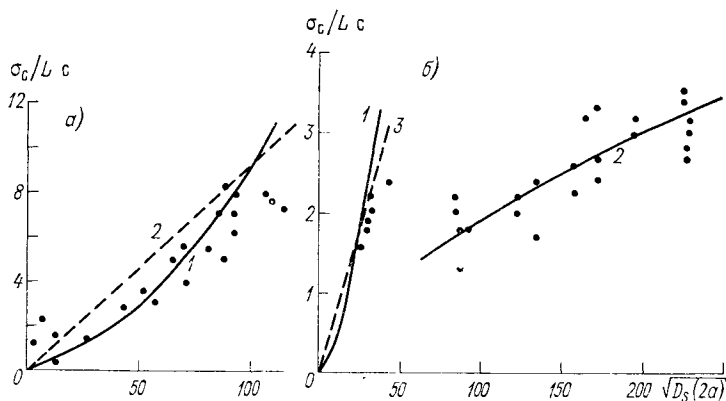


Рис. 6.1. Дисперсия случайных смещений оптических пучков.

а) 1 и 2 — расчет по формулам (6.7), (6.8) соответственно; точки — экспериментальные результаты [14] ($L=1750$ м; $a=15$ см; $\lambda=0,63$ мкм; $h_0=1,75$ м; $\beta=1$).
б) 1 и 2 — расчет по формуле (6.7); 3 — расчет по формуле (6.8); точки — экспериментальные данные [30] ($L=18500$ м; $L/F=1$; $\lambda=0,63$ мкм; $h_0=2$ м; $\Omega=18,4$; $\beta=0,73$).

сколько раз. Учет внешнего масштаба турбулентности по формуле $\beta = [\sqrt{2} \cdot h_0 / (5\pi a)]^2$, где h_0 — высота трассы над подстилающей поверхностью, позволяет добиться, как это следует из рис. 6.1 [24], хорошего совпадения расчетных и экспериментальных данных и в области слабого [14, 20, 34], и в области сильного [30] турбулентного уширения. Влияние внешнего масштаба турбулентности на дисперсию смещений лазерного пучка экспериментально исследовалось в [4], где также получено хорошее согласие с результатами расчета по формуле (6.7).

Известно [13, 17], что дисперсия смещений центра тяжести распределения интенсивности пучка света определяет связь между радиусом пучка при длительном усреднении a_s и радиусом пучка при кратковременном усреднении a_s , который измеряется за время экспозиции, существенно меньшее характерного времени блужданий пучка $t_r \approx a_s / v_\perp$ (см. п. 6.1.3):

$$a_s^2 = a_s^2 + \sigma_c^2. \quad (6.10)$$

Отношение

$$a = 2\sigma_c^2 / a_s^2 \quad (6.11)$$

характеризует влияние случайных смещений лазерного пучка на флуктуации мощности принимаемого излучения [21] и может быть выражено через эффективный радиус a_0 : $\alpha = 2(a_0^2/\sigma_c^2 - 1)^{-1}$. Воспользовавшись формулой (3.9) для радиуса a_0 и результатами, следующими из (6.7) для σ_c^2 , находим, что $\alpha \sim D_s(2a)$ при малых значениях $D_s(2a)$, $\alpha \sim D_s^{-2/5}(2a)$ или $\alpha \sim D_s^{-23/40}(2a)$ в режиме сильного турбулентного уширения. Такое поведение параметра α

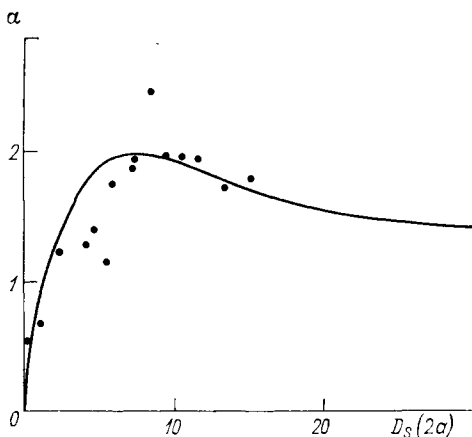


Рис. 6.2. Усредненные результаты измерения отношения $\alpha = 2\sigma_c^2/a_s^2$ в зависимости от параметра $D_s(2a)$ ($L=950$ м; $2a=15$ см; $h_0=15$ м).

Точки — эксперимент.

подтверждается приведенными на рис. 6.2 экспериментальными данными определения α по формуле (6.11) из измерений кратковременного радиуса пучка a_s и дисперсии смещений σ_c^2 [21].

Для практики представляют интерес расчеты σ_c^2 для случая распространения лазерных пучков вдоль наклонных трасс. Структурная характеристика показателя преломления и внешний масштаб турбулентности в этом случае зависят от высоты текущей точки наблюдения на трассе ($C_\epsilon^2 = C_\epsilon^2(h(\xi))$, $\beta = \beta(h(\xi))$), и формула (6.7) приобретает вид [24]

$$\sigma_c^2 = 1,02L^3 \int_0^1 (1-\xi)^2 C_\epsilon^2(h(\xi L)) \{a_s^{-1/3}(\xi L) - [a_s^2(\xi L) + a^2\beta(h(\xi L))]^{-1/6}\} d\xi. \quad (6.12)$$

При этом в выражении (3.9) для эффективного радиуса пучка $a_0(\xi L)$ радиус когерентности ρ_n необходимо задавать в виде (3.2), где сохранена зависимость структурной характеристики C_ϵ^2 от трассы. Зная высотные профили C_ϵ^2 и L_0 (см. гл. 1), можно рассчитать с помощью (6.12) значения дисперсии σ_c^2 для наклонных трасс.

6.1.2. Корреляция смещений пространственно разнесенных лазерных пучков

При рассмотрении пространственной корреляции смещений будем считать, что имеются два одинаковых гауссовых пучка, центры которых расположены в точках $\rho_0/2$ и $-\rho_0/2$ начальной плоскости $x' = x_0$, а оси наклонены под углом $\alpha/2$ к оси x' . Далее будем полагать, что наблюдение пучков ведется в одной и той же плоскости $x' = x$. В этом случае распределение средней интенсивности в плоскости наблюдения имеет вид (3.20), где $\mathbf{R}$ следует

заменить на $\mathbf{R} - n\alpha \frac{L}{2} - \rho_0/2$ (n — единичный вектор, перпендикулярный направлению распространения), и в среднеинтенсивном приближении для корреляционной функции турбулентных смещений двух лазерных пучков будем иметь [18, 24]

$$B_c(x, \rho_0, \rho) = \frac{8}{3} \sigma_{c0}^2 a^{1/3} \int_0^1 (1 - \xi)^2 \left\{ a_3^{-1/3} (\xi L) {}_1F_1 \times \right. \\ \times \left(\frac{1}{6}; 1; -\frac{R_0^2(\xi)}{2a_3^2(\xi L)} \right) - [a_3^2(\xi L) + a^2\beta]^{-1/6} {}_1F_1 \times \\ \left. \times \left(\frac{1}{6}, 1; -\frac{R_0^2(\xi)}{2a_3^2(\xi L) + 2a^2\beta} \right) \right\} d\xi, \quad (6.13)$$

где $\rho = \rho_0 + n\alpha L$ — вектор, соединяющий оси пучков в плоскости наблюдения, $R_0(\xi) = \rho_\xi^2 + \rho_0^2(1 - \xi)$.

Взаимная пространственная корреляция смещений существенно зависит от внешнего масштаба турбулентности L_0 . Определим радиус корреляции смещений из условия спада коэффициента корреляции $b_c(x, \rho_0, \rho) = B_c(x, \rho_0, \rho)/B_c(x, 0, 0)$ до уровня e^{-1} : $b_c(x, \rho_0, \rho) = e^{-1}$. Тогда при выполнении условия

$$\max[a_3(L), a, |\rho|, |\rho_0|] \ll L_0 \quad (6.14)$$

(трасса проходит высоко над подстилающей поверхностью) для радиуса корреляции ρ_r смещений пучков, оси которых параллельны, в результате разложения функции ${}_1F_1$ в оставшемся ненулевым первом слагаемом (6.13) в ряд Куммера и удержания в этом разложении двух первых слагаемых получаем

$$\rho_r = e^3 / \left[3 \int_0^1 (1 - \xi)^2 a_3^{-1/3} (\xi L) \right]^3 d\xi. \quad (6.15)$$

Видно, что масштабом пространственной корреляции смещений в этом случае является эффективный радиус $a_3(L)$.

Если условие (6.14) не выполняется (приземные трассы), для параллельных пучков можно получить следующую оценку радиуса ρ_r [24]:

$$\rho_r = \left[3 \int_0^1 (1 - \xi)^2 \{ e^{-1} a_3^{-1/3} (\xi L) + (1 - e^{-1}) [a_3^2 (\xi L) + a^2 \beta]^{-1/6} \} d\xi \right]^{-3}. \quad (6.16)$$

Из (6.16) следует, что корреляция смещений уменьшается при уменьшении внешнего масштаба турбулентности. Когда выполняется условие $L_0 \ll \max[a, a_3(L)]$, радиус ρ_r минимален:

$$\rho_{r,m} = \left[3 \int_0^1 (1 - \xi)^2 a_3^{-1/3} (\xi L) d\xi \right]^{-3}. \quad (6.17)$$

В общем случае конечных значений внешнего масштаба функция корреляции (6.13) является двухмасштабной. Определяя второй масштаб ρ_{r2} из условия $b_c(x, \rho_0, \rho_{r2}) = 0$, для параллельных пучков находим

$$\rho_{r2} \approx \left\{ 3 \int_0^1 (1 - \xi)^2 [a_3^2 (\xi L) + a^2 \beta]^{-1/6} d\xi \right\}^{-3}, \quad (6.18)$$

откуда следует, что при выполнении неравенства $L_0 \gg \max[a, a_3(L)]$ масштаб ρ_{r2} определяется величиной L_0 . При обратном соотношении $L_0 \ll \max[a, a_3(L)]$ масштаб ρ_{r2} стремится к значению $\rho_{r,m}$, и пространственная структура корреляции случайных смещений лазерных пучков становится одномасштабной.

Расчеты пространственной корреляции блужданий пучков, оси которых пересекаются, показывают [9, 24], что по сравнению с параллельными пучками происходит незначительное увеличение корреляции из-за сближения пучков в пространстве.

Измерения пространственных корреляционных функций смещений пучков производились в [6, 14]. Полученные в этих работах экспериментальные данные с учетом конечности внешнего масштаба турбулентности хорошо согласуются с результатами расчетов по формуле (6.13) [9, 24, 25].

В работе [23] рассмотрены пространственные корреляционные функции случайных смещений центров тяжести двух пучков, оси которых совмещены, но поперечные размеры, параметры фокусировки и частоты излучения различны. Показано, что имеет место сильная корреляция смещений таких совмещенных пучков в широком диапазоне варьирования параметров фокусировки и длины волны излучения.

6.1.3. Временная корреляция и спектры случайных блужданий лазерных пучков

Применение гипотезы «замороженной» турбулентности [31] позволяет [24, 26] установить, что в среднеинтенсивном приближении временная корреляционная функция выражается через

функцию пространственной корреляции смещений параллельных пучков следующим образом:

$$B_c(x, \tau) = B_c(x, v_{\perp}\tau, v_{\perp}\tau). \quad (6.19)$$

Экспериментальные результаты [10], полученные при направлениях скорости ветра, близких к перпендикулярному к трассе, в целом подтверждают соотношение (6.19). Радиус временной

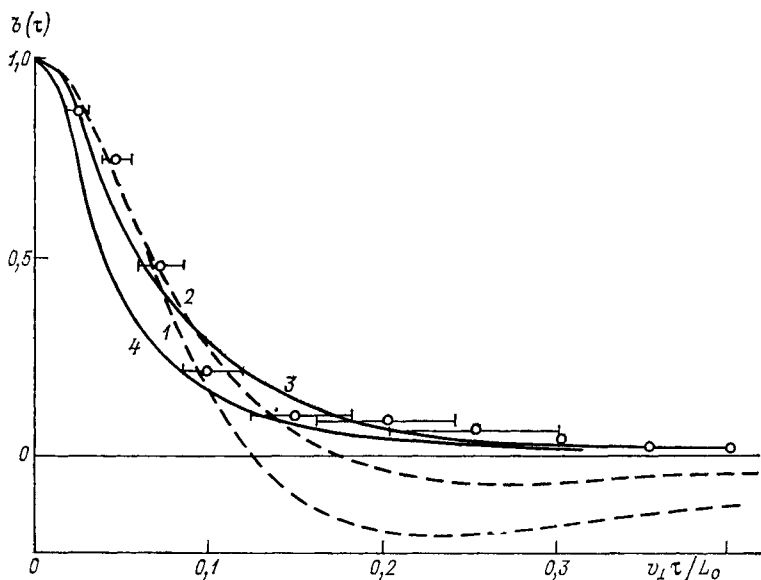


Рис. 6.3. Временная корреляция горизонтальных смещений коллимированного пучка ($2a=9,5$ см; $L=355$ м; $\lambda=0,63$ мкм; $L_0=1$ м).

Точки — эксперимент, горизонтальные отрезки — доверительные интервалы.

Кривая . . .	1	2	3	4
$\sigma/v_{\perp}$	0	0,2	0,4	1

корреляции $\tau_r = \rho_r/v_{\perp}$ по уровню $B_c(x, \tau_r)=0,5$, получаемый из измерений [10], совпадает с рассчитанным по формулам (6.13), (6.19). Однако форма экспериментальных кривых функции корреляции в [10] даже в этом случае отличается от теоретической зависимости. Если же измерения производились в условиях, когда ветер был ориентирован вдоль направления распространения, то и радиус корреляции в большинстве измерений отличался от расчетного.

Такое расхождение экспериментальных и теоретических результатов связано с влиянием флуктуаций скорости ветра. Усреднение временной корреляционной функции (6.19) в предположении гауссовости распределения скорости ветра [10] приводит к лучшему совпадению теории с экспериментом. На рис. 6.3 [10] представлены результаты расчета коэффициента временной корреляции

ляции $b(\tau) = B_c(x, \tau)/\sigma_c^2$ горизонтальных смещений коллимированного лазерного пучка ($\Omega \gg 1$) в зависимости от значения параметра $\sigma/v_\perp$. Видно, что при малых флуктуациях скорости ветра масштаб временной корреляции практически не изменяется, лишь уменьшается уровень отрицательной корреляции. С увеличением отношения $\sigma/v_\perp$ начинает уменьшаться и радиус корреляции. Нанесенные здесь же экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетом при реализовавшихся в эксперименте [10] значениях параметра $\sigma/v_\perp = 0,4$.

Воспользовавшись соотношениями (5.42), (6.13), (6.19), можно найти [24, 26] выражение для спектра случайных смещений лазерного пучка $W_c(x, f)$.

Основная частота f_m , соответствующая максимуму нормированной спектральной плотности $u_c(f) = fW_c(x, f)/\sigma_c^2$, при $L_0 \gg \gg \max[a, a_3(L)]$ определяется выражением

$$f_m = \frac{v_\perp}{21} \left[3 \int_0^1 (1 - \xi)^2 a_3^{2/3}(\xi L) d\xi \right]^{-3/2}, \quad (6.20)$$

откуда следует, что характерная частота f_m обратно пропорциональна времени переноса неоднородностей через эффективный размер пучка $a_3(L)$. С увеличением $a_3(L)$ вследствие дифракционного или турбулентного уширения пучка максимум спектральной плотности смещается в область более низких частот. При $L_0 \ll \max[a, a_3(L)]$ и $a_3(L) \leq a$ имеем

$$f_{m,1} = \frac{v_\perp}{7} \left[\frac{\int_0^1 (1 - \xi)^2 a_3^{-4/3}(\xi L) d\xi}{\int_0^1 (1 - \xi)^2 a_3^{2/3}(\xi L) d\xi} \right]^{1/2}. \quad (6.21)$$

Согласно выражениям (6.20), (6.21), вариации характерной частоты за счет изменения внешнего масштаба турбулентности в пределах $0 \leq L_0 \leq \infty$ при условии $\Omega \gg 1$, $\beta_0^{1/3} \ll \Omega$ составляют величину $f_{m,1}/f_m \approx 3$.

Особенностью временных частотных спектров смещений лазерных пучков является их экспоненциальное убывание в области частот $f > f_m, f_{m,1}$. Это говорит о том, что частоты $f > f_m$ практически не вносят вклад в спектр смещений. Исключение составляет сфокусированный пучок при $\Omega \gg 1$. В этом случае убывание спектральной плотности $u_c(f)$ происходит сначала по степенному закону, а лишь затем по экспоненциальному. На спектрах смещений пучка существенно сказывается изменение внешнего масштаба турбулентности. Его увеличение приводит к смещению спектров в сторону низких частот.

Как и в случае временных корреляционных функций, на поведение частотных спектров смещений оказывают влияние флуктуа-

ции скорости ветра. Так, в [11] показано, что ширина экспериментальных спектров смещений в ряде случаев оказывается больше, чем дает расчет при постоянной скорости переноса неоднородностей. Усреднение спектральной плотности $u_c(f)$ в предположении, что случайные значения скорости ветра распределены по гауссову закону, улучшает согласие экспериментальных и теоретических результатов [11]. На рис. 6.4 [11] приведены спектры сме-

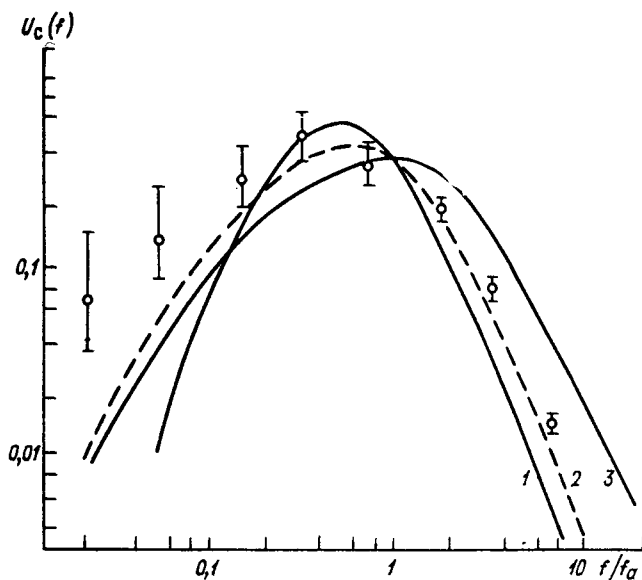


Рис. 6.4. Спектры горизонтальных смещений сфокусированного пучка ($2a=9,5$ см; $L=355$ м; $\lambda=0,63$ мкм; $L_0=1$ м).

Точки — эксперимент, вертикальные отрезки — доверительные интервалы. $f_a = v_{\perp} / a\pi \sqrt{2}$.

Кривая . . .	1	2	3
$v/\sigma_{\perp}$	0	0,4	1

щений пучков, рассчитанные при различных значениях параметра $\sigma/v_{\perp}$. Здесь же нанесены экспериментальные результаты, полученные при средних поперечных трассе скоростях ветра от 1,5 до 4 м/с и значениях $\sigma/v_{\perp}$, лежащих в пределах 0,33—0,45. Видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетом в области высоких частот. Расхождение измеренных спектров с теоретическими в области низких частот может быть отнесено на счет несовершенства модели спектра турбулентности (1.21) в области низких частот.

6.2. Дисперсия случайных смещений оптического изображения световых источников

Случайные смещения оптического изображения источника света в плоскости, отстоящей на расстояние l от выходного зрачка приемной линзы телескопа, будем характеризовать [9, 31] координатами центра тяжести ρ_t распределения интенсивности $I(l, \mathbf{r}) = u(l, \mathbf{r}) u^*(l, \mathbf{r})$ в этой плоскости

$$\mathbf{r}_t = \frac{\int \mathbf{r} I(l, \mathbf{r}) d\mathbf{r}}{\int I(l, \mathbf{r}) d\mathbf{r}}. \quad (6.22)$$

Подставляя в (6.22) выражение (3.34), связывающее поле $u(l, \mathbf{r})$ с падающим на линзу полем $u(x, \rho)$, по аналогии с [9, 31] находим

$$\begin{aligned} \rho_t = \frac{l}{ik} \frac{\int T(\rho_2) \exp\left[\frac{ik}{2l}\left(1 - \frac{l}{F_t}\right)\rho_2^2\right] d\rho_2}{\int T^2(\rho_2) u_2(x, \rho_2)|_{\rho_1=\rho_2} d\rho_2} \times \\ \times \nabla_{\rho_2} \left\{ T(\rho_2) u_2(x, \rho_2) \exp\left[-\frac{ik}{2l}\left(1 - \frac{l}{F_t}\right)\rho_2^2\right] \right\} \Big|_{\rho_1=\rho_2}, \end{aligned} \quad (6.23)$$

где

$$u_n(x, \rho_n) = u(x, \rho_1) u^*(x, \rho_2) \dots u(x, \rho_{n-1}) u^*(x, \rho_n) \quad (6.24)$$

— случайный момент комплексной амплитуды поля n -го порядка. Далее воспользуемся приближенной заменой [1]:

$$\begin{aligned} \langle \rho_t \rangle \left[\int T^2(\rho_2) u_2(x, \rho_2)|_{\rho_1=\rho_2} d\rho_2 \right] &\approx \langle \rho_t \rangle \left\langle \int T^2(\rho_2) u_2(x, \rho_2)|_{\rho_1=\rho_2} d\rho_2 \right\rangle = \\ &= \langle \rho_t \rangle \int T^2(\rho_2) \Gamma_2(x, \rho_2)|_{\rho_1=\rho_2} d\rho_2 = \frac{l}{ik} \int T(\rho_2) \times \\ &\times \exp\left[\frac{ik}{2l}\left(1 - \frac{l}{F_t}\right)\rho_2^2\right] \nabla_{\rho_2} \left\{ T(\rho_2) \Gamma(x, \rho_2) \times \right. \\ &\times \exp\left[-\frac{ik}{2l}\left(1 - \frac{l}{F_t}\right)\rho_2^2\right] \Big|_{\rho_1=\rho_2} d\rho_2. \end{aligned} \quad (6.25)$$

В случаях полного перехвата объективом телескопа падающего излучения ($\Omega_t^{-1}=0$) и точечной приемной апертуры ($\Omega_t=0$) соотношение (6.25) является строгим. При произвольных значениях Ω_t замена (6.25) приводит к погрешности. Как показывают оценки [33], в области слабых флуктуаций относительная погрешность раздельного усреднения числителя и знаменателя в (6.23) $\Delta \sim \Omega_t^{-7/6}$ при $\Omega_t \geq 1$ и $\Delta \sim \Omega_t^{1/6}$ при $\Omega_t < 1$.

Формула (6.25) для дисперсии $\sigma_t^2 = \langle \rho_t^2 \rangle - \langle \rho_t \rangle^2$ случайного вектора ρ_t в предположении соосности источника и приемника ($\langle \rho_t \rangle = 0$) позволяет записать

$$\sigma_t^2 = -\frac{l^2}{k^2} \frac{\int T(\rho_2) T(\rho_4) \exp \left[\frac{ik}{2l} \left(1 - \frac{l}{F_t} \right) (\rho_2^2 + \rho_4^2) \right] d\rho_2 d\rho_4}{\int T(\rho_2) T(\rho_4) \Gamma_4(x, \rho_4) \Big|_{\rho_3=\rho_2} \Big|_{\rho_3=\rho_4} d\rho_2 d\rho_4} \times \\ \times \nabla_{\rho_2} \nabla_{\rho_4} \left\{ T(\rho_2) T(\rho_4) \Gamma_4(x, \rho_4) \exp \left[-\frac{ik}{2l} \left(1 - \frac{l}{F_t} \right) (\rho_2^2 + \rho_4^2) \right] \right\} \Big|_{\rho_3=\rho_2} \Big|_{\rho_3=\rho_4}, \quad (6.26)$$

откуда следует, что для расчета σ_t^2 необходимо знать функцию когерентности четвертого порядка поля падающей на линзу волны.

Использование асимптотических представлений функции $\Gamma_4(x, \rho_4)$ (см. п. 2.2.2) позволяет получить выражения для дисперсии случайных смещений изображения источника σ_t^2 в области слабых и сильных флуктуаций интенсивности [1]. В частных случаях падения на приемную линзу плоской и сферической волн без учета внешнего масштаба турбулентности при $\beta_0^2 < 1$ имеем

$$\sigma_{t,n}^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{l^2}{F_t^2} \sigma_{t_0}^2 \left\{ (1 + \alpha^2 \Omega_t^2) + \int_0^1 \operatorname{Re} [(1 + i\alpha\Omega_t)^2 (1 + i\Omega_t^{-1}\xi)^{-1/6}] d\xi \right\} + \\ + O(\beta_0^4), \quad \Omega \gg 1, \quad (6.27)$$

$$\sigma_{t,s}^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{l^2}{F_t^2} \sigma_{t_0}^2 \left\{ \frac{3}{8} (1 + \gamma^2 \Omega_t^2) + \int_0^1 \xi^2 \operatorname{Re} [(1 + i\gamma\Omega_t)^2 \times \right. \\ \left. \times (\xi^2 + 2i\Omega_t^{-1}\xi(1 - \xi))^{-1/6}] d\xi \right\} + O(\beta_0^4), \quad \Omega \ll 1, \quad (6.28)$$

где $\gamma = 1 - \alpha$, $\alpha = \frac{l}{l} \left(1 - \frac{l}{F_t} \right)$,

$$\sigma_{t_0}^2 = \frac{1}{2} \pi^2 0,033 F_t^2 L C_\epsilon^2 \Gamma\left(\frac{1}{6}\right) (a_t^2/2)^{-1/6}.$$

В предельных случаях $\Omega_t \ll 1$ и $\Omega_t \gg 1$ из (6.27) и (6.28) следуют формулы:

$$\sigma_{t,n}^2 = \frac{1}{2} \sigma_{t_0}^2 \frac{l^2}{F_t^2}, \quad \sigma_{t,s}^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{8} \sigma_{t_0}^2 \frac{l^2}{F_t^2}, \quad \Omega_t \ll 1, \quad (6.29)$$

$$\sigma_{t,n}^2 = \frac{l^2}{F_t^2} \sigma_{t_0}^2 \left[1 + \frac{\alpha}{6} \left(1 + \frac{7\alpha}{18} \right) \right], \quad (6.30)$$

$$\sigma_{t,s}^2 = \frac{l^2}{F_t^2} \cdot \frac{3}{8} \sigma_{t_0}^2 \left[1 + \frac{1}{5} \gamma + \frac{7}{20} \gamma^2 \right], \quad \Omega_t \gg 1.$$

В плоскости резкого изображения ($\alpha=0$ для плоской волны и $\gamma=0$ для сферической) при $\Omega_t \gg 1$ $\sigma_{t,n}^2 = \sigma_{t_0}^2 l^2 / F_t^2$ и $\sigma_{t,s}^2 = \frac{3}{8} \sigma_{t_0}^2 l^2 / F_t^2$.

Эти результаты так же как и (6.29), совпадают с аналогичными результатами [9, 27, 31]. Если плоскость наблюдения не совпадает с плоскостью резкого изображения, то величина σ_t^2 может существенно отличаться от указанных значений (рис. 6.5). В этом случае на дисперсию σ_t^2 оказывают влияние не только фазовые флуктуации поля падающей на линзу волны [9, 27, 31], но и ее амплитудные флуктуации.

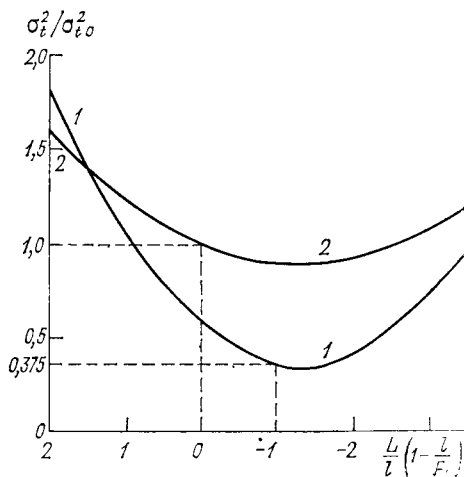


Рис. 6.5. Зависимость дисперсии смещений изображения источника сферической (1) и плоской (2) волн от положения плоскости наблюдения ($\Omega_t = 10^2$, $\beta_0^2 < 1$, $\beta^{-1} = 0$).

Выделим в представлении для поля $u(x, \rho)$ действительную фазу волны $S(x, \rho)$:

$$u(x, \rho) = A(x, \rho) \exp[iS(x, \rho)]. \quad (6.31)$$

После подстановки (6.31) в (6.23) получим

$$\begin{aligned} \rho_t = & -\frac{l}{k} \frac{\int T^2(\rho) I(x, \rho) \Delta \rho S(x, \rho) d\rho}{\int T^2(\rho) I(x, \rho) d\rho} + \\ & + \left(1 - \frac{l}{F_t}\right) \frac{\int \rho T^2(\rho) I(x, \rho) d\rho}{\int T^2(\rho) I(x, \rho) d\rho}. \end{aligned} \quad (6.32)$$

Если фаза $S(x, \rho)$ определяется не только случайным набегом $S_c(x, \rho)$, но и регулярным изменением волнового фронта $S_p(x, \rho)$ ($S = S_c + S_p$), то в первом слагаемом (6.32) можно выделить член, аналогичный второму слагаемому этого выражения. Так, например, для сферической волны $S_p(x, \rho) = k\rho^2/2x$, и формула (6.32) в этом случае приобретает вид

$$\begin{aligned} \rho_t = & -\frac{l}{k} \frac{\int T^2(\rho) I(x, \rho) \nabla_\rho S_c(x, \rho) d\rho}{\int T^2(\rho) I(x, \rho) d\rho} - \\ & - l \left(\frac{1}{F_t} - \frac{1}{l} - \frac{1}{L} \right) \frac{\int \rho T^2(\rho) I(x, \rho) d\rho}{\int T^2(\rho) I(x, \rho) d\rho}. \end{aligned} \quad (6.33)$$

Из (6.32), (6.33) видно, что в плоскости резкого изображения ($l = F_t$) для плоской волны (6.32) и $\left(\frac{1}{F_t} - \frac{1}{l} - \frac{1}{L} = 0\right)$ для сферической волны (6.33) остается одно первое слагаемое. В этом случае смещения оптического изображения обусловлены в основном фазовыми флуктуациями падающей на линзу волны, а амплитудные флуктуации играют роль поправок второго порядка малости [9, 27, 31]. Это обстоятельство позволяет при расчете статистических характеристик смещений оптического изображения в плоскости резкого изображения осуществить замену случайной интенсивности $I(x, \rho)$ в (6.32) и (6.33) на ее среднее значение $\langle I(x, \rho) \rangle$.

В плоскости наблюдения, смещенной относительно плоскости резкого изображения, в выражении для ρ_t второе слагаемое отлочно от нуля. В этом случае замена $I(x, \rho)$ на $\langle I(x, \rho) \rangle$ некорректна. Аналогичные рассуждения справедливы и для пространственно ограниченного пучка.

Поведение дисперсии σ_t^2 в области сильных флуктуаций интенсивности ($\beta_0^2 > 1$) существенно зависит от соотношения между турбулентным и дифракционными параметрами задачи [1]. При выполнении условий

$$\beta_0^{12/5} \ll \Omega_t \text{ и } \Omega \gg \beta_0^{12/5} \text{ или } \Omega \ll \beta_0^{-12/5} \quad (6.34)$$

выражения для σ_t^2 в области сильных флуктуаций совпадают с соответствующими выражениями [1] в области слабых флуктуаций, т. е. $\sigma_t^2 \sim \beta_0^2$. При обратном соотношении между параметрами $\beta_0^{12/5}$ и Ω_t ($\beta_0^{12/5} \gg \Omega_t$) имеем для плоской волны ($\Omega \gg \beta_0^{12/5}$)

$$\sigma_t^2 = 1,55\tilde{\theta}\beta_0^{8/5} + O(\beta_0^{-18/5}\Omega_t^{1/5}), \quad (6.35)$$

для сферической волны ($\Omega \ll \beta_0^{-12/5}$)

$$\sigma_t^2 = 0,82\tilde{\theta}\beta_0^{8/5} + O(\beta_0^{-18/5}\Omega_t^{1/5}), \quad (6.36)$$

где $\tilde{\theta} = l^2/(kL)$.

В случае пространственно ограниченного пучка ($\beta_0^{-12/5} \ll \Omega \ll \beta_0^{12/5}$)

$$\sigma_t^2 = [0,4\tilde{\theta} + O(\beta_0^2\Omega_t^{-5/6})]\beta_0^{8/5} \text{ при } \Omega_t \gg \beta_0^{12/5} \quad (6.37)$$

$$\text{и } \sigma_t^2 = 0,63\tilde{\theta}\beta_0^{8/5} + O(\Omega_t^{1/6}\beta_0^{-18/5}, \Omega_t^{-1/6}\beta_0^{-18/5}, \Omega_t^{1/6}\beta_0^{-18/5}) \text{ при } \Omega_t \ll \beta_0^{12/5}. \quad (6.38)$$

Таким образом, при выполнении условий $\beta_0^{12/5} \gg \Omega_t$ либо $\beta_0^{12/5} \ll \Omega_t$, но $\beta_0^{-12/5} \ll \Omega \ll \beta_0^{12/5}$ дисперсия σ_t^2 пропорциональна β_0^2 в сте-

пени $^{4/5}$. При этом, как видно из выражений (6.35)—(6.38), наблюдается минимум флуктуаций смещений изображения в случае пространственно ограниченных пучков, что связано [27] с дополнением волнового фронта пространственно ограниченного пучка в условиях сильных флуктуаций интенсивности [24].

Аналогичные результаты получаются и для некогерентного источника [2] при $\tau_H \gg \tau_H$. В этом случае вывод о том, что при реализации условий (6.34) σ_t^2 ведет себя так же, как и в области

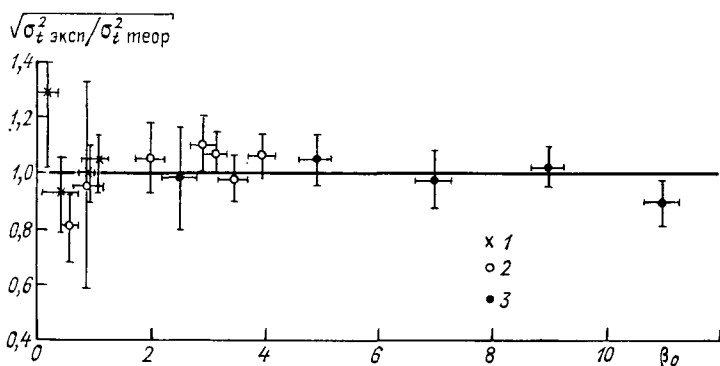


Рис. 6.6. Сравнение экспериментальной [8] и теоретической [2] зависимостей дисперсии смещений изображения некогерентного источника от параметра β_0 .

1) $L_0=125$ м, 2) $L_0=500$ м, 3) $L_0=1750$ м.

слабых флуктуаций, подтверждается экспериментальными данными [8], где в измерениях с некогерентным источником света наблюдается совпадение дисперсии дрожаний изображения с результатами метода плавных возмущений вплоть до значений $\beta_0 \approx 3$. Параметр Ω_t при этом принимал значения 160 и 40, что обеспечивало выполнение требуемого условия $\Omega_t \gg \beta_0^{12/5}$ в области $\beta_0 \leq 3$. На рис. 6.6 проведено сравнение экспериментальных данных [8] с расчетами [2]. Видно, что измеренные значения σ_t^2 хорошо согласуются с теоретическими не только в области $\beta_0 < 3$, где «работает» метод плавных возмущений, но и в области $\beta_0 > 3$, где этот метод уже неприменим [8].

Анализ смещений изображения источника сферической волны, выполненный в [22] методом плавных возмущений с использованием карманового спектра турбулентности (1.14), (1.20), $\varphi_m \equiv 1$, показывает, что, как и для случайных блужданий оптических пучков, внешний масштаб турбулентности L_0 является одним из основных параметров, определяющих дрожание оптических изображений.

6.3. Корреляция смещений оптических изображений и их временные спектры

Анализ корреляции и временных частотных спектров случайных смещений изображений источников света проведем для плоскости резкого изображения. В этом случае в выражении (6.32) для вектора смещений ρ_t остается лишь первое слагаемое, причем случайная интенсивность $I(x, \rho)$ может быть заменена на свое среднее значение $\langle I(x, \rho) \rangle$:

$$\rho_t = - \frac{l}{k} \frac{\int T^2(\rho) \langle I(x, \rho) \rangle \nabla_{\rho} S_c(x, \rho) d\rho}{\int T^2(\rho) \langle I(x, \rho) \rangle d\rho}. \quad (6.39)$$

В качестве одного из источников возьмем выходящий под небольшим углом α' одномодовый лазерный пучок, центр излучающей апертуры которого находится в плоскости излучения $x = x_0$ на расстоянии ρ'_0 от оси Ox' . Вектор $\rho'_1 = \rho'_0 + \mathbf{n}'\alpha'L$, где $\mathbf{n}'$ — единичный вектор проекции нормали к фазовому фронту пучка на плоскость $y'Oz'$, в этом случае будет характеризовать положение оси пучка в плоскости $x' = x$, где помещается приемная линза. Оптическую ось линзы будем считать смещенной в общем случае на расстояние ρ'_2 относительно направления Ox' . Аналогичные параметры: α'' , $\mathbf{n}''$, ρ''_0 , ρ''_2 , $\rho''_1 = \rho''_0 + \mathbf{n}''\alpha''L$ — введем для второго пучка. При этом будем полагать, что радиусы пучков и приемников в обоих случаях одинаковы.

Рассмотрим коэффициент корреляции смещений изображений

$$b_t(\rho_0, \rho_1, \rho_2) = \frac{B_t(\rho_0, \rho_1, \rho_2)}{B_t(0, 0, 0)},$$

где $\rho_0 = \rho'_0 - \rho''_0$, $\rho_1 = \rho'_1 - \rho''_1$, $\rho_2 = \rho'_2 - \rho''_2$, в наиболее важных для практики случаях:

А. Точное наведение пучков на приемники ($\rho_1 = \rho_2$), совмещенные источники ($\rho_0 = 0$);

Б. Точное наведение пучков на приемники ($\rho_1 = \rho_2$), совмещенные приемники ($\rho_2 = 0$);

В. Совмещенные источники и приемники ($\rho_0 = \rho_2 = 0$, разнесение пучков по углу).

Анализ выражения для $b_t(\rho_0, \rho_1, \rho_2)$, найденного в [28] на основе лучевого подхода [24], показывает, что пространственная корреляция смещений изображений носит двухмасштабный характер. Первый масштаб корреляции $\rho_{\pi}(\rho_{\pi}, \rho_{\pi}, \rho_{\pi})$ (для случаев А, Б, В соответственно), определяемый по уровню $b_t = e^{-1}$, характеризуется величиной a_{t0} (3.37). Второй, определяемый из условия $b_t = 0$, имеет порядок внешнего масштаба турбулентности L_0 . На коротких дистанциях, когда уширение пучков за счет дифракции и турбулентности мало, первый масштаб корреляции, как показано в [28], во всех трех случаях А, Б, В приблизительно оди-

наков: $\rho_{\text{н}} \approx 66,7a_{\text{тз}}$. С увеличением трассы из-за изменения степени взаимного перекрытия пучков вследствие их дифракционного и турбулентного уширения для рассматриваемых пространственных ориентаций масштабы $\rho_{\text{н}}$, $\rho_{\text{н}}$, $\rho_{\text{н}}$ начинают различаться. Масштаб $\rho_{\text{н}}$ уменьшается, а масштабы $\rho_{\text{н}}$ и $\rho_{\text{н}}$ начинают расти. В частности, в области сильного турбулентного уширения $\rho_{\text{н}} = 17,2a_{\text{тз}}$; $\rho_{\text{н}} = 142,6a_{\text{тз}}$.

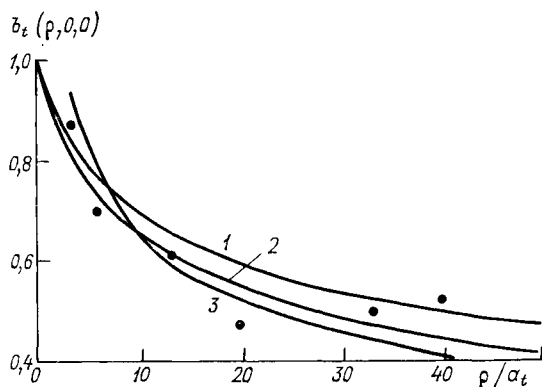


Рис. 6.7. Коэффициент пространственной корреляции смещений изображений двух точечных источников.

Точки — эксперимент [5] ($L=1$ км, $a_t=7,5$ см); 1 — расчет в первом приближении метода плавных возмущений; 2 и 3 — расчет по формулам [28] при $\Omega=0$ (2) и $\Omega=10^{-2}$ (3).

На рис. 6.7 представлены данные измерения коэффициента корреляции смещений изображения двух точечных источников в одной и той же приемной оптической системе [5] (вариант Б). Здесь же приведены теоретические кривые, рассчитанные для условий эксперимента методом плавных возмущений [5], и с использованием выражения, найденного в [28]. Видно, что корреляция смещений изображения остается большой даже при значительном удалении источников друг от друга.

Основные закономерности пространственной корреляции смещений имеют место и для временной корреляции, так как временная корреляционная функция смещений изображений связана с функцией $B_t(\rho_0, \rho_1, \rho_2)$ соотношением [28]:

$$B_t(\tau) = B_t(v_{\perp}\tau, v_{\perp}\tau, v_{\perp}\tau). \quad (6.40)$$

Первый масштаб временной корреляции определяется временем переноса неоднородностей со скоростью $v_{\perp}$ на расстояние $a_{\text{тз}}$, второй — временем переноса на расстояние порядка внешнего масштаба турбулентности.

Соотношение (5.42) позволяет, зная $B_t(\rho_0, \rho_1, \rho_2)$, рассчитать временные частотные спектры смещений изображений источников света $W_{\Pi}(f)$ [29]. Характерная частота $f_{m, \Pi}$, соответствующая максимуму спектральной плотности $fW_{\Pi}(f)/\sigma_t^2$, согласно [29], равна $f_{m, \Pi} \approx 0,26\nu_{\perp}/a_{t\beta}$ в области слабого дифракционного уширения и незначительно смещается в область более высоких частот ($f_{m, \Pi} \approx 0,36\nu_{\perp}/a_{t\beta}$) при переходе в область сильного дифракционного и турбулентного уширения пучка на трассе.

ГЛАВА 7. ФЛУКТУАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЛОКАЦИОННЫХ ТРАССАХ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

С развитием систем лазерного зондирования и оптической локации становятся актуальными задачи о распространении света в турбулентной атмосфере на трассах с отражением. Особенности таких задач прежде всего связаны с корреляцией волн, проходящих в прямом и обратном направлении одни и те же неоднородности среды. Это приводит к качественно новым физическим закономерностям, не имеющим места при распространении волн лишь в одном направлении.

В данной главе эффекты, возникающие вследствие корреляции прямой и обратной волн, рассматриваются в зависимости от интенсивности турбулентности на трассе, размера рассеивающих тел, свойств отражающей поверхности и угловой расходимости освещающих отражатели пучков света. Приводятся экспериментальные данные по исследованию эффектов усиления обратного рассеяния и флуктуаций интенсивности оптических волн, полученные как в условиях искусственной турбулентности, так и в реальной атмосфере. Ряд вопросов, связанных с распространением излучения на локационных трассах, остался за пределами материала главы. В частности, не рассмотрены результаты исследований усредняющего действия приемной апертуры на флуктуации отражающего сигнала, рассеяния волн естественным аэрозолем в условиях турбулентной атмосферы, отражения от реальных шероховатых поверхностей. С этими результатами можно ознакомиться, например, по работам [6—8, 15, 17—20, 22, 25, 31, 36, 38, 39, 42].

7.1. Усиление обратного рассеяния

Если прием отраженного в случайно-неоднородной среде излучения осуществляется вблизи направления строго назад (моностатическая схема локации), то может наблюдаться увеличение средней интенсивности отраженного излучения по сравнению с однородной средой. Явление увеличения интенсивности при отраже-

нии получило название эффекта усиления обратного рассеяния [10, 24, 35],

Если распределение поля в начальной плоскости задать в виде сферической волны $u_0(t) = 2\pi u_0 \delta(k, t)$, а отражатель считать точечным (2.80), то с помощью (2.52), (2.64), (2.67) и (6.24) можно получить общее соотношение между четными моментами отраженного и прямого полей [1, 47]:

$$U_{2n}^R(x_0, 0) = |u_0|^{-2n} |V_0|^{2n} [U_{2n}(x, 0)]^2. \quad (7.1)$$

Усреднение (7.1) позволяет записать соотношение между статистическими моментами интенсивности прямой и отраженной от точечного рассеивателя сферических волн

$$\langle (I^R(x_0, 0))^n \rangle = |u_0|^{-2n} |V_0|^{2n} \langle I^{2n}(x, 0) \rangle. \quad (7.2)$$

Аналогично можно показать, что для средней интенсивности сферической волны, отраженной от точечного или безграничного зеркала, в произвольной точке $\mathbf{R}$ плоскости наблюдения x_0 справедливы выражения

$$\langle I^R(x_0, \mathbf{R}) \rangle = \frac{|u_0|^2 |V_0|^2}{k^4 L^4} [1 + B_{I,s}(x, \mathbf{R})], \quad \Omega_r = 0; \quad (7.3)$$

$$\langle I^R(x_0, \mathbf{R}) \rangle = \frac{|u_0|^2 |V_0|^2}{4k^2 L^2} [1 + B_{I,s}(x, \mathbf{R})], \quad \Omega_r^{-1} = 0. \quad (7.4)$$

Здесь $B_{I,s}(x, \mathbf{R})$ — нормированная на $\langle I(x, R) \rangle^2$ корреляционная функция интенсивности сферической волны на прямой трассе.

Из (7.2) — (7.4) следует, что в направлении строго назад ($\mathbf{R} = 0$) средняя интенсивность отраженной сферической волны возрастает по сравнению с распространением в однородной среде на величину, определяемую относительной дисперсией интенсивности сферической волны $\sigma_{I,s} = B_{I,s}(0)$.

Для количественной оценки усиления средней интенсивности введем фактор

$$N(\mathbf{R}) = \langle I^R(x_0, \mathbf{R}) \rangle / \langle I^R(x_0, \mathbf{R}) \rangle_{\text{нк}},$$

где $\langle I^R(x_0, \mathbf{R}) \rangle_{\text{нк}}$ соответствует средней интенсивности отраженной волны в пренебрежении корреляцией падающего и рассеянного полей. Для пространственно неограниченных плоской и сферической волн $\langle I^R \rangle_{\text{нк}}$ совпадает с интенсивностью в однородной среде, и в этом случае $N(\mathbf{R})$ характеризует абсолютное усиление средней интенсивности.

В области слабых флуктуаций $\sigma_{I,s}^2 = 0,4\beta_0^2$, и для $N(0)$ из (7.3) имеем [24]

$$N(0) = 1 + 0,4\beta_0^2 > 1. \quad (7.5)$$

При разнесении точек наблюдения на расстояние $|\mathbf{R}| \sim \sqrt{\lambda L}$ функция корреляции слабых флуктуаций интенсивности $B_{I,s}$ при-

нимает отрицательные значения (см. п. 5.1.3). Поэтому в окрестности конуса с углом раскрыва $\theta_N \sim \sqrt{\lambda/L}$ происходит ослабление средней интенсивности по отношению к интенсивности волны, рассеянной в однородной среде.

Из (7.4) следует, что для сферической волны эффект усиления обратного рассеяния имеет место не только в случае точечного [24] рассеивателя, но и при отражении от зеркала, размеры которого значительно превышают радиус первой зоны Френеля ($\Omega_r \gg 1$) [1, 26, 47, 48]. При этом фактор усиления оказывается таким же, как и в случае точечного отражателя.

Воспользовавшись результатами (2.66), (2.69), (2.70), можно рассчитать фактор $N(\mathbf{R})$ в области слабых флуктуаций в зависимости от режима работы источника и размеров отражателя. В частности, если рассеивается плоская волна, то для точечного отражателя эффект усиления проявляется слабее, чем для сферической волны:

$$N(0) = 1 + 0,33\beta_0^2, \quad (7.6)$$

а в случае безграничного зеркала ($\Omega_r \gg 1$) усиления обратного рассеяния не происходит ($N=1$).

Усиление средней интенсивности отраженного излучения зависит от параметров падающей волны и при рассеянии на ламбертовской (2.82) поверхности конечных размеров. Если для сферической волны фактор усиления определяется выражением $N(\mathbf{R}) = 1 + B_{I,s}(x, \mathbf{R})$ при любых размерах рассеивающей поверхности (меняется лишь абсолютное значение интенсивности принимаемого сигнала), то для плоской волны с увеличением Ω_r эффект усиления обратного рассеяния ослабевает. В частности, при $\Omega_r=1$ имеем $N(0) = 1 + 0,27\beta_0^2$, а в предельном случае $\Omega_r \gg 1$ эффект усиления исчезает полностью ($N=1$).

На практике часто возникает вопрос об энергетических характеристиках сигнала, получаемого от углового отражателя. В [5] показано, что при рассеянии сферической волны на уголке с размерами $\Omega_r \gg 1$ эффект усиления определяется корреляционной функцией не сферической волны, как это было в случае идеального зеркала, а плоской, и $N(0) = 1 + \beta_0^2$. Усиление средней интенсивности отраженного излучения происходит и в том случае, если на безграничный отражатель падает плоская волна. При этом фактор усиления в направлении $\mathbf{R}=0$ определяется величиной $N(0) = 1 + 1,56\beta_0^2$.

Результаты расчета нормированной величины $\tilde{N}(\mathbf{R}) = (N(\mathbf{R}) - 1)/\beta_0^2$ при произвольных значениях параметров Ω и Ω_r для гауссова распределения начального поля (2.75) и моделей (2.78), (2.79), (2.82) отражающей поверхности представлены на рис. 7.1 [11, 12]. Видно, что корреляция прямой и обратной волн приводит не к усилению, а к обратному эффекту: ослаблению средней

интенсивности отраженного излучения — если на отражателе формируется пространственно ограниченный пучок с конечным дифракционным размером $\Omega_e \approx 1 (\Omega_e^{-1} = \Omega^{-1} + \Omega_r^{-1})$. Этот результат

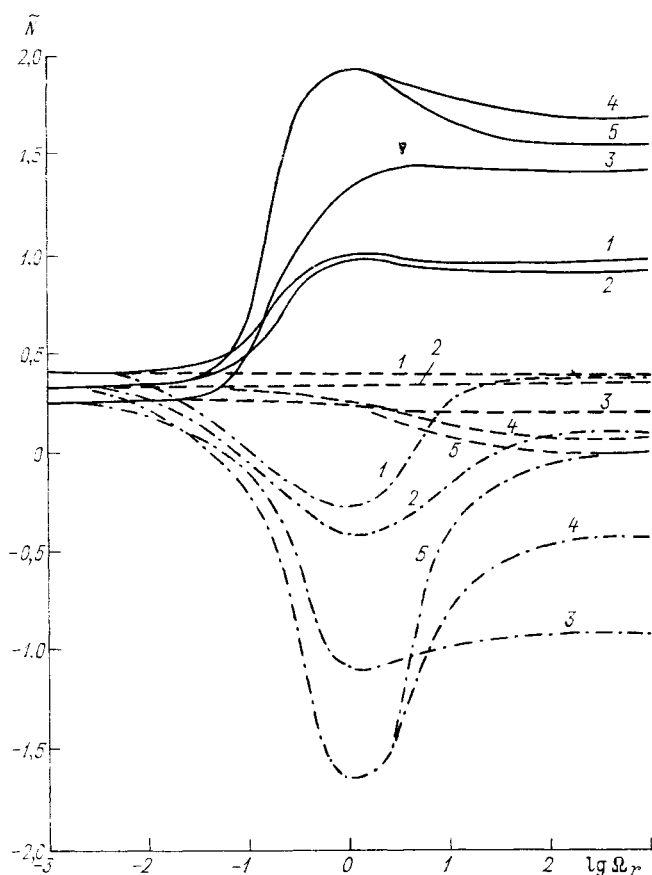


Рис. 7.1. Фактор усиления обратного рассеяния $\tilde{N} = \tilde{N}(0)$ в области слабых флуктуаций.

Сплошные кривые — уголкового отражателя, штриховые кривые — ламбертовский, штрихпунктирные кривые — плоское зеркало.

Кривая . . .	1	2	3	4	5
Ω	10^{-3}	10^{-1}	1	10	10^3

становится понятным, если учесть, что средний размер лазерного пучка в турбулентной среде определяется в том числе и случайными смещениями его как целого (6.10). При отражении от зеркала вследствие корреляции излучения в прямом и обратном направлениях дисперсия смещений пучка увеличивается, происходит дополнительное «размазывание» энергии в приемной плоскости, и

интенсивность отраженного излучения в направлении строго назад становится меньше, чем при прямом распространении на двойное расстояние. На эффект ослабления обратного рассеяния, когда отражение происходит через тонкий слой случайно-неоднородной среды, примыкающей к рассеивающему телу больших размеров, указывалось также в работе [46].

В отличие от плоского зеркала, при значениях $\Omega_e \approx 1$ средняя интенсивность отраженного от уголка излучения не только не уменьшается из-за корреляции волн, распространяющихся навстречу друг другу, а наоборот, становится максимальной. Происходит это вследствие компенсации вызванных турбулентностью случайных смещений отраженного лазерного пучка за счет поворота поля падающего на отражатель излучения на угол 180° (2.79).

Выраженные формулами (7.3), (7.5) результаты для точечного отражателя получили экспериментальное подтверждение при рассеянии расходящегося лазерного пучка в условиях искусственно созданной конвективной турбулентности [28] и на реальной атмосферной трассе [32]. Усиления интенсивности сферической волны при отражении от зеркала в работе [28] не обнаружено. Вполне возможно это связано с тем, что вследствие диафрагмирования падающего на зеркало излучения в эксперименте [28] дифракционный размер отражающего участка зеркала принимал значения, при которых эффект усиления отсутствует (см. рис. 7.1).

В области сильных флуктуаций относительная дисперсия интенсивности сферической волны $\sigma_{I,s}^2$ определяется формулой (5.9), и фактор усиления $N(0)$ в случае рассеяния сферической волны на точечном рассеивателе или безграничном зеркале равен [4, 47]

$$N(0) = 1 + \sigma_{I,s}^2 = 2 + 2,8\beta_0^{-4/3}. \quad (7.7)$$

Отсюда следует, что в условиях сильных флуктуаций интенсивность отраженной сферической волны может более чем в 2 раза превышать соответствующее значение интенсивности в однородной среде. В соответствии с поведением $B_{I,s}$ при $\beta_0^2 \gg 1$ (см. п. 5.1.3) линейный поперечный размер области, где проявляется эффект усиления, в этом случае определяется радиусом когерентности сферической волны ρ_s (3.6), в то время как угловая ширина конуса, в окрестности которого наблюдается ослабление средней интенсивности отраженной волны, пропорциональна масштабу дифракции на радиусе когерентности $\theta_N \sim (k\rho_s)^{-1}$. Данные результаты справедливы и при рассеянии сферической волны на ламбертовском отражателе [47]. Размер рассеивающей поверхности в этом случае оказывает влияние лишь на абсолютное значение средней интенсивности рассеянного излучения.

Если отражение сферической волны происходит от зеркала конечных размеров, то, производя вычисления с использованием

(2.66), (2.69), (2.71), (2.78), в нулевом приближении (без учета членов порядка $D_s^{-2/5}$) для фактора усиления будем иметь [2, 11]

$$N(\mathbf{R}) = Q(\mathbf{R})[1 + P(\mathbf{R})], \quad (7.8)$$

где

$$Q(\mathbf{R}) = \frac{|g_r|^2}{|g_r|^2 + 3,24\Omega_r D_s^{6/5}} \exp \left\{ -\frac{3,24\Omega_r^2 D_s^{6/5} R_f^2}{|g_r|^2 (|g_r|^2 + 3,24\Omega_r D_s^{6/5})} \right\}, \quad (7.9)$$

$$P(\mathbf{R}) = \exp \{-0,81 D_s^{6/5} R_f^2\} = \exp \{-(\mathbf{R}/\rho_s)^2\}, \quad (7.10)$$

$$g_r = 1 + 2i\Omega_r, \quad R_f = \mathbf{R} \sqrt{kL}.$$

Из (7.8), (7.9) следует, что при $\Omega_r \ll D_s^{-6/5}$ (точечный отражатель) или при $\Omega_r \gg D_s^{6/5}$ (безграничное зеркало) множитель $Q(\mathbf{R}) = 1$, и фактор усиления $N(0) = 2$. При $D_s^{-6/5} \ll \Omega_r \ll D_s^{6/5}$ (отражатель конечных размеров) $Q(\mathbf{R}) \neq 1$ и наряду с усилением, определяемым слагаемым $P(\mathbf{R})$, происходит ослабление средней интенсивности отраженного излучения из-за турбулентного уширения сформировавшегося на отражателе пучка света. В этом случае даже в направлении строго назад средняя интенсивность отраженной волны может оказаться меньше, чем интенсивность в однородной среде. Однако пространственное перераспределение энергии за счет корреляции прямой и отраженной волн сохраняется и в этом случае.

Результаты для углового отражателя в нулевом приближении оказываются такими же, как и в случае зеркала (7.8), (7.9), где функция $P(\mathbf{R})$ имеет вид $P(\mathbf{R}) = \exp \{-0,81 D_s (1 + \Omega_r^2 R_f^2 / (1 + \Omega_r^2 / 3))\}$. Отсюда следует, что для безграничного углового отражателя ($\Omega_r \gg D_s^{6/5}$) поперечный размер области локализации эффекта усиления определяется радиусом когерентности не сферической волны, а плоской ρ_π (3.3).

Расчеты по формулам (2.66), (2.69), (2.71), (2.78) показывают [18, 47, 48], что при рассеянии плоской волны в условиях сильных флуктуаций интенсивности пространственное перераспределение мощности, переизлученной отражателем, оказывается несущественным. Определяющая эффект усиления добавка к средней интенсивности в этом случае для точечного отражателя имеет порядок малой величины $D_s^{-2/5}$:

$$N(0) = 1 + 0,15 D_s^{-2/5} + O(D_s^{-4/5}). \quad (7.11)$$

С увеличением размеров отражателя происходит уменьшение этой добавки, а при выполнении условия $\Omega_r \gg D_s^{6/5}$ усиления интенсивности отраженной волны не происходит.

Исключение составляет лишь угловой отражатель, для которого из-за корреляции волн, распространяющихся до и после отражения по разным неоднородностям среды навстречу друг другу

[37], эффект усиления сохраняется ($N \sim 1 + O(D_s^{-8/5})$) и в случае $\Omega_r \gg D_s^{5/8}$.

7.2. Когерентность отраженного лазерного излучения

Когерентные свойства поля рассеянного излучения будем характеризовать с помощью модуля комплексной степени когерентности (2.34)

$$\gamma^R(\mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \frac{|\Gamma_2^R(x_0, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho})|}{[\Gamma_2^R(x_0, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2, 0) \Gamma_2^R(x_0, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2, 0)]^{1/2}}, \quad (7.12)$$

где $\mathbf{R} = (\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2)/2$, $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2$. Радиус когерентности отраженного поля ρ_{cR} определим как масштаб спада $\gamma^R(\mathbf{R}, \boldsymbol{\rho})$ до уровня e^{-1} по разностной координате $\boldsymbol{\rho}$.

7.2.1. Слабые флуктуации интенсивности

Использование при анализе $\gamma^R(\mathbf{R}, \boldsymbol{\rho})$ методики расчета $\Gamma_2^R(x_0, \boldsymbol{\rho}_2)$, изложенной в п. 2.4, позволяет для области слабых флуктуаций получить следующие результаты [47].

Пусть рассеяние происходит на отражателе, размеры которого малы по сравнению с радиусом первой зоны Френеля ($\Omega_r \ll 1$). В этом случае независимо от типа падающей волны для $\gamma^R(\mathbf{R}, \boldsymbol{\rho})$ в плоскости источника $x' = x_0$ будем иметь выражение

$$\gamma^R(\mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \gamma^R(\boldsymbol{\rho}) = 1 - \frac{1}{2} D_s |\boldsymbol{\rho}_f|^{5/3} + O(D_s^2), \quad (7.13)$$

которое совпадает с разложением в ряд Тейлора функции когерентности сферической волны (3.4) при $D_s < 1$, $\rho_f = \rho \sqrt{k/L}$. Таким образом, радиус когерентности поля, рассеянного точечным отражателем, ρ_{cR} в случае слабых флуктуаций совпадает с радиусом когерентности ρ_s (3.6) сферической волны, прошедшей трассу длиной L в обратном направлении.

Предположим теперь, что $\Omega_r \gg 1$. Тогда для плоской и сферической волн будем иметь соответственно:

$$\begin{aligned} \gamma^R(\boldsymbol{\rho}) = \gamma_n(\boldsymbol{\rho}) - 7,92 D_s \int_0^1 \operatorname{Re} \left\{ [i(1 - \xi)]^{5/6} {}_1F_1 \times \right. \\ \left. \times \left(-\frac{5}{6}, 1; i\rho_f^2/[4(1 - \xi)] \right) - 2^{-5/3} \Gamma^{-1} \left(\frac{11}{6} \right) \rho_f \right\} d\xi, \end{aligned} \quad (7.14)$$

$$\begin{aligned} \gamma^R(\mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) = \gamma_s(\boldsymbol{\rho}) - \frac{4}{3} D_s \int_0^1 [|\mathbf{R}_f(1 - \xi) + \boldsymbol{\rho}_f/2|^{5/3} + \\ + |\mathbf{R}_f(1 - \xi) - \boldsymbol{\rho}_f/2|^{5/3} - (|\mathbf{R}_f + \boldsymbol{\rho}_f/2|^{5/3} + \\ + |\mathbf{R}_f - \boldsymbol{\rho}_f/2|^{5/3})(1 - \xi)^{5/3}] d\xi, \end{aligned} \quad (7.15)$$

где $\gamma_n(\boldsymbol{\rho}) = 1 - \frac{8}{3} D_s \rho_f^{5/3}$ и $\gamma_s(\boldsymbol{\rho}) = 1 - D_s \rho_f^{5/3}$

совпадают с разложениями в области $D_s < 1$ функций когерентности плоской и сферической волн, прошедших трассу длиной $2L$ в прямом направлении, $\rho_f = |\rho_f|$.

Таким образом, после отражения от безграничного зеркала радиус когерентности плоской волны оказывается меньше, чем в случае ее распространения на двойное расстояние $\rho_{cR} < \rho_{\pi} \times \times (2L) = 2^{-3/5} \rho_{\pi}$. Тот же вывод следует для сферической волны, если $R_f = |\mathbf{R}_f| \ll 1$ ($\rho_{cR} < 2^{-3/5} \rho_s$), при обратном неравенстве $|\rho_i|$,

$|\rho_2| \gg \sqrt{L/k}$ степень когерентности сферической волны оказывается такой же, как и при распространении на двойное расстояние.

Воспользовавшись заданием граничного условия в плоскости отражателя в виде (2.82), для сферической волны, рассеянной ламбертовской поверхностью, находим, что $\gamma^R(\mathbf{R}, \rho)$ отличается от (7.13) лишь общим множителем $\exp\left(-\frac{1}{4} \Omega_r \rho_f^2\right)$. Таким образом, фазовые флуктуации, приобретаемые отраженным полем вследствие рассеяния на случайной поверхности, приводят к дополнительному ухудшению его когерентности по сравнению со случаем точечного отражателя. Увеличение размеров ламбертовской поверхности приводит в конечном счете к тому, что поле отраженной волны становится полностью некогерентным. Аналогичные результаты имеют место [11] и при рассеянии на ламбертовском отражателе плоской волны.

7.2.2. Сильные флуктуации интенсивности

Представим функцию взаимной когерентности $\Gamma_2(x_0, \mathbf{R}, \rho)$ поля отраженной волны в виде

$$\Gamma_2^R(x_0, \mathbf{R}, \rho) = \Gamma_2^{(1)}(x_0, \mathbf{R}, \rho) + \Gamma_2^{(2)}(x_0, \mathbf{R}, \rho), \quad (7.16)$$

где $\Gamma_2^{(1)}$ описывает функцию взаимной когерентности на трассе удвоенной длины с учетом дифракции на отражателе, $\Gamma_2^{(2)}$ отвечает за корреляцию прямой и обратной волн.

Далее, пусть выполняется условие $\Omega \ll D_s^{-5/3}$, определяющее режим сферической волны в области сильных флуктуаций. Тогда, ограничиваясь нулевым членом (2.71) итерационного ряда уравнения (2.69), в случае безграничного плоского зеркала $\Omega_r \gg D_s^{3/5}$ для функции взаимной когерентности отраженной волны будем иметь

$$\begin{aligned} \Gamma_2^R(x_0, \mathbf{R}, \rho) = \Gamma_{20}^{(1)} + \Gamma_{20}^{(2)} = \frac{|u_0|^2 |V_0|^2}{(2kL)^2} \exp\left(\frac{i}{2} \mathbf{R}_f \rho_f\right) \left\{ \exp(-D_s \rho_f^{5/3}) + \right. \\ \left. + \exp\left(-\frac{4}{3} D_s \int_0^1 [|\mathbf{R}_f \xi + (\mathbf{R}_f + \rho_f/2)|^{5/3} + |\mathbf{R}_f \xi - (\mathbf{R}_f - \rho_f/2)|^{5/3}] d\xi \right) \right\}, \end{aligned} \quad (7.17)$$

где $\Gamma_{20}^{(1), (2)}$ означает учет лишь нулевого приближения (2.71) в ЛФГ 2-го порядка при расчете слагаемых $\Gamma_2^{(1)}$ и $\Gamma_2^{(2)}$ функции взаимной когерентности (7.16).

Аналогичное выражение получается для $\Gamma_2^R(x_0, R, \rho)$ и в случае точечного отражателя ($\Omega_r \ll D_s^{-6/5}$)

$$\begin{aligned} \Gamma_2^R(x_0, R, \rho) = & \Gamma_{20}^{(1)} + \Gamma_{20}^{(2)} = \frac{|u_0|^2 |V_0|^2}{(kL)^4} \exp\left(\frac{i}{2} \mathbf{R}_f \rho_f\right) \times \\ & \times \left\{ \exp\left(-\frac{1}{2} D_s \rho_f^{5/3}\right) + \right. \\ & \left. + \exp\left(-\frac{1}{2} D_s \left[|\mathbf{R}_f + \rho_f/2|^{5/3} + |\mathbf{R}_f - \rho_f/2|^{5/3}\right]\right) \right\}. \end{aligned} \quad (7.18)$$

Из формул (7.17), (7.18) следует, что поле отраженной сферической волны в условиях сильных флуктуаций интенсивности является статистически неоднородным, так как функция взаимной когерентности зависит от расположения точек наблюдения в плоскости приема. Действительно, в случае $R = |\mathbf{R}| \gg \rho_s$ ($|\rho_1|, |\rho_2| \gg \rho_s$) из двух слагаемых, составляющих функцию взаимной когерентности отраженной волны (7.17), (7.18), существенным оказывается только первое, и для ρ_{cR} получаем

$$\begin{aligned} \rho_{cR} &= 2^{-3/5} \rho_s, \quad \Omega_r \gg D_s^{6/5}, \\ \rho_{cR} &= \rho_s, \quad \Omega_r \ll D_s^{-6/5}. \end{aligned} \quad (7.19)$$

Таким образом, если «центр тяжести» координат точек наблюдения смещен относительно направления «строго назад» на расстояние, значительно превышающее ρ_s , то радиус когерентности отраженной зеркальной плоскостью сферической волны совпадает с радиусом когерентности волны, прошедшей трассу длиной $2L$ в прямом направлении, а радиус когерентности поля волны, рассеянной точечным отражателем, совпадает с радиусом когерентности сферической волны на трассе длиной L .

В случае симметричного разноса точек наблюдения относительно направления $\mathbf{R} = 0$, построив $\gamma^R(\mathbf{R}, \rho)$ по формуле (7.12), будем иметь

$$\gamma^R(\rho) = \frac{\exp\left\{-2\left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)^{5/3}\right\} + \exp\left\{-\frac{16}{3}\left(\frac{\rho}{2\rho_s}\right)^{5/3}\right\}}{1 + \exp\left\{-\left(\frac{\rho}{2\rho_s}\right)^{5/3}\right\}}, \quad \Omega_r \gg D_s^{6/5}, \quad (7.20)$$

$$\gamma^R(\rho) = \frac{\exp\left\{-\left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)^{5/3}\right\} + \exp\left\{-2\left(\frac{\rho}{2\rho_s}\right)^{5/3}\right\}}{1 + \exp\left\{-2\left(\frac{\rho}{\rho_s}\right)^{5/3}\right\}}, \quad \Omega_r \ll D_s^{-6/5}. \quad (7.21)$$

Линейно аппроксимируя функции (7.20), (7.21) в окрестности точки $\rho = |\rho| = \rho_s$, находим ρ_{cR} по уровню e^{-1} :

$$\begin{aligned} \rho_{cR} &\approx 1,4 (2^{-3/5} \rho_s), \quad \Omega_r \gg D_s^{6/5}, \\ \rho_{cR} &\approx 1,4 \rho_s, \quad \Omega_r \ll D_s^{-6/5}. \end{aligned} \quad (7.22)$$

Отсюда видно, что вблизи направления строго назад ($R \leq \rho_s$) пространственная когерентность возрастает в 1,4 раза по сравнению с «периферийной» областью $R \gg \rho_s$ за счет коррелированности прямой и обратной волн.

Выражение для модуля комплексной степени когерентности сферической волны, отраженной ламбертовской поверхностью, отличается от соответствующего выражения для точечного отражателя, как и в случае слабых флуктуаций интенсивности, лишь наличием множителя $\exp(-\Omega_r \rho_f^2/4)$. Следовательно, при выполнении условия $\Omega_r \ll D_s^{6/5}$ радиус когерентности определяется теми же формулами (7.19), (7.22), что и для точечного рассеивателя. Если выполняется условие $\Omega_r \ll D_s^{6/5}$, то определяющий вклад в искажение пространственной когерентности сферической волны дают фазовые искажения, вносимые ламбертовской поверхностью. В этом случае

$$\gamma^R(\rho) \approx \exp\left(-\frac{1}{4} \Omega_r \rho_f^2\right) \quad (7.23)$$

совпадает с соответствующим выражением в однородной среде.

Предположим теперь, что на отражатель падает плоская волна $\Omega \gg D_s^{6/5}$. В этом случае функция взаимной когерентности поля отраженной волны также представляется в виде суммы двух асимптотических рядов, разнящихся, однако, в отличие от (7.17), (7.18), как величиной, так и масштабом изменения [35, 37] своих слагаемых. Если отражение происходит от зеркала, то для $\Gamma_2^R(x_0, \mathbf{R}, \rho)$ имеем:

$$\begin{aligned} \Gamma_2^R(x_0, \mathbf{R}, \rho) = \Gamma_{20}^{(1)} + \Gamma_{20}^{(2)} = |u_0|^2 |V_0|^2 \left\{ \exp\left(-\frac{8}{3} D_s \rho_f^{3/5}\right) + \right. \\ \left. + \left[1 + \frac{16}{3} \left(\frac{4}{3} D_s\right)^{12/5}\right]^{-1} \exp\left[-\frac{2 \left(\frac{4}{3} D_s\right)^{6/5} \rho_f^2}{1 + \frac{16}{3} \left(\frac{4}{3} D_s\right)^{12/5}}\right] \right\}, \quad \Omega_r \gg D_s^{6/5}, \end{aligned} \quad (7.24)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_2^R(x_0, \mathbf{R}, \rho) = \Gamma_{20}^{(1)} + \Gamma_{20}^{(2)} = \frac{|u_0|^2 |V_0|^2}{(kL)^2} \exp(i\mathbf{R}_f \rho_f) \left\{ \exp\left(-\frac{1}{2} D_s \rho_f^{3/5}\right) + \right. \\ \left. + \left[1 + 4 \left(\frac{1}{2} D_s\right)^{12/5}\right]^{-1} \exp\left[-\frac{\left(\frac{1}{2} D_s\right)^{6/5} (\rho_f^2/2 + 2R_f^2)}{1 + 4 \left(\frac{1}{2} D_s\right)^{12/5}}\right] \right\}, \quad \Omega_r \ll D_s^{6/5}. \end{aligned} \quad (7.25)$$

Из (7.24), (7.25) видно, что слагаемые $\Gamma_{20}^{(2)}$ имеют порядок $D_s^{-12/5}$ и, следовательно, являются асимптотически малыми по сравнению со слагаемыми $\Gamma_{20}^{(1)}$. Удерживая слагаемые $\Gamma_{20}^{(1)}$ в выражениях (7.24), (7.25), находим, что радиус когерентности плоской волны при отражении от зеркальной плоскости $\Omega_r \gg D_s^{6/5}$ совпадает с радиусом когерентности плоской волны, прошедшей удвоенную трассу, так что $\rho_{cR} = 2^{-3/5} \rho_{II}$, а в случае точечного отражателя — с радиусом когерентности сферической волны на расстоянии L .

При рассеянии на ламбертовской поверхности радиус когерентности плоской волны совпадает с (7.19), когда $\Omega_r \ll D_s^{6/5}$, а при обратном неравенстве рассчитывается с помощью (7.23).

7.3. Усиление флуктуаций интенсивности при локации в турбулентной атмосфере

Относительная дисперсия интенсивности оптического пучка, рассеянного в обратном направлении точечным рассеивателем, в случае слабых флуктуаций представляется в виде [11, 14]

$$\sigma_{I,R}^2(\mathbf{R}) = \sigma_{I,s}^2 + \sigma_I^2 + 2B_{IK}(\mathbf{R}), \quad (7.26)$$

где $\sigma_{I,s}^2$ — дисперсия интенсивности сферической волны (5.2), источником которой служит отражатель; σ_I^2 — относительная дисперсия интенсивности на оси падающего пучка (5.1),

$$\begin{aligned} B_{IK}(\mathbf{R}) = & 7,02\beta_0^2 \int_0^1 \operatorname{Re} \left\{ [h/2 + i\xi(1-\xi)]^{5/6} \times \right. \\ & \times {}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; -\frac{R_f^2(1-\xi)^2}{2[h+2i\xi(1-\xi)]} \right) - \\ & \left. - \left(\frac{h}{2} \right)^{5/6} {}_1F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; -\frac{R_f^2(1-\xi)^2}{2h} \right) \right\} d\xi, \quad h = \frac{\Omega(1-\xi)^2}{g^*}. \end{aligned} \quad (7.27)$$

Функция B_{IK} описывает корреляцию падающего излучения с отраженным и, следовательно, определяет эффект усиления флуктуаций интенсивности. В направлении строго назад ($\mathbf{R}=0$) дисперсия максимальна. При смещении точки наблюдения с оси ($\mathbf{R} \neq 0$) взаимная корреляция прямой и отраженной волн, как это следует из (7.27), уменьшается, что приводит к ослаблению флук-

туаций. В пределе ($R \gg \sqrt{\lambda L}$) эффект усиления флуктуаций интенсивности исчезает полностью ($B_{IK}(\mathbf{R}) \rightarrow 0$), и относительная дисперсия интенсивности отраженного излучения определяется суммой дисперсий интенсивности распространяющейся назад сферической волны $\sigma_{I,s}^2$ и падающего на отражатель волнового пучка

$\sigma_{I, s}^2$. В случае рассеяния на точечном отражателе сферической волны из (7.26), (7.27) следуют результаты $\sigma_{I, s}^2(0) = 4\sigma_{I, s}^2$ и $\sigma_{I, R}^2(R) = 2\sigma_{I, s}^2$ при $R \gg \sqrt{\lambda L}$, полученные в [16, 23].

Если отражение волнового пучка происходит от безграничного зеркала ($\Omega_r \gg 1$), то статистические характеристики флуктуаций интенсивности представляются [11, 14, 43, 45], (см. также библиографию в [10, 35]) в виде двух слагаемых. Одно из них соответствует прямой трассе удвоенной длины, а другое обусловлено корреляцией прямой и обратной волн. Для падающей сферической волны в этом случае будем иметь

$$\sigma_{I, R}^2(R) = \sigma_{I, s}^2(2L) + 2B_{I, K}(R), \quad (7.28)$$

где

$$\sigma_{I, s}^2(2L) = 3,66\beta_0^2 \int_0^1 [\xi(1 - \xi/2)]^{5/6} d\xi = 1,43\beta_0^2 -$$

относительная дисперсия сферической волны на трассе длиной $2L$,

$$B_{I, K}(R) = 7,02\beta_0^2 \operatorname{Re} \int_0^1 \left\{ [i\xi(1 - \xi/2)]^{5/6} \times \right. \\ \left. \times {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{i(1 - \xi)^2 R_f^2}{2\xi(2 - \xi)}\right) - \Gamma^{-1}\left(\frac{11}{6}\right) [R_f(1 - \xi)/2]^{5/6} \right\} d\xi.$$

В направлении строго назад взаимная корреляция прямой и отраженной волн максимальна $B_{I, K}(0) = \sigma_{I, s}^2(2L)$ и $\sigma_{I, s}^2(0)$ имеет максимальное значение, которое вдвое превышает значение относительной дисперсии интенсивности сферической волны, прошедшей трассу удвоенной длины. Отраженное излучение, регистрируемое в точке $R \neq 0$, коррелирует с падающим в меньшей степени и $\sigma_{I, R}^2(R) < \sigma_{I, R}^2(0)$. При $R \gg \sqrt{\lambda L}$ величина $\sigma_{I, R}^2 = \sigma_{I, s}^2(2L)$.

В случае плоской волны дисперсия интенсивности отраженного от безграничного зеркала излучения определяется формулой

$$\sigma_{I, R}^2(R) \equiv \sigma_{I, R}^2(0) = \sigma_{I, n}^2(2L) + \sigma_{I, K}^2 = 5,23\beta_0^2, \quad (7.29)$$

где

$$\sigma_{I, n}^2(2L) = \beta_0^2 \int_0^1 [(2 - \xi)^{5/6} + \xi^{5/6}] d\xi = 3,56\beta_0^2 - \text{относительная дисперсия слабых флуктуаций интенсивности плоской волны, прошедшей удвоенную трассу; } \sigma_{I, K}^2 = 3,66\beta_0^2 \int_0^1 [1 - (1 - \xi)^{5/6}] d\xi = 1,67\beta_0^2.$$

Из (7.29) следует, что $\sigma_{I, R}^2$ в этом случае не зависит от положения

ния точки наблюдения и превышает $\sigma_{I,n}^2(2L)$ в 1,47 раза [34, 43].

На рис. 7.2 представлены результаты расчета [11, 14] относительной дисперсии интенсивности отраженного гауссова коллимированного ($L/F=0$) пучка при произвольных значениях дифракционных параметров передающей апертуры и отражателя в случае $R=0$. Модель отражателя в [14] задавалась в виде (2.78).

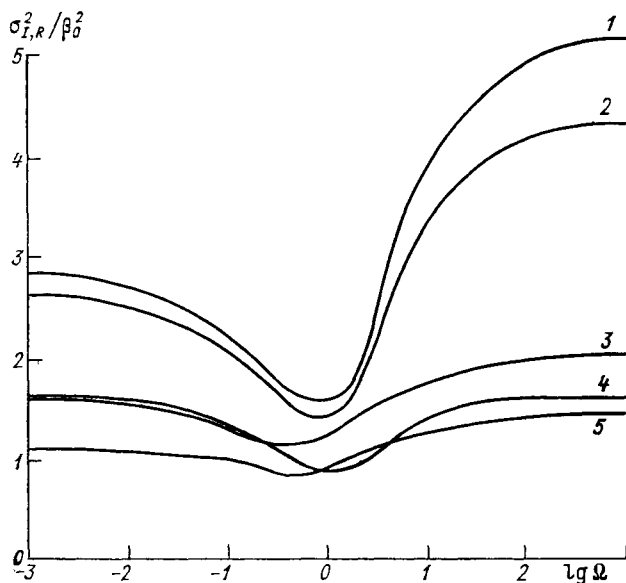


Рис. 7.2. Относительная дисперсия слабых флуктуаций интенсивности коллимированного пучка при отражении строго назад.

Кривая . . .	1	2	3	4	5
Ω_r	10^3	10	10^{-3}	1	10^{-1}

Из рисунка следует, что качественно характер зависимости $\sigma_{I,R}^2$ от дифракционного размера источника Ω аналогичен случаю прямого распространения (см. рис. 5.2). Однако уровень флуктуаций существенно зависит от размеров отражающего зеркала. Для одних и тех же значений параметра Ω флуктуации интенсивности минимальны при размерах зеркала, сопоставимых с радиусом первой зоны Френеля $\Omega_r \leq 1$, и максимальны при отражении от безграничного зеркала.

В случае углового отражателя (2.79) пространственная структура флуктуаций интенсивности отраженного излучения становится иной. В частности, корреляционная функция интенсивности плоской волны, отраженной от уголка, размеры которого зна-

чительно превышают радиус первой зоны Френеля ($\Omega_r \gg 1$), имеет вид [14]

$$B_{I,R}(\mathbf{R}, \varphi) = 7,02\beta_0^2 \operatorname{Re} \int_0^1 \left\{ (i\xi)^{5/6} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; i\frac{\rho_f^2}{4\xi}\right) + \right. \\ \left. + [i(2-\xi)]^{5/6} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; i\frac{\rho_f^2}{4(2-\xi)}\right) - 2[i(1-\xi)]^{5/6} \times \right. \\ \left. \times {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; i\frac{R_f^2}{(1-\xi)}\right) + 2i^{5/6} {}_1F_1\left(-\frac{5}{6}, 1; iR_f^2\right) - \right. \\ \left. - 2\Gamma^{-1}\left(\frac{11}{6}\right)(\rho_f/2)^{5/3} \right\} d\xi, \quad (7.30)$$

откуда следует, что дисперсия интенсивности в этом случае зависит от положения точки наблюдения (ср. с (7.29)). С увеличением R она уменьшается от значения $\sigma_{I,R}^2(0) = 5,23\beta_0^2$ до уровня

$\sigma_{I,R}^2 = \sigma_{I,\Pi}^2(2L) = 3,56\beta_0^2$ при $R \geq \sqrt{\lambda L}$. Такое поведение $\sigma_{I,R}^2$ обусловлено появлением в случае уголкового отражателя выделенного центра симметрии ($\mathbf{R}=0$), при смещении с которого корреляция прямой и обратной волн ослабевает.

При падении на безграничный уголок сферической волны поведение дисперсии интенсивности, как и в случае зеркала, описывается формулой (7.28), где $B_{I,\kappa}(\mathbf{R})$ имеет вид

$$B_{I,\kappa}(\mathbf{R}) = 7,02\beta_0^2 \left\{ \operatorname{Re} \int_0^1 [i\xi(1-\xi/2)]^{5/6} {}_1F_1 \times \right. \\ \left. \times \left(-\frac{5}{6}, 1; i\frac{R_f^2}{2\xi(2-\xi)}\right) d\xi - \Gamma^{-1}\left(\frac{11}{6}\right)\left(\frac{R_f}{2}\right)^{5/3} \right\}.$$

Результаты расчета относительной дисперсии интенсивности отраженного излучения в зависимости от положения приемника относительно источника ($R=0$) представлены на рис. 7.3 [14]. Видно, что если в результате отражения формируется пространственно ограниченный волновой пучок $\Omega_e \approx 1$, то с увеличением расстояния между источником и приемником флуктуации интенсивности нарастают.

В области сильных флуктуаций относительная дисперсия интенсивности отраженного излучения в зависимости от размеров источника и отражателя ведет себя следующим образом. Пусть на точечный отражатель падает сферическая волна. С использованием лишь нулевого приближения ЛФГ 4-го порядка (2.73) для относительной дисперсии $\sigma_{I,R}^2$ в этом случае будем иметь [3, 47]

$$\sigma_{I,R}^2(R) = \frac{3 + 14 \exp(-D_s R_f^{5/3}) + 3 \exp(-2D_s R_f^{5/3})}{1 + \exp(-2D_s R_f^{5/3}) + 2 \exp(-D_s R_f^{5/3})}. \quad (7.31)$$

Из формулы (7.31) следует, что дисперсия интенсивности в направлении строго назад принимает максимальное значение

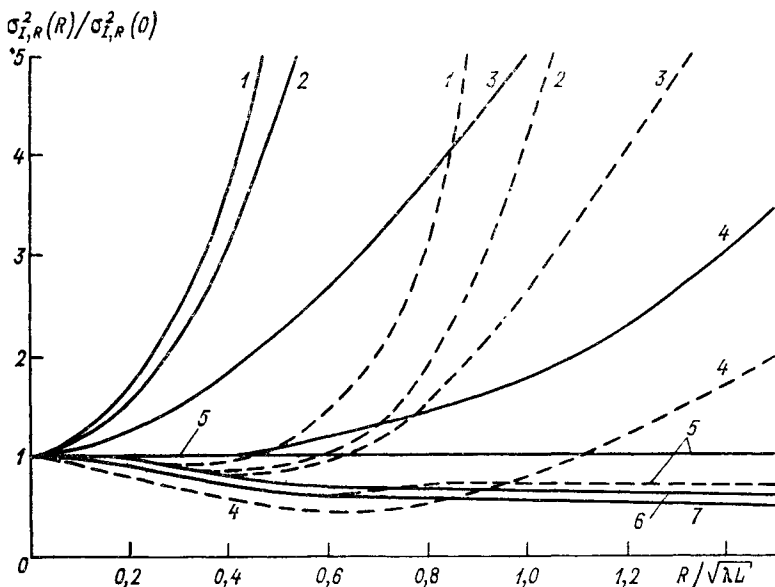


Рис. 7.3. Зависимость относительной дисперсии слабых флуктуаций интенсивности от положения приемника относительно источника.

Сплошные кривые — плоское зеркало, штриховые кривые — уголкового отражателя.

Кривая . . .	1	2	3	4	5	6	7
Ω_r	1	1	10^3	1	10^3	10^3	10^{-3}
Ω	10^3	1	1	10^{-3}	10^3	10^{-3}	10^{-3}

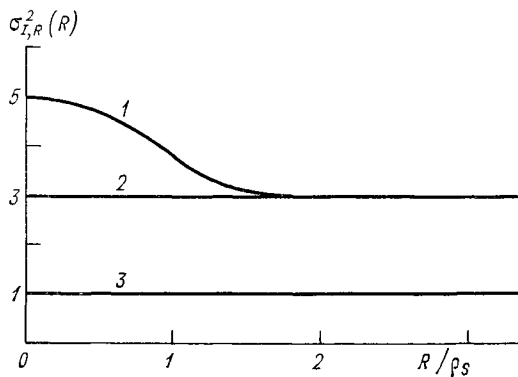


Рис. 7.4. Зависимость уровня насыщения относительной дисперсии сильных флуктуаций интенсивности отраженной волны от расстояния до источника.

1 — сферическая волна, отражатель точечный; 2 — сферическая и плоская волны, отражатель безграничный; 3 — плоская волна, отражатель точечный.

$\sigma_{I,R}^2(0) = 5$. При смещении с этого направления дисперсия уменьшается и, как следует из рис. 7.4, на расстоянии $R \approx 1,7\rho_s$ спадает до уровня, равного трем. В случае падения на точечный отражатель плоской волны уровень насыщения $\sigma_{I,R}^2$ также равен три и

не зависит от положения точки наблюдения. Таким образом, при рассеянии неограниченных плоской и сферической волн «точкой» имеет место усиление флуктуаций интенсивности (даже в смысле увеличения уровня насыщения дисперсии) по сравнению со случаем прохождения трассы удвоенной длины, когда уровень насыщения относительной дисперсии интенсивности равен единице (см. п. 5.1.1).

Проводя аналогичный анализ отражения плоской и сферической волн от безграничной зеркальной плоскости ($\Omega_r \gg D_s^{6/5}$), находим, что уровень насыщения дисперсии сильных флуктуаций интенсивности в этом случае постоянен и равен единице, как и при прямом распространении.

Вычисление последующих членов асимптотического разложения $\langle \tilde{G}_4 \rangle$ позволяет найти закон стремления относительной дисперсии интенсивности к своему предельному уровню насыщения при $D_s \rightarrow \infty$. Соответствующие формулы для $\sigma_{I,R}^2$ на оси приемной системы имеют вид:

$$\sigma_{I,R}^2 = \frac{5 + 44,2D_s^{-2/5}}{1 + 2,6D_s^{-2/5}} + O(D_s^{-4/5}), \quad \Omega_r, \Omega \ll D_s^{-6/5}, \quad (7.32)$$

$$\sigma_{I,R}^2 = \frac{1 + 5,72D_s^{-2/5}}{1 + 2,6D_s^{-2/5}} + O(D_s^{-4/5}), \quad \Omega_r^{-1}, \Omega \ll D_s^{-6/5}, \quad (7.33)$$

$$\sigma_{I,R}^2 = \frac{3 + 12,2D_s^{-2/5}}{1 + 0,76D_s^{-2/5}} + O(D_s^{-4/5}), \quad \Omega_r, \Omega^{-1} \ll D_s^{-6/5}, \quad (7.34)$$

$$\sigma_{I,R}^2 = 1 + 0,78D_s^{-2/5} + O(D_s^{-4/5}), \quad \Omega_r, \Omega \gg D_s^{6/5}. \quad (7.35)$$

Из (7.33), (7.35) следует, что усиление флуктуаций интенсивности по сравнению с трассой удвоенной длины в случае отражения от безграничной зеркальной плоскости проявляется лишь в асимптотически малых членах порядка $D_s^{-2/5}$. При этом дисперсия интенсивности отраженной плоской волны не превосходит дисперсию плоской волны, однократно прошедшей трассу (5.6).

7.3.1. Флуктуации интенсивности лазерного излучения, рассеянного ламбертовской поверхностью

При анализе флуктуационных характеристик интенсивности рассеянного ламбертовской поверхностью излучения необходимо учитывать не только пространственную, но и временную статистику коэффициента отражения. Это связано с тем, что рассеивающие свойства реальных рассеивающих объектов: атмосферного аэрозоля, морской поверхности, а также шероховатых поверхностей с «застывшими» случайными неровностями при сканировании по ней лучом — изменяются во времени.

Введем в функцию V_{2n} (2.67) зависимость от времени:

$$V_{2n}(\underline{\rho}'_{2n}, \underline{r}_{2n}, \tau_n) = \prod_{j=1}^n V(\underline{\rho}'_{2j-1}, \underline{r}_{2j-1}, \tau_j) V^*(\underline{\rho}'_{2j}, \underline{r}_{2j}, \tau_j).$$

Будем считать [42], что поле падающего на ламбертовскую поверхность излучения приобретает при рассеянии сильные случайные фазовые искажения, так что закон распределения его становится гауссовым. Это позволяет представить необходимый для расчета флуктуаций интенсивности рассеянного излучения статистический момент 4-го порядка $\langle V_4(\underline{\rho}'_4, \underline{r}_4, \tau_2) \rangle$ в виде

$$\begin{aligned} \langle V_4(\underline{\rho}'_4, \underline{r}_4, \tau_2) \rangle &= \langle V(\underline{\rho}'_1, \underline{r}_1, \tau_1) V^*(\underline{\rho}'_2, \underline{r}_2, \tau_1) \rangle \times \\ &\times \langle V(\underline{\rho}'_3, \underline{r}_3, \tau_2) V^*(\underline{\rho}'_4, \underline{r}_4, \tau_2) \rangle + \langle V(\underline{\rho}'_1, \underline{r}_1, \tau_1) \rangle \times \\ &\times V^*(\underline{\rho}'_4, \underline{r}_4, \tau_2) \langle V^*(\underline{\rho}'_2, \underline{r}_2, \tau_1) V(\underline{\rho}'_3, \underline{r}_3, \tau_2) \rangle. \end{aligned} \quad (7.36)$$

Предположим, что характерное время изменения параметров атмосферы T_a значительно превышает характерное время корреляции флуктуаций неровностей поверхности $\tau_K (T_a \gg \tau_K)$. В этом случае временные флуктуации поля отраженного излучения за счет флуктуаций фазы, приобретаемых на ламбертовской поверхности, являются более быстрыми, чем вызванные атмосферой. Введем усреднение V_4 за время отклика приемника τ_n :

$$\langle V_4(\underline{\rho}'_4, \underline{r}_4) \rangle = \tau_n^{-2} \int_0^{\tau_n} \langle V_4(\underline{\rho}'_4, \underline{r}_4, \tau_2) \rangle d\tau_{1,2}. \quad (7.37)$$

По аналогии с п. 5.3 можно показать, что в зависимости от соотношения между временем усреднения приемника τ_n и временем корреляции τ_K выражение для $\langle V_4(\underline{\rho}'_4, \underline{r}_4) \rangle$ принимает различный вид.

Если приемник не «отслеживает» вносимые поверхностью временные изменения поля отраженного излучения ($\tau_n \gg \tau_K$, неровности поверхности воспринимаются приемником как «застывшие»), будем иметь

$$\langle V_4(\underline{\rho}'_4, \underline{r}_4) \rangle = \langle V_2(\underline{\rho}'_2, \underline{r}_2) \rangle \langle V_2(\underline{\rho}'_{3,4}, \underline{r}_{3,4}) \rangle. \quad (7.38)$$

Если приемник успевает фиксировать временные искажения отраженного излучения за счет изменения неровностей поверхности во времени ($\tau_n \ll \tau_K$), то в выражении для $\langle V_4(\underline{\rho}'_4, \underline{r}_4) \rangle$ появляется второе слагаемое:

$$\begin{aligned} \langle V_4(\underline{\rho}'_4, \underline{r}_4) \rangle &= \langle V_2(\underline{\rho}'_2, \underline{r}_2) \rangle \langle V_2(\underline{\rho}'_{3,4}, \underline{r}_{3,4}) \rangle + \\ &+ \langle V_2(\underline{\rho}'_{1,4}, \underline{r}_{1,4}) \rangle \langle V_2(\underline{\rho}'_{2,3}, \underline{r}_{2,3}) \rangle. \end{aligned} \quad (7.39)$$

Имея в виду эти две возможные ситуации, рассмотрим флуктуации интенсивности излучения, рассеянного ламбертовской поверхностью.

Пусть рассеяние происходит в условиях слабых флуктуаций. В этом случае при $\tau_{\pi} \gg \tau_K$ выражение для относительной дисперсии интенсивности отраженной сферической волны имеет вид

$$\sigma_{I, R}^2(\mathbf{R}) = 2\sigma_{I, g}^2 + 2B_{I, g}(\mathbf{R}). \quad (7.40)$$

Функции $B_{I, g}(\mathbf{R})$ и $\sigma_{I, g}^2$ в (7.40) определяются формулами:

$$B_{I, g}(\mathbf{R}) = 7,02\beta_0^2 \int_0^1 \left\{ \operatorname{Re} \left[p^{5/6} F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; -\frac{R_f^2(1-\xi)^2}{4p} \right) \right] - \right. \\ \left. - q^{5/6} F_1 \left(-\frac{5}{6}, 1; \frac{R_f^2(1-\xi)^2}{4q} \right) \right\} d\xi, \quad (7.41)$$

$$\sigma_{I, g}^2 = B_{I, g}(0), \quad p = q - i\xi(1-\xi), \quad q = \xi^2 \Omega_r / 2$$

и совпадают с выражениями для пространственной корреляционной функции и относительной дисперсии интенсивности некогерентного источника [27], излучающего в обратном направлении из плоскости отражателя $x' = x$.

Из формулы (7.40) следует, что $\sigma_{I, R}^2(0) = 4\sigma_{I, g}^2$ и $\sigma_{I, R}^2 = 2\sigma_{I, g}^2$, если $R \gg \sqrt{\lambda L}$. В промежуточной области $0 < R < \sqrt{\lambda L}$ изменение дисперсии $\sigma_{I, R}^2$ отраженной сферической волны определяется корреляционной функцией (7.41). Аналогичные результаты имеют место и при отражении плоской волны. Таким образом, как и в случае отражения от зеркала, при рассеянии на ламбертовской поверхности происходит усиление флуктуаций интенсивности в направлениях, близких к обратному. Для точечного отражателя ($\Omega_r = 0$) $\sigma_{I, g}^2 \equiv \sigma_{I, s}^2$ и флуктуации интенсивности максимальны. Увеличение ламбертовской поверхности приводит к ослаблению этих флуктуаций. В частности, при $\Omega_r = 1$ из (7.40) находим:

$$\sigma_{I, R}^2(0) = 0,68\beta_0^2 + O(\beta_0^4), \\ \sigma_{I, R}^2 = 0,34\beta_0^2 + O(\beta_0^4), \quad R \gg \sqrt{\lambda L}, \quad (7.42)$$

а при $\Omega_r \gg 1$ для $\sigma_{I, R}^2$ получаем оценку

$$\sigma_{I, R}^2 \sim O(\beta_0^2 \Omega_r^{-7/6}), \quad (7.43)$$

показывающую, что в пределе $\Omega_r \rightarrow \infty$ интенсивность отраженного излучения не флуктуирует.

В области сильных флуктуаций для ламбертовского диска конечных размеров $D_s^{-6/5} \ll \Omega_r \ll D_s^{6/5}$ при $\tau_K \ll \tau_{\pi}$ имеем [11, 47]:

$$\sigma_{I, R}^2 = 5,2D_s^{-2/5} + O(D_s^{-4/5}) \quad (7.44)$$

в случае сферической волны и

$$\sigma_{I, R}^2 = 2,48D_s^{-2/5} + O(D_s^{-4/5}) \quad (7.45)$$

в случае плоской.

Из (7.44), (7.45) следует, что с увеличением турбулентности на трассе $D_s \rightarrow \infty$ относительная дисперсия интенсивности излучения, отраженного поверхностью с «застывшими» неровностями, стремится к нулю. Это означает, что в результате облучения когерентным светом ламбертовская поверхность становится источником некогерентного пучка сферических волн, которые в точке приема складываются по интенсивности. В этом случае, как показано в п. 5.3.1, дисперсия сильных флуктуаций интенсивности не имеет отличного от нуля уровня насыщения.

Увеличение размеров ламбертовской поверхности до значений $\Omega_r \gg \beta_0^{12/5}$ приводит к полному усреднению сильных флуктуаций интенсивности отраженного излучения по тому же закону (7.43), что и в области слабых флуктуаций.

Зная результаты для $\sigma_{I,R}^2$ при $\tau_n \gg \tau_k$, можно найти дисперсию интенсивности отраженного излучения при обратном условии $\tau_n < \tau_k$, когда приемник успевает отслеживать флуктуации сигнала, возникающие из-за фазовых искажений, вносимых поверхностью. Как показывают расчеты [11, 47], дисперсия $\sigma_{I,R}^2$ при $\tau_n < \tau_k$ связана с соответствующей величиной $\sigma_{I,Rs}^2$, найденной при $\tau_n \gg \tau_k$, соотношением, аналогичным (5.65):

$$\sigma_{I,R}^2(\mathbf{R}) = 1 + 2\sigma_{I,Rs}^2(\mathbf{R}). \quad (7.46)$$

Таким образом, вследствие того, что приемник реагирует на случайные изменения интенсивности, вызываемые рассеивающей поверхностью, относительная дисперсия превышает единицу при любых турбулентных условиях распространения в атмосфере. При этом усиление флуктуаций интенсивности отраженного излучения из-за корреляции встречных волн, за исключением случая $\Omega_r \ll \ll \beta_0^{-12/5}$, $\beta_0^2 \gg 1$, проявляется лишь в асимптотически малых членах $O(\beta_0^2)$ при $\beta_0^2 < 1$ и $O(\beta_0^{-4/5})$ при $\beta_0^2 \gg 1$. Экспериментальные результаты [51], полученные для дисперсии интенсивности рассеянного ламбертовской поверхностью излучения, согласуются с расчетом $\sigma_{I,R}^2$ [11, 47] по формулам (7.40), (7.44), (7.46).

Более существенное усиление флуктуаций происходит при реализации условий $\Omega_r \ll \beta_0^{-12/5}$, $\beta_0^2 \gg 1$. В этом случае, как следует из формул (7.31), (7.34), (7.46), возрастает уровень насыщения $\sigma_{I,R}^2$:

$$\sigma_{I,R}^2(0) = \frac{11 + 91D_s^{-2/5}}{1 + 2,6D_s^{-2/5}} + O(D_s^{-4/5}),$$

$$\sigma_{I,R}^2(R > \rho_s) = 7 + O(D_s^{-2/5}), \quad \Omega \ll D_s^{-6/5}, \quad (7.47)$$

$$\sigma_{I,R}^2(0) = \frac{7 + 25,1D_s^{-2/5}}{1 + 0,76D_s^{-2/5}} + O(D_s^{-4/5}), \quad \Omega \gg D_s^{6/5}. \quad (7.48)$$

Отметим, что формулы, найденные в [17] для относительной дисперсии интенсивности сферической волны, рассеянной в турбулент-

ной атмосфере аэрозольным объемом с поперечными размерами $\Omega_r \ll \min \{1, D_s^{-2/3}\}$ при средней концентрации частиц $\bar{v} \gg 1$, совпадают с выражениями для $\sigma_{I,R}^2$, вытекающими из (7.46), (7.40) в области слабых и из (7.46), (7.47) в области сильных флуктуаций.

7.3.2. Экспериментальные исследования усиления флуктуаций интенсивности отраженного излучения

В п. 7.1 приведено соотношение (7.2) [1, 47], связывающее статистические моменты интенсивности прямой и отраженной от точечного рассеивателя сферических волн:

$$\langle (I^R(x_0, 0))^n \rangle = \langle I_{\text{пр}}^n(x, 0) I_{\text{обр}}^n(x_0, 0) \rangle = |u_0|^{-2n} |V_0|^{2n} \langle I_{\text{пр}}^{2n}(x, 0) \rangle, \quad (7.49)$$

где $I_{\text{пр}}$, $I_{\text{обр}}$ — интенсивности прямой и обратной волн. Если прямое и отраженное излучение идут по некоррелированным путям, то, используя (2.66), (2.67), находим

$$\langle (I^R(x_0, \mathbf{R}))^n \rangle_{\text{нк}} = \langle I_{\text{пр}}^n(x, 0) \rangle \langle I_{\text{обр}}^n(x_0, \mathbf{R}) \rangle, \quad \mathbf{R} \gg r_{Is}, \quad (7.50)$$

r_{Is} — масштаб пространственной корреляции интенсивности сферической волны на прямой трассе (п. 5.1.3). Используя взаимность прямой и обратной сферических волн, а также предполагая, что для неограниченных волн выполняется соотношение

$$\langle I_{\text{пр}}^n(x, 0) \rangle = \langle I_{\text{пр}}^n(x, \mathbf{R}) \rangle,$$

из (7.50) будем иметь

$$\langle (I^R(x_0, \mathbf{R}))^n \rangle_{\text{нк}} = \frac{|V_0|^{2n}}{|u_0|^{2n}} \langle I_{\text{пр}}^n(x, 0) \rangle^2 = \frac{|V_0|^{2n}}{|u_0|^{2n}} \langle I_{\text{пр}}^n(x, \mathbf{R}) \rangle^2. \quad (7.51)$$

В работе [33] предпринята экспериментальная проверка соотношений (7.49), (7.51) между моментами интенсивности отраженной и прямой волн. Измерения производились в модельных условиях за турбулентным слоем конечной толщины $L=0,8$ м. В эксперименте [33] излучение лазера ($\lambda=0,6322$ мкм) фокусировалось линзой. Расходящийся из фокуса световой пучок моделировал сферическую волну. Моделью точечного рассеивателя служило выпуклое сферическое зеркало с радиусом кривизны $R_{\text{сф}}=390$ мм.

Размер отражающего блика при этом составлял $\sqrt{\lambda R_{\text{сф}}}=0,5$ мм. Для регистрации флуктуаций в отраженном и в падающем на рассеиватель излучении на обоих концах трассы были установлены ФЭУ, работавшие в режиме счета фотоэлектронов. Приемные диафрагмы ФЭУ имели диаметр 0,1 мм. Измерение структурной характеристики флуктуаций диэлектрической проницаемости воздуха C_ϵ^2 в турбулентном потоке осуществлялось по уширению фокального пятна линзы, установленной вблизи отражателя [27].

Параметр D_s в измерениях не превышал значения 1,7. Из накопленной в эксперименте нормированной гистограммы числа фотоотсчетов $W(m)$ получалось значение начального момента порядка n

$$v_n^{\text{изм}} = \sum_{m=0}^{1023} m^n W(m). \quad (7.52)$$

Здесь m — число фотоотсчетов, зарегистрированное за интервал измерения $T=200$ мкс, 1023 импульса — емкость счетчика фото-

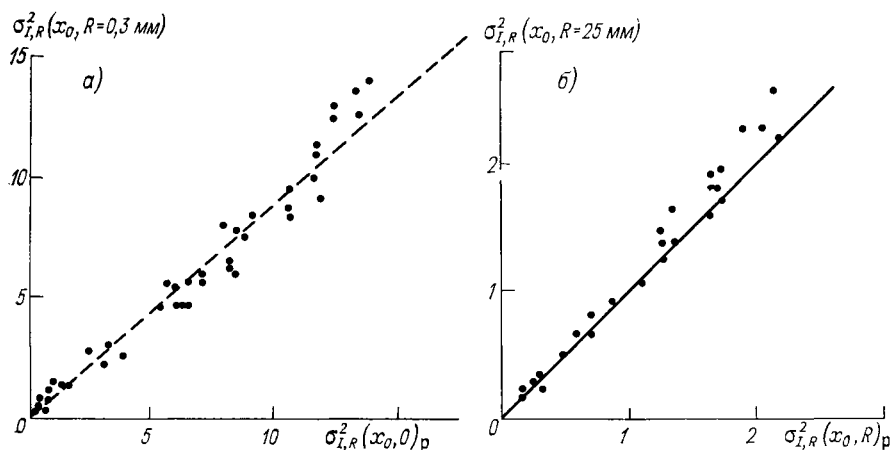


Рис. 7.5. Результаты экспериментальной проверки соотношений (7.49) (а) и (7.51) (б).

электронов. Переход от величины $v_n^{\text{изм}}$ (7.52) к статистическим мо-

ментам интенсивности света $\langle I^n \rangle = \int_0^\infty I^n p(I) dI$ осуществлялся на основании методики [29, 50]. Из найденных таким образом значений $\langle I^n \rangle$ вычислялись характеристики флуктуаций интенсивности в отраженном и падающем на рассеиватель излучении. Результаты измерений представлены на рис. 7.5 и 7.6.

С использованием (7.49), (7.51) относительная дисперсия интенсивности (2.35) рассеянной точечным отражателем волны выражается через моменты падающей на рассеиватель сферической волны следующим образом:

$$\sigma_{I,R}^2(x_0, 0) = \frac{\langle (I^R(x_0, 0))^2 \rangle}{\langle I^R(x_0, 0) \rangle^2} - 1 = \frac{\langle I_{\text{пр}}^4(x, 0) \rangle}{\langle I_{\text{пр}}^2(x, 0) \rangle^2} - 1, \quad (7.53)$$

$$\sigma_{I,R}^2(x_0, R) = \langle I_{\text{пр}}^2(x, 0) \rangle^2 - 1, \quad R \gg r_{Is}. \quad (7.54)$$

На рис. 7.5 а [33] по оси абсцисс отложены значения $\sigma_{I,R}^2(x_0, 0)_p$, рассчитанные согласно (7.53) из статистических моментов

$\langle I_{\text{пр}}^4(x, 0) \rangle$ и $\langle I_{\text{пр}}^2(x, 0) \rangle$ интенсивности волны, прошедшей трассу в прямом направлении от источника до отражателя. По оси ординат отложена величина $\sigma_{I,R}^2(x_0, R=0,3 \text{ мм})$, полученная из значений $\langle (I^R(x_0, 0))^2 \rangle$, $\langle I^R(x_0, 0) \rangle$ моментов интенсивности отраженного излучения. Штриховая прямая проведена по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов. Коэффициент наклона этой прямой равен $C=0,81 \pm 0,06$. Так как измерения производились не строго при $R=0$, а при конечном $R=0,3 \text{ мм}$ полу-

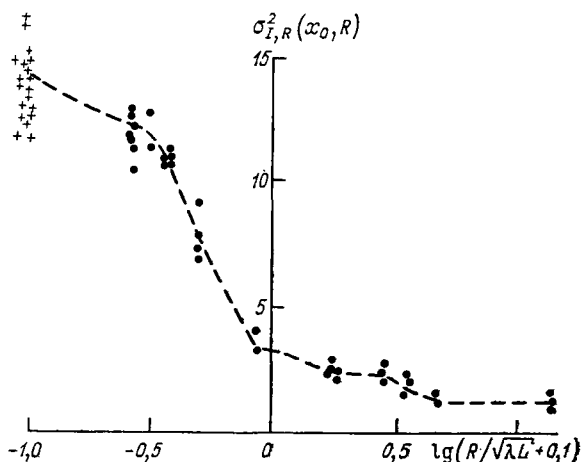


Рис. 7.6. Экспериментальная зависимость $\sigma_{I,R}^2$ от положения точки наблюдения.

ченное значение $C < 1$ следует считать соответствующим соотношению (7.53). Данные на рис. 7.5 а показывают, что вблизи источника значения $\sigma_{I,R}^2$ действительно определяются четвертым моментом интенсивности в излучении, падающем на рассеиватель.

На рис. 7.5 б [33] представлены результаты измерений $\sigma_{I,R}^2(x_0, R=25 \text{ мм})$ при значительном удалении от точки источника $R=25 \text{ мм} > \sqrt{\lambda L}=17 \text{ мм}$, что обеспечивало отсутствие корреляции прямой и обратной волн. По оси абсцисс отложена величина $\sigma_{I,R}^2(x_0, R)_p$, рассчитанная с использованием измеренных значений $\langle I_{\text{пр}}^2(x, 0) \rangle$ по формуле (7.54). По оси ординат отложено измеренное значение $\sigma_{I,R}^2(x_0, R=25 \text{ мм})$. Точки этого графика хорошо ложатся на прямую, соответствующую равенству $\sigma_{I,R}^2(x_0, R)_p = \sigma_{I,R}^2(x_0, R=25 \text{ мм})$. Таким образом, соотношения (7.49), (7.51) выполняются для условий эксперимента [33].

В работе [33] изучалась также зависимость $\sigma_{I,R}^2(x_0, R)$ от положения точки наблюдения R при фиксированных значениях

моментов падающей на рассеиватель волны ($D_s \approx 1,7$). Результаты отражены на рис. 7.6. По оси абсцисс нанесены значения $\lg(R/\sqrt{\lambda L} + 0,1)$. Величина 0,1 добавлена, чтобы избежать чрезмерного растяжения графика при $R \rightarrow 0$. По оси ординат отложены измеренные значения $\sigma_{I,R}^2(x_0, R)$. График наглядно показывает, что усиление флуктуаций вблизи источника (по сравнению с рассеянием вбок) может быть весьма значительным: $\sigma_{I,R}^2(x_0, R \ll \sqrt{\lambda L})$ превышает $\sigma_{I,R}^2(x_0, R \gg \sqrt{\lambda L})$ почти в 8 раз.

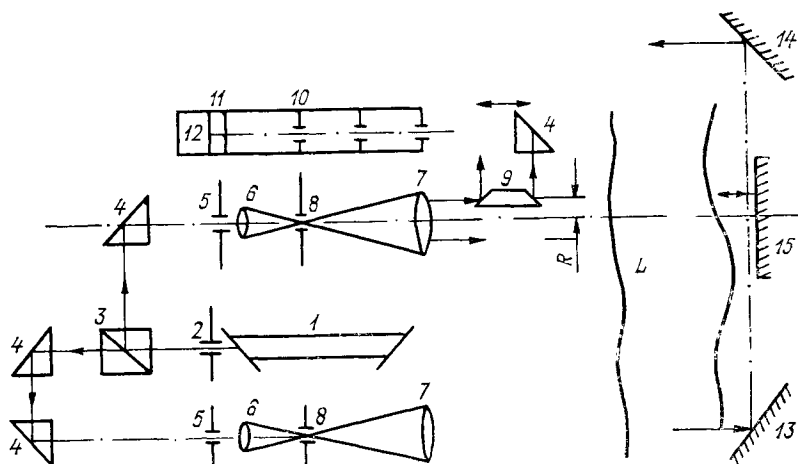


Рис. 7.7. Схема экспериментальной установки для синхронных измерений на прямой и локационной трассах.

Экспериментальное исследование усиления дисперсии флуктуаций интенсивности отраженного излучения на реальных атмосферных трассах проведено в [44]. Измерения производились при полном перехвате отражающим зеркалом падающей световой волны (безграничный отражатель) в зависимости от дифракционного размера Ω излучателя.

Обобщенная схема установки, на которой производились измерения, приведена на рис. 7.7. Луч от ОКГ ЛГ-38 ($\lambda = 0,6328$ мкм) 1 проходил через диафрагму 2, светоделительную призму 3 и поступал на коллиматоры 6—7, где формировались опорный и локационный пучки. Опорный луч распространялся по П-образной трассе, что соответствовало прямому прохождению волной расстояния $2L$ ($L = 200, 500$ м, база между зеркалами 13, 14 около 1,5 м). Отражателями были высококачественные зеркальные диски 13—15 диаметром 500 мм. Для выделения отраженного сигнала использовалось диагональное зеркало 9, выполненное на скошенном торце кварцевого цилиндра диаметром 1 мм, подвешенного на растяжках диаметром 0,1 мм. Зеркальце переме-

шалось в поперечной к направлению распространения плоскости на расстояние R от оси системы в обе стороны. Приемниками по обоим каналам были фотоэлектронные умножители ФЭУ-79 12 с блендами 10 и интерференционными фильтрами 11 с полосой пропускания около 3 нм. Диаметр входной апертуры перед ФЭУ изменялся от 0,7 до 0,3 мм. При такой схеме отраженное от зеркала 15 излучение может последовательно несколько раз проходить через оптический тракт, отражаясь от выходного зеркала ОКГ. Специальные измерения в режиме плоской волны с установкой вспомогательного зеркала после коллиматора 6—7 пока-

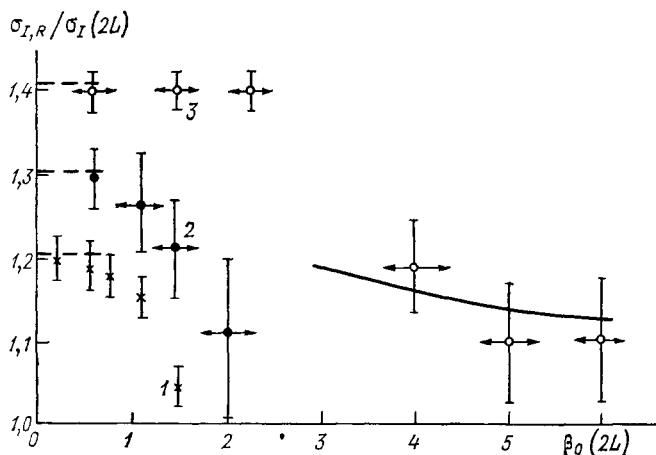


Рис. 7.8. Результаты измерения отношения $\sigma_{I,R}/\sigma_I(2L)$ в зависимости от интенсивности турбулентности на трассе.

зали, что при рассогласовании оптических осей прямого и отраженного от зеркала пучков на угол не менее $2''$ вклад переотраженного излучения составлял не более 0,1 % от принятого. При формировании расходящихся пучков, близких к сферической волне, из коллиматоров удалялись окуляры 6. Приведенная схема разделения прямого и отраженного сигналов в локационном канале обеспечивала практически 100 %-ную их развязку. Сигналы с выходных усилителей ФЭУ-79 по обоим каналам синхронно регистрировались кодовым магнитным накопителем [21]. Эксперимент сопровождался синхронными измерениями структурной характеристики C_ϵ^2 диэлектрической проницаемости воздуха.

На рис. 7.8 представлены результаты измерений из работы [44]. Цифрами 1, 3, 2 обозначены данные соответственно для источника плоской и сферической волн и пространственно ограниченного пучка ($\Omega \approx 1$). По оси ординат отложено отношение $\sigma_{I,R}$ к относительному среднему квадратическому отклонению интенсивности на прямой трассе удвоенной длины $\sigma_I(2L)$. По оси абсцисс отложен параметр $\beta_0(2L) = [1,23 C_\epsilon^2 k'^2 L^2 (2L)^{11/6}]^{1/2}$, характеризующий условия распространения на прямой трассе длиной $2L$.

Вертикальными отрезками указан разброс экспериментальных данных. Штриховыми линиями отмечены теоретические значения отношения $\sigma_{I,R}/\sigma_I(2L)$, найденные для условий слабых флуктуаций ($\beta_0^2 < 1$) с помощью результатов, которые представлены на рис. 7.2, сплошной линией — расчет по формуле (7.33).

Из рисунка видно, что при $\beta_0(2L) < 1$ экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчета. С увеличением параметра $\beta_0(2L)$ эффект усиления для плоской волны и узкого коллимированного пучка ослабевает и при $\beta_0(2L) \approx 1,5$ для плоской волны он практически отсутствует. Тенденция к уменьшению

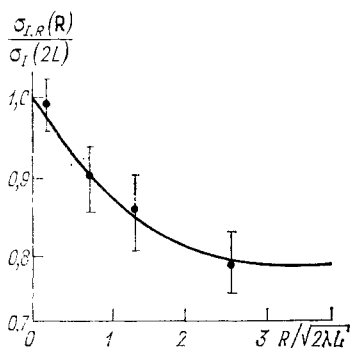


Рис. 7.9. Экспериментальная зависимость $\sigma_{I,R}(R)/\sigma_I(2L)$.

эффекта усиления флуктуаций интенсивности для сферической волны с ростом интенсивности турбулентности на трассе выражена значительно меньше. Экспериментальные результаты в области значений $b_0 > 4$ находятся в качественном согласии с расчетом по асимптотической формуле (7.33).

Зависимость отношения $\sigma_{I,R}/\sigma_I(2L)$ от расстояния R между приемником и источником сферической волны приведена на рис. 7.9 при значениях параметра $\beta_0(2L) = 0,5$. Крайняя левая экспериментальная точка на графике соответствует значению $R = 3$ мм. Сплошная линия — расчет по формуле (7.28). Вертикальные отрезки — разброс экспериментальных данных. Видно, что для слабых флуктуаций интенсивности усиление локализовано в области, определяемой радиусом первой зоны Френеля.

В работе [44] проведено также исследование закона распределения вероятностей флуктуаций интенсивности на трассе с отражением в условиях полного перехвата отражателем падающего на него излучения. Результаты экспериментального определения высших моментов и гистограмм мгновенных значений интенсивности отраженного излучения представлены на рис. 5.29 и 5.30 вместе с результатами для этих характеристик, полученными из измерений на прямых трассах. Из рисунков следует, что в случае полного перехвата падающей на отражатель волны закон распределения вероятностей интенсивности отраженного строго назад излучения тот же, что и на трассах, где эффекты корреляции

встречных волн отсутствуют (прямых и П-образных). Качественно это согласуется с выводами работ [11, 47], где говорится о том, что различия в законах распределения флуктуаций интенсивности на прямых и локационных трассах следует ожидать лишь при рассеянии на точечном отражателе, когда происходит полная стохастическая модуляция отраженного излучения за счет флуктуаций интенсивности в падающей волне.

7.4. Пространственная корреляция и спектры флуктуаций интенсивности отраженного излучения

Пространственно-временная структура флуктуаций интенсивности отраженного излучения также имеет ряд особенностей по сравнению со случаем распространения только в одном направлении. В частности, при рассеянии на точечном отражателе независимо от дифракционных параметров падающего пучка пространственная корреляция интенсивности сохраняется при бесконечно большом удалении точек наблюдения друг от друга. При этом уровень остаточной корреляции зависит от способа разнесения точек наблюдения. Впервые на существование этого эффекта было указано в работе [16], где конкретный расчет уровня остаточной корреляции был проведен для случая рассеяния сферической волны на точечном отражателе в условиях слабых флуктуаций интенсивности.

При произвольных значениях дифракционного параметра Ω выходной апертуры для уровня остаточной корреляции слабых флуктуаций интенсивности гауссова пучка, рассеянного точечным отражателем в обратном направлении, имеем результаты [11, 14]:

$$b_{I,R} = \frac{\sigma_I^2}{\sigma_{I,s}^2 + \sigma_I^2}, \text{ если } \mathbf{R} = 0, \rho \rightarrow \infty;$$

$$b_{I,R} = \frac{\sigma_I^2 + B_{I,K}(0)}{(\sigma_{I,s}^2 + \sigma_I^2)^{1/2} \sigma_{I,R}(0)}, \text{ если } \mathbf{R} = \rho/2, \rho \rightarrow \infty,$$

где $\sigma_{I,R}(0)$ и $B_{I,K}(0)$ рассчитываются по формулам (7.26), (7.27). Увеличение размеров отражающего зеркала приводит к исчезновению остаточной корреляции, что обусловлено усреднением флуктуаций интенсивности падающего на него излучения.

Результаты расчета коэффициента корреляции $b_{I,R}(\rho)$ при осесимметричном разноразном точек наблюдения $\mathbf{R}=0$ представлены на рис. 7.10 [14]. Видно, что пространственная структура флуктуаций интенсивности отраженного излучения характеризуется наличием глубокой отрицательной корреляции в случае формирования в результате отражения пространственно ограниченного пучка света ($\Omega_e \approx 1$). Увеличение дифракционного параметра Ω при фиксированном значении $\Omega_e=1$ приводит к возрастанию уровня отрицательной корреляции. Одновременно происходит уменьшение радиуса положительной корреляции, определяемого

из равенства $b_{I,R}(r_{IR})=0$. Остаточная корреляция при $\Omega_r \ll 1$ минимальна в случае падения на отражатель пространственно ограниченного волнового пучка и максимальна при отражении безграничной плоской волны.

Аналогично ведет себя коэффициент пространственной корреляции интенсивности отраженного излучения в случае уголка (рис. 7.11) [14]. Однако уровень отрицательной корреляции и

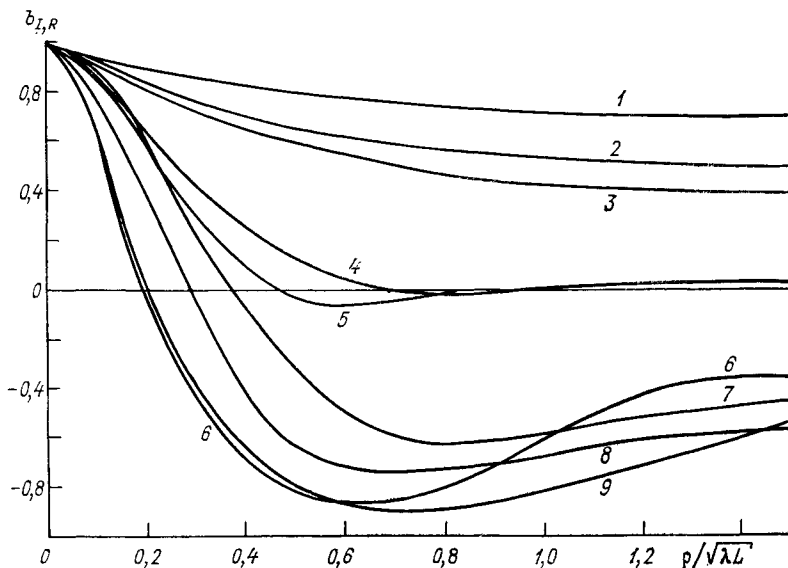


Рис. 7.10. Коэффициент пространственной корреляции слабых флуктуаций интенсивности (отражатель — зеркало).

Кривая	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ω_r	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}	10^3	10^3	1	1	10^3	1
Ω	10^3	10^{-3}	0,316	10^{-3}	10^3	10^3	10^{-3}	1	1

значения радиуса положительной корреляции при одних и тех же дифракционных параметрах Ω и Ω_r у уголка и зеркала оказываются разными. В частности, радиус положительной корреляции интенсивности отраженного от уголка лазерного пучка значительно превышает значения, соответствующие отражению от зеркала.

Из анализа формулы (7.30) и результатов расчета на рис. 7.11 следует, что, в отличие от случая отражения от безграничного зеркала, пространственная структура слабых флуктуаций интенсивности отраженного от уголка больших размеров излучения существенно статистически неоднородна. Если при несимметричном разнесе точек наблюдения ($\mathbf{R}=\mathbf{p}/2$) корреляция убывает до нуля, то при их осесимметричном разнесении происходит убывание корреляционной функции до уровня, определяемого величиной $\sigma_{IK}^2 = 1,67\beta_0^2$ (7.29). Сохранение остаточной корреляции в последнем

случае объясняется корреляцией волн, распространяющихся до и после отражения по разным неоднородностям среды навстречу друг другу [35, 37].

В области сильных флуктуаций результаты, полученные для коэффициента пространственной корреляции интенсивности отраженных волн [11, 47], сводятся к следующему. Если падающая волна сферическая, а отражатель точечный, то в зависимости от

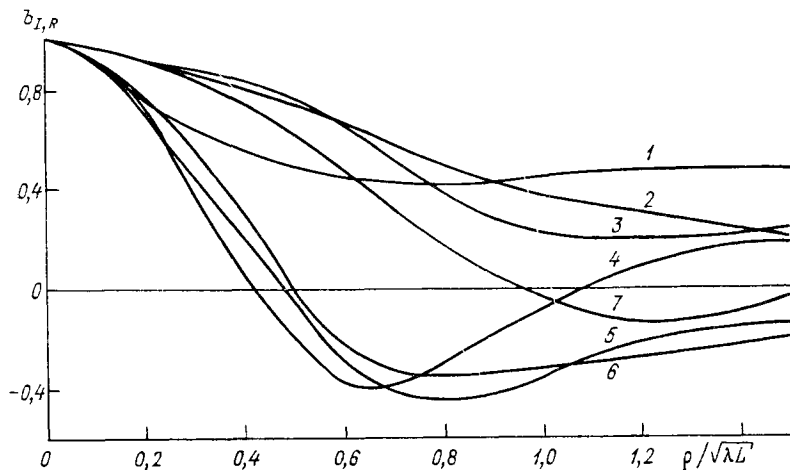


Рис. 7.11. Коэффициент пространственной корреляции слабых флуктуаций интенсивности (угловой отражатель).

Кривая	1	2	3	4	5	6	7
Ω_r	10^3	10^3	1	1	1	10^3	10^3
Ω	10^3	10^{-3}	10^{-3}	10^3	1	1	10^3

способа разнесения точек наблюдения коэффициент $b_{I,R}$ без учета членов $O(D_s^{-2/3})$ представляется в виде:

$$b_{I,R}(\mathbf{R}, \rho) = \frac{1}{3} [1 + 2 \exp\{-2 (\rho/\rho_s)^{5/3}\}], \quad (7.55)$$

если $R \gg \rho_s$ ($|\rho_1|, |\rho_2| \gg \rho_s$),

$$b_{I,R}(\mathbf{R}, \rho) = \frac{2}{\sqrt{5}} \cdot \frac{1 + 4 \exp\{-2 (\rho/\rho_s)^{5/3}\}}{[3 + 14 \exp\{-2 (\rho/\rho_s)^{5/3}\} + 3 \exp\{-4 (\rho/\rho_s)^{5/3}\}]^{1/2}}, \quad (7.56)$$

если $R = \rho/2$,

$$b_{I,R}(\mathbf{R}, \rho) = \left[1 + 2 \exp\{-2 (\rho/\rho_s)^{5/3}\} + 6 \exp\left\{-2 \left(\frac{\rho}{2\rho_s}\right)^{5/3}\right\} + \right. \\ \left. + 8 \exp\left\{-\left(\rho/\rho_s\right)^{5/3}\right\} \exp\left\{-2 \left(\frac{\rho}{2\rho_s}\right)^{5/3}\right\} + 3 \exp\left\{-4 \left(\frac{\rho}{2\rho_s}\right)^{5/3}\right\} \right] \times \\ \times [3 + 14 \exp\{-2 (\rho/\rho_s)^{5/3}\} + 3 \exp\{-4 (\rho/\rho_s)^{5/3}\}]^{-1}, \quad (7.57)$$

если $R = 0$.

Из полученных формул следует, что структура пространственной корреляции сильных флуктуаций интенсивности отраженной от «точки» сферической волны, как и в случае слабых флуктуаций, не является статистически однородной. Построенные с помощью (7.55)—(7.57) кривые для коэффициента корреляции на рис. 7.12 показывают, что масштаб спада $b_{I,R}(\mathbf{R}, \rho)$ до своего остаточного уровня $\rho_{\text{ост}}$ в зависимости от расположения точек наблюдения оказывается разным. В случае симметричного разнеса ($\mathbf{R}=0$)

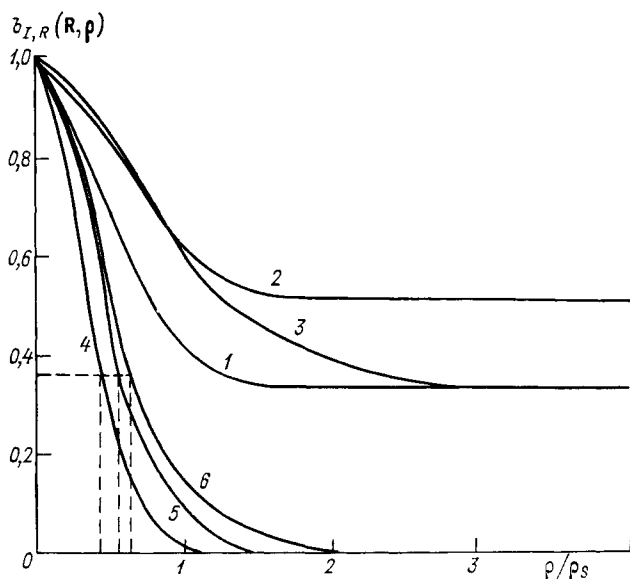


Рис. 7.12. Коэффициент корреляции сильных флуктуаций интенсивности отраженной сферической волны

$$1-3) \Omega_r \ll D^{-6/5}; \quad 4-6) \Omega_r \gg D_s^{6/5}.$$

Несимметричный разнос: 1, 4) $R > \rho_s$ ($|\rho_1|, |\rho_2| > \rho_s$); 2, 5) $\mathbf{R} = \rho/2$; симметричный разнос: 3, 6) $\mathbf{R} = 0$.

$\rho_{\text{ост}} \approx 2\rho_s$, при несимметричном ($\mathbf{R} = \rho/2$) или при $|\rho_1|, |\rho_2| \gg \rho_s$ $\rho_{\text{ост}} \approx \rho_s$. Уровень остаточной корреляции $b_{I,R}(\rho_{\text{ост}})$ также зависит от положения точек наблюдения: $b_{I,R}(\rho_{\text{ост}}) = 2/\sqrt{15}$, если $\mathbf{R} = \rho/2$, и $b_{I,R}(\rho_{\text{ост}}) = 1/3$, если $R \gg \rho_s$ или $\mathbf{R} = 0$.

При падении на точечный отражатель плоской волны коэффициент корреляции $b_{I,R}$ описывается формулой (7.55) при любых положениях точек наблюдения. Таким образом, флуктуации интенсивности рассеянной точечным отражателем плоской волны являются статистически однородными, имеют постоянный уровень остаточной корреляции $b_{I,R}(\rho_{\text{ост}}) = 1/3$ и масштаб спада коэффициента корреляции до этого уровня, совпадающий с радиусом когерентности сферической волны $\rho_{\text{ост}} \approx \rho_s$.

Если отражение происходит от безграничного зеркала, то формулы для коэффициента корреляции интенсивности отраженной сферической волны имеют вид:

$$b_{I,R}(\mathbf{R}, \rho) = \exp \left\{ -4 \left(\rho / \rho_s \right)^{5/3} \right\}, \quad (7.58)$$

если $R \gg \rho_s$, ($|\rho_1|, |\rho_2| \gg \rho_s$);

$$b_{I,R}(\mathbf{R}, \rho) = [2\alpha^{1/2}(\rho)]^{-1} \left[3 \exp \left\{ -4 \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{5/3} \right\} + \exp \left\{ -2 \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{5/3} \right\} \right], \quad (7.59)$$

если $\mathbf{R} = \rho/2$;

$$b_{I,R}(\mathbf{R}, \rho) = \left[\alpha \left(\frac{\rho}{2} \right) \right]^{-1} \left[\exp \left\{ -4 \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{5/3} \right\} + \exp \left\{ -4 \left(\frac{\rho}{2\rho_s} \right)^{5/3} \right\} + 2 \exp \left\{ -2 \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{5/3} \right\} \exp \left\{ -\frac{16}{3} \left(\frac{\rho}{2\rho_s} \right)^{5/3} \right\} \right], \quad (7.60)$$

если $\mathbf{R} = 0$.

Здесь

$$\alpha(\rho) = 1 + \exp \left\{ -4 \left(\rho / \rho_s \right)^{5/3} \right\} + 2 \exp \left\{ -2 \left(\rho / \rho_s \right)^{5/3} \right\}.$$

Функции (7.58)–(7.60) изображены на рис. 7.12 (кривые 4–6). Из формул (7.58)–(7.60) и рисунка следует, что случайное поле флуктуаций интенсивности сферической волны и в случае отражения от безграничного зеркала является статистически неоднородным. Радиус корреляции интенсивности, определяемый по спадаанию $b_{I,R}(\mathbf{R}, \rho)$ до уровня e^{-1} , минимален на «периферии» ($R \gg \rho_s$). В этом случае он совпадает с радиусом корреляции интенсивности сферической волны, прошедшей удвоенную трассу в прямом направлении $r_{IR} = r_{Is}(2L) = 0,44\rho_s$, и возрастает по мере приближения к направлению «строго назад». При асимметричном разноте ($\mathbf{R} = 0$) радиус r_{IR} в 1,4 раза превышает значение, соответствующее прямой трассе двойной длины: $r_{IR} = 1,4r_{Is}(2L) = 0,63\rho_s$.

Если от безграничного зеркала отражается плоская волна, то для коэффициента корреляции имеем [11, 47]:

$$b_{I,R}(\mathbf{R}, \rho) = b_{I,R}(\rho) = \exp \left\{ -4 \cdot \frac{8}{3} \left(\frac{\rho}{\rho_s} \right)^{5/3} \right\}. \quad (7.61)$$

Откуда следует, что масштаб пространственной корреляции в этом случае не зависит от способа разнесения точек наблюдения и равен радиусу корреляции плоской волны, прошедшей трассу удвоенной длины

$$r_{I,R} = r_{I,n}(2L) = 2^{-3/5} \rho_n(2L) = \left(4 \cdot \frac{8}{3} \right)^{-3/5} \rho_s.$$

Временная структура флуктуаций интенсивности отраженного излучения теоретически изучена существенно меньше, чем пространственная. Известны лишь две работы [45, 52], где в прибли-

жении метода плавных возмущений рассмотрены частотные спектры интенсивности оптического излучения, отраженного от безграничной зеркальной плоскости в турбулентной атмосфере. Показано, что расхождение с расчетами спектров интенсивности для прямых трасс в этом случае незначительно.

Более полное исследование временных спектров интенсивности отраженного излучения проведено экспериментальным путем [40, 49]. Измерения в [40] производились с зеркальным диском и угол-

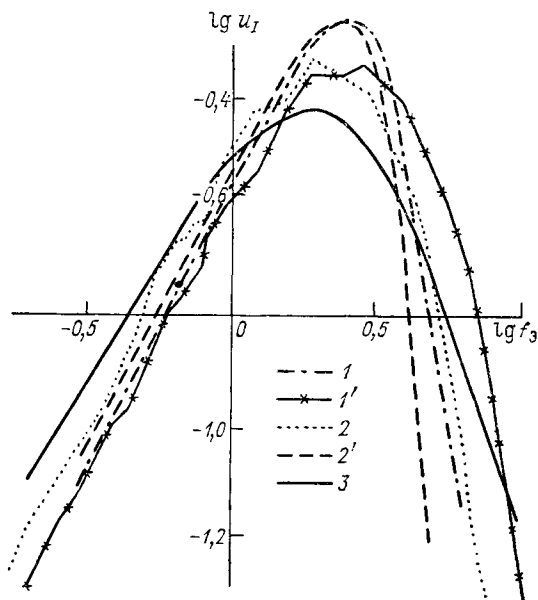


Рис. 7.13. Спектры флуктуаций интенсивности сферической волны, отраженной от плоского зеркала.

ковым отражателем по схеме, изображенной на рис. 7.7. Световой диаметр уголка составлял 2,6 см, точность изготовления двухгранных уголков при вершине примерно $1''$, угол между осью волны и нормалью к передней грани не превышал 10° . Модифицированный анеморумбометр М-47 позволял оценивать как средний за время измерений поперечный трассе ветер $v_\perp$, так и его флуктуационную компоненту $\sigma_\perp$. Отношение $\sigma_\perp/v_\perp$ изменялось в интервале 0,2—0,5. Временные спектры рассчитывались методом быстрого преобразования Фурье. Сглаживание периодограмм проводилось по отрезкам реализаций 3—4 с и по соседним частотам так, что число степеней свободы одной реализации было не менее 10^3 . Это обеспечивало статистическую погрешность оценки примерно 1 % при разрешающей способности по всему спектру около 2 Гц. Типичные спектры по реализациям длительностью до 4 мин изображены на рис. 7.13—7.15. По оси абсцисс отложен логарифм

безразмерной частоты $f_a = f / ((v_{\perp}^2 + \sigma_{\perp}^2)^{1/2} / \sqrt{2\pi\lambda L})$, по оси ординат — логарифм безразмерного спектра u_f .

Временные спектры флуктуаций интенсивности отраженной от плоского зеркала сферической волны ($\Omega \approx 10^{-2}$) изображены на рис. 7.13. Смещение приемника относительно центра излучающей апертуры в эксперименте было не более 3 мм. Как видно из рисунка, форма кривых одинакова, но на локационной трассе (кри-

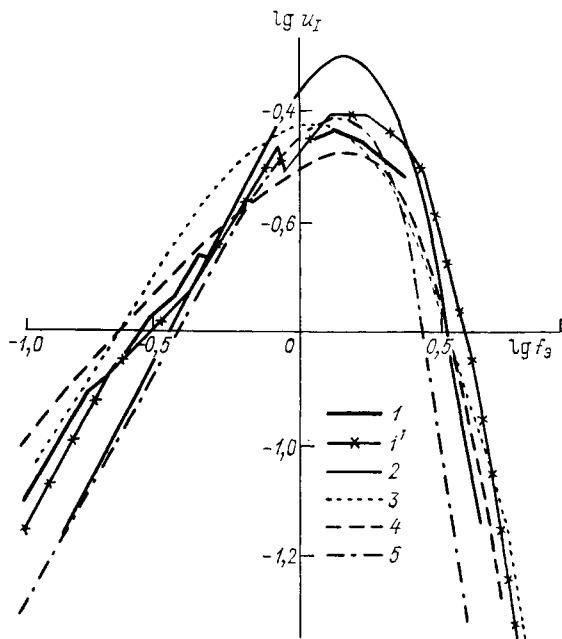


Рис. 7.14. Спектры флуктуаций интенсивности узкого коллимированного пучка после отражения от зеркала в обратном направлении.

вая 1') спектр сдвинут в область высоких частот относительно спектра на прямой трассе (кривая 1). Расчету в предположении постоянного ветра при смещении приемной апертуры от центра передатчика на $0,2\sqrt{\lambda L}$ [45] соответствует кривая 2', кривая 2 — спектр по прямой трассе. На рисунке также показана граница эволюции временного спектра флуктуаций интенсивности при изменении отношения $\sigma_{\perp}/v_{\perp}$ от 0 до ∞ (кривая 3, $v=0$) [41], полученная в приближении «локальной заморозенности» для прямой трассы. Сравнивая экспериментальные данные с расчетами, можно сказать, что уменьшение максимума и расширение экспериментального спектра по сравнению с расчетным 2' связано с влиянием флуктуаций скорости и направления ветра ($\sigma_{\perp}/v_{\perp} = 0,2 \dots 0,3$). Однако различие теории с экспериментом в области высоких

частот остается большим, даже если учитывать флуктуации ветра.

На рис. 7.14 проводится сравнение частотных спектров флуктуаций интенсивности узкого коллимированного пучка с параметром Ω , равным 1, на прямой трассе (кривая 1) и на трассе с отражением от зеркального диска (кривая 1'). Параметр $\beta_0 = 1,34$ ($D_s(2a) = 5,1$). Оценка $\sigma_{\perp}/v_{\perp} = 0,3 \dots 0,4$. Здесь также показаны временные спектры, рассчитанные в приближении «локальной за-

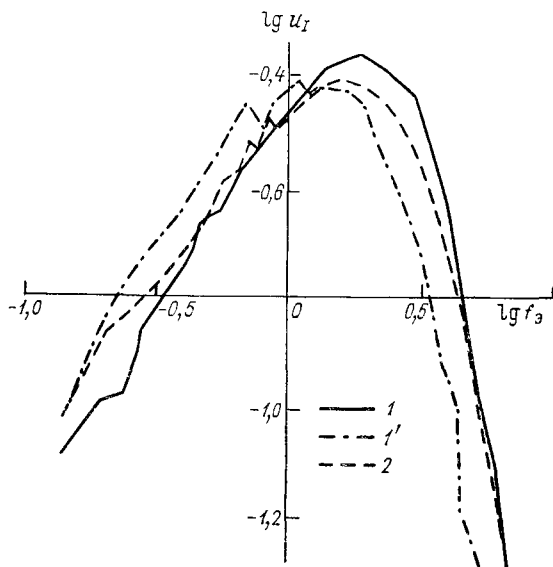


Рис. 7.15. Сравнение экспериментальных спектров интенсивности узкого коллимированного пучка, полученных на локационных и на прямой трассах.

мороженности» (кривые 2 ($\sigma_{\perp} = 0$) и 3 ($v_{\perp} = 0$)) [41], и теоретические данные работы [9] (см. рис. 5.9), полученные для узкого пучка $\Omega = 1$ при $D_s(2a) = 3$ (кривая 4) на прямой трассе.

Как видно из рисунка, экспериментальные спектры на прямой и локационной трассах отличаются незначительно, что согласуется с выводами теоретической работы [45]. Кривая 4, полученная на основе фазового приближения метода Гюйгенса—Кирхгофа, лучше описывает экспериментальные данные, чем расчет методом плавных возмущений (кривая 2). Учет флуктуаций скорости ветра (кривая 3) приводит к улучшению согласия экспериментальных результатов с расчетными. Реальная точность наведения отраженной строго назад волны $\Delta = 0,5 \dots 1$ см. Для узкого коллимированного пучка эта величина сравнима с его размером. Поэтому не только условия распространения излучения (β_0) и флуктуации

скорости ветра, но и неточность настройки может приводить к изменению вида спектральных функций. Кривая 5 соответствует случаю $\Delta = 0,12\sqrt{\lambda L}$ [45].

Результаты синхронных измерений частотных спектров интенсивности излучения, отраженного от уголкового отражателя, и на трассе, имитирующей прямую, приведены на рис. 7.15. На рисунке кривая I' — спектр при отражении узкого пучка $\Omega=1$ от уголкового отражателя, кривая I — спектр на прямой трассе. Сюда же наложена кривая I' из рис. 7.14, (кривая 2), соответствующая случаю отражения узкого пучка от плоского зеркала. Видно, что при отражении от уголка спектр флуктуаций интенсивности более низкочастотный, чем на прямой трассе и при отражении от зеркала. Последний результат качественно согласуется с расчетными данными, представленными на рис. 7.10 и 7.11, которые показывают, что в случае уголкового отражателя масштаб пространственной корреляции интенсивности больше, чем при отражении от зеркала.

ГЛАВА 8. СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОТРАЖЕННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИЕМНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

При разработке оптических локаторов, лидаров возникает необходимость в учете влияния «геометрических» факторов приемопередатчика на характеристики эхосигнала. Если при этом требуется оценить искажения сигнала за счет атмосферной турбулентности, то нельзя обойти вопрос о влиянии параметров приемной оптической системы на флуктуации поля отраженной волны и, в частности, на эффекты, обусловленные корреляцией встречаемых волн.

Как показано в [15—18, 24], влияние приемной системы на характеристики отраженного в атмосфере сигнала может быть значительным. Например, если осуществлять фокусировку отраженной волны, то увеличение средней интенсивности в фокусе приемной линзы будет происходить при условиях, когда усиления обратного рассеяния в плоскости самой линзы нет.

В главе проводится анализ влияния параметров приемной оптической системы на эффекты усиления обратного рассеяния и флуктуации интенсивности в зависимости от турбулентных условий распространения и свойств отражающей поверхности и источника. рассмотрены случайные смещения изображения лоцируемых объектов.

8.1. Средняя интенсивность оптического изображения при локации в турбулентной атмосфере

Согласно (3.34), распределение средней интенсивности отраженной волны в плоскости, отстоящей на расстояние l от выходного зрачка приемного объектива, записывается в виде

$$\langle I^R(l, \mathbf{R}) \rangle \left(\frac{k}{2\pi l} \right)^2 \int T(\mathbf{p}_1) T(\mathbf{p}_2) \exp \left\{ ik \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{F_t} \right) (\rho_1^2 - \rho_2^2) - i \frac{k}{l} (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) \mathbf{R} \right\} \Gamma_2^R(x_0, \mathbf{p}_2) d\mathbf{p}_2. \quad (8.1)$$

Подставив в (8.1) асимптотические выражения для $\Gamma_2^R(x_0, \mathbf{p}_2)$, соответствующие слабым и сильным флуктуациям интенсивности (см. п. 7.2), и произведя интегрирование по векторным переменным $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$, можно найти, как изменяется в продольном направлении значение усиления средней интенсивности $\langle I^R(l, \mathbf{R}) \rangle$ отраженной волны после прохождения через фокусирующую линзу.

Для области слабых флуктуаций введем фактор $\tilde{N}(l, \mathbf{R}) = [\langle I^R(l, \mathbf{R}) \rangle - I_0^R(l, \mathbf{R})] / [\beta_0^2 I_0^R(l, \mathbf{R})]$, характеризующий отклонение средней интенсивности принимаемого сигнала $\langle I^R(l, \mathbf{R}) \rangle$ от соответствующего значения $I_0^R(l, \mathbf{R})$ в однородной среде. Резуль-

таты расчета фактора $\tilde{N}$ с использованием (8.1), (2.66), (2.69), (2.70) при $\mathbf{R}=0$ [9] для различных дифракционных размеров источника, отражателя и приемника приведены на рис. 8.1.

Из рисунка видно, что в окрестности плоскости минимального изображения l_n эффект усиления обратного рассеяния исчезает из-за турбулентного уширения распределения интенсивности. В случае падения на точечный отражатель плоской волны (кривые θ) фактор $\tilde{N}(l, 0)$ в области фокуса может при $\Omega_t \geq 1$ возрасти вследствие дальних корреляций отраженного поля [15, 16].

Особенно заметно эффект дальних корреляций отраженной волны проявляется в условиях сильных флуктуаций интенсивности. Действительно, из формул (7.24), (7.25) для плоской волны следует, что слагаемые $\Gamma_{20}^{(2)}$ асимптотически малы ($\sim D_s^{-12/5}$) по сравнению с $\Gamma_{20}^{(1)}$, и усиления обратного рассеяния в плоскости линзы практически нет. Однако масштаб спада этих слагаемых до уровня e^{-1} по разностной координате существенно больше, чем у слагаемых $\Gamma_{20}^{(1)}$. В зависимости от размеров отражающего зеркала он определяется дифракционным размером радиуса когерентности либо плоской $L/(k\rho_n)$ ($\Omega_r \gg D_s^{6/5}$), либо сферической $L/(k\rho_s)$ ($\Omega_r \ll D_s^{-6/5}$) волны и растет с увеличением турбулентности на трассе. Иными словами, малый поток энергии от протяженного источника, определяемый слагаемым $\Gamma_2^{(2)}(x_0, \mathbf{p}_2) \sim D_s^{-12/5}$, «разма-

зан» [17] в плоскости излучателя. Это создает предпосылки для его эффективной фокусировки с помощью линзы, помещенной вблизи источника [17].

Подставим (7.24) в (8.1). При условии $\Omega_t \gg D_s^{3/5}$ в фокальной ($l = F_t$) плоскости для $\langle I^R \rangle$ будем иметь [10, 17]

$$\begin{aligned} \langle I^R(F_t, \mathbf{R}) \rangle &= \langle I^{(1)}(F_t, \mathbf{R}) \rangle + \langle I^{(2)}(F_t, \mathbf{R}) \rangle = \\ &= \left(\frac{u_0 V_0 T_0 L}{2F_t} \right)^2 \frac{\Omega_t}{2 \left(\frac{4}{3} D_s \right)^{3/5}} \left[\exp \left\{ - \frac{L^2 R_f^2}{8F_t^2 \left(\frac{4}{3} D_s \right)^{3/5}} \right\} + \right. \\ &\quad \left. + \exp \left\{ - \frac{2}{3} \frac{L^2}{F_t^2} \left(\frac{4}{3} D_s \right)^{3/5} R_f^2 \right\} \right], \end{aligned} \quad (8.2)$$

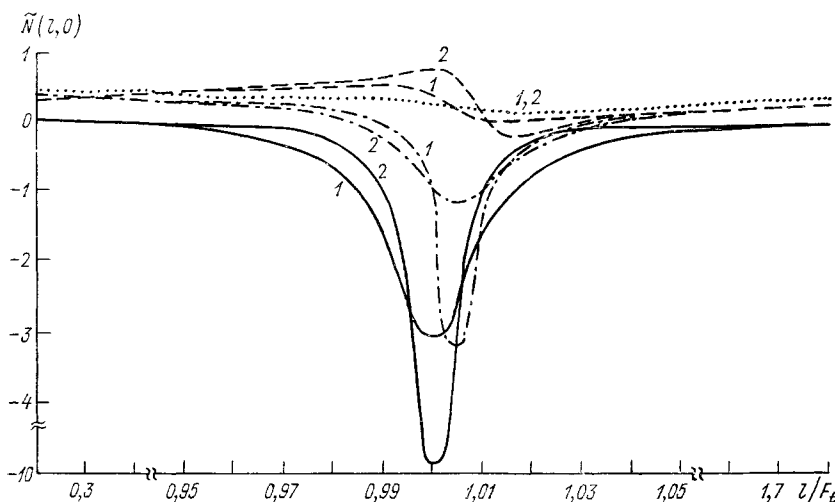


Рис. 8.1. Зависимость усиления обратного рассеяния от продольного смещения плоскости анализа изображения при $\Omega_t = 1$ (1) и $\Omega_t = 3$ (2).

Сплошные кривые — плоская волна, безграничное зеркало; штрихпунктирные кривые — сферическая волна, безграничное зеркало; штриховые кривые — плоская волна, точечный отражатель; пунктирная кривая — сферическая волна, точечный отражатель.

где $\langle I^{(1)} \rangle$ соответствует распространению на трассе длиной $2L$ с учетом изменения поля на отражателе за счет дифракции, $\langle I^{(2)} \rangle$ определяется корреляцией встречных волн. Таким образом, в фокусе линзы ($\mathbf{R} = 0$) происходит усиление [17] средней интенсивности отраженной волны в 2 раза по сравнению со случаем распространения на трассе удвоенной длины:

$$\langle I^R(F_t, 0) \rangle = 2 \langle I^{(1)}(F_t, 0) \rangle = \left(\frac{u_0 V_0 T_0 L}{2F_t} \right)^2 \frac{\Omega_t}{\left(\frac{4}{3} D_s \right)^{3/5}}. \quad (8.3)$$

Слагаемое $\langle I^{(1)}(F_t, \mathbf{R}) \rangle$ образует в фокальной плоскости широкий «пьедестал» радиуса $R_1 \approx 2 \sqrt{2} \cdot F_t \left(\frac{4}{3} D_s \right)^{3/5} / \sqrt{Lk}$, а слагае-

мое $\langle I^{(2)}(F_t, \mathbf{R}) \rangle$ образует на этом пьедестале узкий «пик» радиусом $R_2 \approx \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot F_t \left(\frac{4}{3} D_s\right)^{-3/5} / \sqrt{Lk}$ [17].

Будем теперь фокусировать сферическую волну после рассеяния на точечном отражателе. В этом случае в плоскости входного зрачка объектива происходит усиление средней интенсивности (см., например, (7.7)). Подставим (7.18) в (8.1). После вычисления соответствующих интегралов для средней интенсивности в плоскости изображения l_n приемной линзы при $\Omega_t \gg D_s^{6/5}$ будем иметь [10]

$$\begin{aligned} \langle I^R(l_n, \mathbf{R}) \rangle &= \langle I^{(1)}(l_n, \mathbf{R}) \rangle + \langle I^{(2)}(l_n, \mathbf{R}) \rangle = \\ &= \left(\frac{u_0 V_0 T_0}{L k^2 l_n} \right)^2 \left[\frac{3\Omega_t/4}{\left(\frac{4}{3} D_s\right)^{6/5}} \exp \left\{ -\frac{3}{4} \frac{L^2}{l_n^2} \frac{R_f^2}{\left(\frac{4}{3} D_s\right)^{6/5}} \right\} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{9/4}{\left(\frac{4}{3} D_s\right)^{12/5}} \exp \left\{ -\frac{3}{2} \frac{L^2}{l_n^2} \frac{R_f^2}{\left(\frac{4}{3} D_s\right)^{6/5}} \right\} \right]. \end{aligned} \quad (8.4)$$

Из (8.4) следует, что $\langle I^{(1)}(l_n, \mathbf{R}) \rangle \gg \langle I^{(2)}(l_n, \mathbf{R}) \rangle \left(\langle I^{(1)}(l_n, 0) \rangle / \langle I^{(2)} \times \right. \\ \times (l_n, 0) \rangle \sim \frac{1}{3} \Omega_t \left(\frac{4}{3} D_s\right)^{6/5} \gg 1 \right)$, т. е. эффект усиления обратного рассеяния в плоскости входного зрачка объектива ($\langle I^{(1)}(0, 0) \rangle = \langle I^{(2)}(0, 0) \rangle$) исчезает в плоскости минимального изображения.

Таким образом, если в случае протяженного источника дальние корреляции приводят после фокусировки к эффекту усиления средней интенсивности, то для точечного источника, наоборот, этот эффект после фокусировки линзой с размерами $\Omega_t \gg D_s^{6/5}$ пропадает.

Для количественной оценки превышения средней интенсивностью отраженной волны $\langle I^R(l, \mathbf{R}) \rangle$ значения, соответствующего трассе удвоенной длины $\langle I^{(1)}(l, \mathbf{R}) \rangle$, введем фактор

$$N(l, \mathbf{R}) = \langle I^R(l, \mathbf{R}) \rangle / \langle I^{(1)}(l, \mathbf{R}) \rangle = 1 + \langle I^{(2)}(l, \mathbf{R}) \rangle / \langle I^{(1)}(l, \mathbf{R}) \rangle.$$

С учетом членов $O(D_s^{-2/5})$, в случае плоской волны при $\Omega_t \gg D_s^{6/5}$ имеем [6, 8]

$$N(F_t, 0) = N = 1 + \sigma_{I, n}^2 = 2 + 0,86\beta_0^{-1/5} + O(B_0^{-8/5}) \quad (8.5)$$

при любых дифракционных размерах отражающей поверхности, где $\sigma_{I, n}^2$ — дисперсия сильных флуктуаций интенсивности плоской волны на прямой трассе длиной L (5.6). Для исходной сферической волны при тех же условиях усиления практически нет:

$$\begin{aligned} N &= 1 + 0,4\beta_0^{-4/5} + O(\beta_0^{-8/5}), \quad \Omega_r \ll D_s^{-6/5}, \\ N &= 1 + O(\beta_0^2 \Omega_r^{-7/5}), \quad \Omega_r \gg D_s^{6/5}. \end{aligned} \quad (8.6)$$

Из анализа выражений для $N(F_t, 0)$ при произвольных значениях параметров Ω, Ω_t [8] следует, что усиление интенсивности отраженного излучения в фокусе линзы $\langle I^{(2)}(F_t, 0) \rangle = \langle I^{(1)}(F_t, 0) \rangle$, $N(F_t, 0) \geq 2$ будет происходить, если выполняются условия $\Omega_t \gg D_s^{6/5}$ при $\Omega \gg D_s^{6/5}$, $D_s^{-6/5} \ll \Omega_t \ll D_s^{6/5}$ при $D_s^{-6/5} \ll \Omega \ll D_s^{6/5}$ и $\Omega_t \ll D_s^{-6/5}$ при $\Omega \ll D_s^{-6/5}$. В остальных случаях $\langle I^{(1)}(F_t, 0) \rangle \gg \langle I^{(2)}(F_t, 0) \rangle$ и $N(F_t, 0) = 1$.

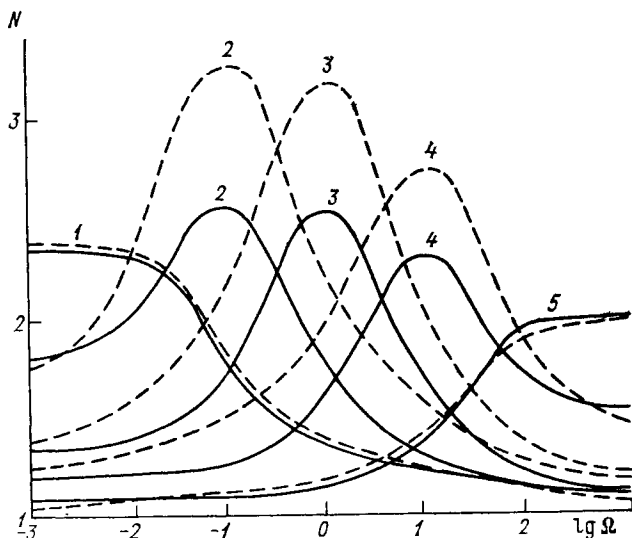


Рис. 8.2. Фактор усиления N в фокусе телескопа, отражатель ламбертовский, $D_s = 50$.

Сплошные кривые — $\Omega_r = 10^{-3}$; штриховые кривые — $\Omega_r = 10^3$.

Кривая	1	2	3	4	5
Ω_t	10^{-3}	10^{-3}	1	10	10^3

Таким образом, усиление средней интенсивности происходит лишь тогда, когда приемная и передающая апертуры имеют примерно одинаковые размеры.

Этот результат становится понятным, если принять во внимание [16] то обстоятельство, что лучи оказываются когерентными между собой вследствие дальних корреляций только в области, ограниченной размерами выходной апертуры. Поэтому приемник с меньшими, чем $2a$, размерами собирает не все когерентные лучи, а использование приемника больших размеров приводит к относительному уменьшению когерентной составляющей рассеянного излучения $\langle I^{(2)} \rangle$ по сравнению с возрастающим вкладом некогерентной компоненты $\langle I^{(1)} \rangle$.

На рис. 8.2 приведены результаты расчета [8] фактора $N(F_t, 0)$ при различных дифракционных размерах источника, отражателя и приемного объектива в области сильных флуктуаций. Превышение

фактором усиления значения $N=2$ определяется вкладом членов $O(D_s^{-1/5})$. Он особенно велик, когда на отражатель падает пространственно ограниченный пучок света, и возрастает с увеличением размера отражающей поверхности.

В работе [6] проанализирована зависимость фактора усиления от пространственной когерентности источника. Показано, что с уменьшением радиуса начальной когерентности излучения $a_k \rightarrow 0$ фактор усиления уменьшается и насыщается на уровень, за-

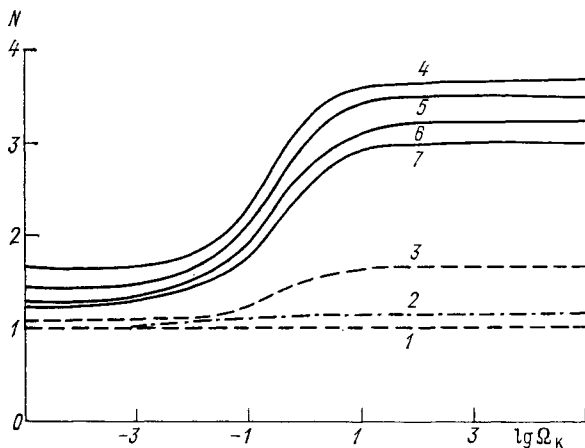


Рис. 8.3. Зависимость фактора усиления N в фокусе телескопа от пространственной когерентности источника ($\Omega_r=10^4$; $\Omega_l=1$).

Кривая	1	2	3	4	5	6	7
D_s	0,05	0,25	0,5	4	9	25	50
Ω	1	10^4	1	1	1	1	1

висящий как от дифракционных размеров облучателя, отражателя и приемного объектива, так и от интенсивности турбулентности на трассе. Приведенные на рис. 8.3 графики дают количественное представление о влиянии когерентности источника на фактор усиления в фокусе телескопа при различных значениях параметра D_s . Насыщение фактора усиления пространственно ограниченного источника ($\Omega=1$) с уменьшением a_k на уровень, превышающий единицу, объясняется увеличением, согласно теореме Ван Циттерта—Цернике, когерентности его излучения по мере распространения в среде. Если же дифракционный размер источника велик ($\Omega=10^4$), то фактор усиления насыщается на единицу, и, следовательно, увеличения интенсивности некогерентного источника при $\Omega \gg \max \{1, D_s^{6/5}\}$ в фокусе приемной линзы не происходит.

8.2. Флуктуации интенсивности отраженного излучения, фокусируемого приемным объективом

Применение формул (2.2), (2.62), (3.34) позволяет найти общие соотношения [2, 23], связывающие поле отраженной волны в фокусе приемной линзы $u^R(F_t, 0)$ с распределением поля на отражателе $u(x, r)$ и на входе в телескоп $u^R(x_0, \rho')$. Так, если излучаемый оптический пучок имеет плоский начальный фазовый фронт, а апертура телескопа совмещена с апертурой излучателя, то поле в фокусе телескопа может быть выражено как

$$u^R(F_t, 0) = \frac{ikT_0}{2\pi F_t |u_0|} e^{ikF_t} \int V(\rho', r) u^2(x, r) d\rho' dr. \quad (8.7)$$

Из (8.7) следуют соотношения для статистических моментов интенсивности в центре фокальной плоскости:

$$\langle I^R(F_t, 0) \rangle = \left(\frac{kT_0}{2\pi F_t u_0} \right)^2 \int \langle V_2(\rho_2, r_2) \rangle \langle u^2(x, r_1) u^{2*}(x, r_2) \rangle d\rho_2' dr_2, \quad (8.8)$$

$$\begin{aligned} \langle (I^R(F_t, 0))^2 \rangle &= \left(\frac{kT_0}{2\pi F_t u_0} \right)^4 \int \langle V_4(\rho_4', r_4) \rangle \times \\ &\times \langle u^2(x, r_1) u^{2*}(x, r_2) u^2(x, r_3) u^{2*}(x, r_4) \rangle d\rho_4' dr_4. \end{aligned} \quad (8.9)$$

В случае точечного отражателя выражения (8.7) — (8.9) дают

$$u^R(F_t, 0) = \frac{iT_0 V_0}{kF_t |u_0|} e^{-ikF_t} u^2(x, 0), \quad (8.10)$$

$$\langle I^R(F_t, 0) \rangle = [T_0 V_0 / (kF_t u_0)]^2 \langle I^2(x, 0) \rangle, \quad (8.11)$$

$$\langle (I^R(F_t, 0))^2 \rangle = [T_0 V_0 / (kF_t u_0)]^4 \langle I^4(x, 0) \rangle, \quad (8.12)$$

где $I(x, 0) = |u(x, 0)|^2$.

Формулы (8.11), (8.12) [2, 14] являются обобщением (на случай приема телескопом) соотношения (7.2) для моментов интенсивности падающего и отраженного полей, полученного для точечного приемника. Выражения (8.8), (8.11) описывают эффект усиления средней интенсивности отраженной волны при ее фокусировке (см. п. 8.1), а (8.9), (8.12) характеризуют усиление флуктуаций интенсивности сфокусированной отраженной волны. Остановимся далее на количественных оценках этого явления в плоскости фокуса.

Пусть отражение происходит от ламбертовской поверхности. Тогда из (8.8), (8.9) с использованием (2.82), (7.38), (7.39) будем иметь

$$\langle I^R(F_t, 0) \rangle = \frac{T_0^2}{\pi F_t^2 u_0^2} \int |A(r)|^2 \langle I^2(x, r) \rangle dr, \quad (8.13)$$

$$\begin{aligned} \langle (I^R(F_t, 0))^2 \rangle_s &= \frac{T_0^4}{\pi^2 F_t^4 u_0^4} \int |A(r_1)|^2 |A(r_2)|^2 \times \\ &\times \langle I^2(x, r_1) I^2(x, r_1) \rangle dr_2, \quad \tau_k \ll \tau_n, \end{aligned} \quad (8.14)$$

$$\langle (I^R(F_t, 0))^2 \rangle = 2 \langle (I^R(F_t, 0))^2 \rangle_s, \quad \tau_k \gg \tau_n. \quad (8.15)$$

С помощью формул (8.8) — (8.15), зная высшие моменты поля волны, падающей на объект локации, можно вычислить соответствующие моменты интенсивности в центре его изображения. В частности, используя (8.11), (8.12) и результаты [12, 13, 22] (см. п. 5.5), для относительной дисперсии флуктуаций интенсивности в фокусе объектива $\sigma_{I,R}^2(F_t, 0) = \langle (I^R(F_t, 0))^2 \rangle / \langle I^R(F_t, 0) \rangle^2 - 1$ в случае больших значений дифракционного параметра Ω приемопередающей апертуры будем иметь

$$\sigma_{I,R}^2(F_t, 0) = \frac{5 + 44,2 D_s^{-2/5}}{1 + 2,6 D_s^{-2/5}}, \quad \Omega \gg D_s^{6/5}, \quad D_s \gg 1, \quad (8.16)$$

$$\sigma_{I,R}^2(F_t, 0) = 4,48 D_s, \quad \Omega^{-1} = 0, \quad D_s < 1. \quad (8.17)$$

Если рассеяние происходит на точечной ламбертовской цели в случае $\tau_K \gg \tau_n$, то из (8.15) получаем

$$\sigma_{I,R}^2(F_t, 0) = \frac{11 + 91 D_s^{-2/5}}{1 + 2,6 D_s^{-2/5}}, \quad \Omega \gg D_s^{6/5}, \quad D_s \gg 1, \quad (8.18)$$

$$\sigma_{I,R}^2(F_t, 0) = 11,2 D_s, \quad \Omega^{-1} = 0, \quad D_s < 1. \quad (8.19)$$

Сравнивая (8.16), (8.17) и (8.18), (8.19) с результатами п. 7.3, находим, что фокусировка отраженной в турбулентной среде плоской волны вызывает увеличение флуктуаций ее интенсивности по сравнению с плоскостью входной апертуры телескопа. При этом уровень насыщения относительной дисперсии флуктуаций волны, рассеянной на регулярном объекте, возрастает от значения $\sigma_{I,R}^2 = 3$ в плоскости приемной апертуры (7.34) до величины $\sigma_{I,R}(F_t, 0) = 5$ в фокусе телескопа, а волны, рассеянной на объекте со случайными отражающими свойствами, меняется соответственно, от $\sigma_{I,R}^2 = 7$ (см. (7.48)) до $\sigma_{I,R}^2(F_t, 0) = 11$.

Оценки (8.16) — (8.19) получены в простейшем случае точечного отражателя. В более общей ситуации для таких оценок, как видно из (8.8), (8.9), необходимо знание моментов квадратов поля падающей волны в произвольных точках отражателя. Однако если размеры приемопередающей апертуры таковы, что падающую волну можно считать плоской, то формулы (8.8), (8.9) можно упростить, произведя интегрирование по векторной переменной, соответствующей положению «центра тяжести» точек наблюдения, и пользуясь независимостью статистических моментов поля падающей на отражатель волны от этой переменной [2]. Так, например, в случае падения плоской волны на ламбертовский отражатель, используя свойство $\langle I^2(x, \mathbf{r}) \rangle = \langle I^2(x, 0) \rangle$, из (8.13) получаем

$$\langle I^R(F_t, 0) \rangle = \frac{k^2}{\pi} \left[\int |A(\mathbf{r})|^2 \right] \langle I^R(F_t, 0) \rangle_{\tau} d\mathbf{r},$$

где $\langle I^R(F_t, 0) \rangle_{\tau}$ представляет собой среднюю интенсивность плоской волны, рассеянной точечным отражателем.

Пусть теперь лазерный источник излучает сферическую волну. Формулы (2.52), (2.62), (3.34) в этом случае позволяют получить соотношение

$$u^R(F_t, 0) = \frac{i}{kF_t} e^{-ikF_t} u^R(x_0, 0), \quad (8.20)$$

где $u^R(x_0, 0)$ определено для волны, удовлетворяющей граничному условию $u(x_0, t) = u_0 T(t)$. Из (8.20) следует, что комплексная амплитуда поля отраженной сферической волны в фокусе телескопа с $T(t) = 1$ совпадает с точностью до постоянного множителя с соответствующей величиной для отраженной плоской волны в центре входной апертуры телескопа. Таким образом, зная результаты для статистических характеристик поля прошедшей локационную трассу плоской волны на входе в приемную систему (см. п. 7.3), можно судить о характеристиках поля сферической волны в фокусе линзы. В частности, из (7.34), (7.48), (8.20) следует, что дисперсия сильных флуктуаций интенсивности сферической волны, рассеянной ламбертовской поверхностью с размерами, удовлетворяющими условию $\Omega_r \ll D_s^{-2/5}$, равна

$$\sigma_{I,R}^2(F_t, 0) = \frac{7 + 25,16 D_s^{-2/5}}{1 + 0,78 D_s^{-2/5}} \quad (8.21)$$

при $\tau_k \geq \tau_n$ и

$$\sigma_{I,R}^2(F_t, 0) = \frac{3 + 12,2 D_s^{-2/5}}{1 + 0,78 D_s^{-2/5}} \quad (8.22)$$

при $\tau_k \ll \tau_n$. Из сравнения (8.21), (8.22) с результатами (7.47), (7.32) для относительной дисперсии в плоскости линзы видно, что фокусировка отраженной в турбулентной среде сферической волны приводит к ослаблению флуктуаций интенсивности от значения $\sigma_{I,R}^2 = 5$ ($D_s \rightarrow \infty$) в плоскости приемной апертуры до величины $\sigma_{I,R}^2(F_t, 0) = 3$ в фокусе телескопа для регулярного точечного отражателя и от $\sigma_{I,R}^2 = 11$ до $\sigma_{I,R}^2(F_t, 0) = 7$ для цели со случайным коэффициентом отражения ($\tau_k \geq \tau_n$).

Усиление флуктуаций интенсивности отраженной плоской волны в фокусе телескопа по сравнению с его входной плоскостью является следствием эффекта дальних корреляций, возникающего в случае протяженных источников [15]. Появление в поле отраженной плоской волны высококогерентной компоненты приводит к эффективной фокусировке ее приемным телескопом.

Действительно, определяющая флуктуации интенсивности функция взаимной когерентности 4-го порядка $\Gamma_4^R(x_0, \rho_4)$ при $D_s \gg 1$ представляется в соответствии с (2.73) в виде суммы парных произведений функций когерентности 2-го порядка $\Gamma_2^R(x_0, \rho_2)$. Это приводит в случае плоской падающей волны к ее двухмасштабности. Одна часть слагаемых имеет масштаб порядка

радиуса когерентности падающей на отражатель волны ρ_c . Другая часть слагаемых, малых по амплитуде по сравнению со слагаемыми первой части, имеет существенно больший пространственный масштаб, примерно $L/(k\rho_c)$. Те и другие дают одинаковый вклад в интенсивность волны после ее фокусировки, что приводит к возрастанию флуктуаций в фокусе. Функция взаимной когерентности отраженной сферической волны представляется набором равных по амплитуде слагаемых вида (7.17), (7.18), но вклад их

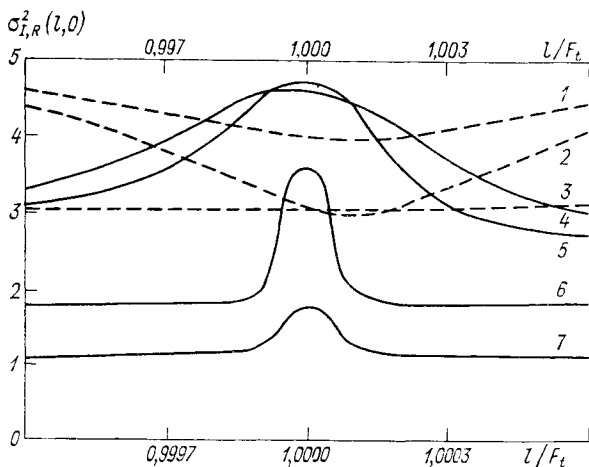


Рис. 8.4. Распределение относительной дисперсии сильных флуктуаций интенсивности отраженной волны вдоль оси приемной оптической системы ($L/F_t = 10^3$).

1—3) сферическая волна; 4—7) плоская волна.

Кривая	1	2	3	4	5	6	7
D_R	10	10	50	10	10	50	50
Ω_t	1	10^2	10^2	10	10^2	10^2	10^2
Ω_R				10^2	10^2	10^2	10

Сплошные и штриховые кривые относятся соответственно к нижней и верхней осям абсцисс.

в интенсивность сфокусированной волны неравноправен — происходит усреднение флуктуации интенсивности сферической волны приемной апертурой. Однако эти изменения носят локальный характер. Как показано на рис. 8.4 [4], при смещении плоскости наблюдения из фокуса вдоль оси оптической системы $l \neq F_t$ относительная дисперсия интенсивности отраженного излучения в конечном счете принимает те же значения, что и в плоскости самой линзы. Из рисунка следует также, что усиление (ослабление) флуктуаций интенсивности зависит от размеров приемной линзы. Усиление флуктуаций, как и среднего значения интенсивности, становится существенным лишь при совпадении размеров источника и приемника. Именно в этом случае в фокусе линзы вклад в четвертый момент отраженного поля членов, определяемых дальними корреляциями, становится соизмеримым с вкладом ко-

герентной составляющей четвертого момента. Уменьшение начальной когерентности излучения при прочих равных условиях (кривые 6 и 7 на рис. 8.4) приводит к общему снижению уровня насыщения флуктуаций интенсивности. Зависимость его от радиуса пространственной когерентности a_k на входе в телескоп ($l=0$) дается формулой [4]

$$\sigma_{I, R}^2(0) = 3 - 2 \left[1 + \frac{\mu}{(\mu + \Omega_k)} \right]^2 \left[\frac{D}{\Omega_k + 4D} - \frac{16\Omega_k}{v(v + 16\Omega_k^2 D^2)} \right], \quad (8.23)$$

где $\mu = D(1 + 2\Omega_k D)$, $v = 1 + 4\Omega_k(\Omega_k + 2D)$, $D = 0,43D_s$.

Таким образом, при переходе от полностью когерентного излучения к некогерентному $\Omega_k \rightarrow 0$ относительная дисперсия интенсивности отраженной плоской волны в плоскости линзы изменяется от 3 до 1. Осуществляемая с помощью линзы фокусировка некогерентного излучения не вносит, в отличие от когерентного, изменений в величину флуктуаций его интенсивности.

8.3. Дисперсия случайных смещений энергетического центра тяжести локационного изображения

Пусть излучение одномодового лазерного источника с гауссовым распределением поля в плоскости $x' = x_0$ падает под углом $\pi/2$ на отражатель, расположенный в плоскости $x' = x$, и после двухкратного прохождения трассы длиной $L = x - x_0$ принимается телескопом, размещенным соосно с выходной апертурой источника.

Случайные смещения изображения лоцируемого объекта будем описывать, как и на прямой трассе, с помощью вектора энергетического центра тяжести (6.23), где вместо комплексной амплитуды $u(x, \rho)$ на входе в телескоп должно задаваться поле отраженной волны $u^R(x_0, \rho)$.

В случае точечного отражателя, подставив в (6.23) интегральное представление (2.62) для $u^R(x_0, \rho)$ и полагая $V(\rho', r) = 2\pi V_0 \times \delta(\rho' r) \delta(kr)$, находим [1, 3]

$$\begin{aligned} \rho_t = & \frac{l}{ik} \int T(\rho) G(x, x_0; 0, \rho) \exp \left\{ i \frac{k}{2} \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{F_t} \right) \rho^2 \right\} \times \\ & \times \nabla_\rho \left[T(\rho) G^*(x, x_0; 0, \rho) \exp \left\{ i \frac{k}{2} \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{F_t} \right) \rho^2 \right\} \right] \times \\ & \times d\rho / T^2(\rho) |G(x, x_0; 0, \rho)|^2 d\rho. \end{aligned} \quad (8.24)$$

По определению (2.53) $G(x, x_0; 0, \rho)$ есть комплексная амплитуда поля сферической волны, источник которой находится в точке с координатами $(x, 0)$, а приемник — в точке (x_0, ρ) . Выражение (8.24), таким образом, определяет вектор центра тяжести изображения источника сферической волны, прошедшей

трассу L в обратном направлении. Следовательно, задача о смещениях изображения на локационной трассе в случае отражателя точечных размеров сводится к задаче о смещениях изображения источника сферической волны на трассе без отражения, и дисперсия смещений может быть рассчитана по формулам (6.28), (6.36) для прямой трассы. В общем случае расчет дисперсии случайных смещений локационного изображения $\sigma_{t,R}^2$ осуществляется на основе формулы (6.26) с использованием результатов для функции когерентности 4-го порядка отраженной волны, приведенных в п. 2.4.

8.3.1. Зеркальный отражатель

Если отражатель безграничный ($\Omega_r \gg \max(1, \Omega, \Omega^{-1}, \Omega_t)$), то для $\sigma_{t,R}^2$ в области слабых флуктуаций [1] имеем

$$\sigma_{tR}^2 = \frac{l^2}{2F_t^2} \sigma_{t0}^2 \left\{ 2(1 + \alpha^2 \Omega_t^2) + \operatorname{Re} \int_0^1 [(1 + i\alpha\Omega_t)^2 (1 + 2i\xi/\Omega_t)^{-1/6} + (1 + i\alpha\Omega_t)^2 (1 + 2i(2 - \xi)/\Omega_t)^{-1/6} \pm 2(1 + i\alpha\Omega_t)^2 (1 + 2i\Omega_t^{-1})^{-1/6} \pm 2(1 + \alpha^2 \Omega_t^2) (1 + 2i(1 - \xi)/\Omega_t)^{-1/6}] d\xi \right\} \quad (8.25)$$

в случае плоской волны и

$$\begin{aligned} \sigma_{tR}^2 = \frac{l^2}{2F_t^2} \sigma_{t0}^2 \operatorname{Re} \int_0^1 & \left\{ (1 - \xi/2)^{5/3} \left[\left(1 + i \frac{\gamma\Omega_t}{2}\right)^2 \left(1 + i \frac{2\xi}{\Omega_t(1 - \xi/2)}\right)^{-1/6} + \right. \right. \\ & + 1 + \frac{1}{4} \gamma^2 \Omega_t^2 \left. \right] + (\xi/2)^{5/3} \left[\left(1 + i \frac{\gamma\Omega_t}{2}\right)^2 \left(1 + i \frac{8(1 - \xi/2)}{\Omega_t \xi}\right)^{-1/6} + \right. \\ & + 1 + \frac{1}{4} \gamma^2 \Omega_t^2 \left. \right] \pm 2^{1/6} \xi (1 - \xi/2) \left[\left(1 + i \frac{\gamma\Omega_t}{2}\right)^2 \times \right. \\ & \times \left(1 + i \frac{4\xi(1 - \xi/2)}{\Omega_t(\xi^2/4 + (1 - \xi/2)^2)}\right)^{-1/6} + \\ & \left. \left. + 1 + \frac{1}{4} \gamma^2 \Omega_t^2 \right] \right\} d\xi \quad (8.26) \end{aligned}$$

в случае сферической. Здесь $\alpha = L(1 - l/F_t)/l$, $\gamma = 1 + 2\alpha$, плюс соответствует отражению от зеркала, минус — от уголка, σ_{t0}^2 определено в (6.28).

Из (8.25) для плоскости резкого изображения $l = F_t$ следуют результаты [19, 20]: при $\Omega_t \ll 1$

$$\sigma_{tR}^2 = \sigma_{t,n}^2(2L) = 2\sigma_{t,n}^2 \quad (8.27)$$

независимо от типа отражателя, при $\Omega_t \gg 1$

$$\sigma_{tR}^2 = 2\sigma_{t,n}^2(2L) = 4\sigma_{t,n}^2 \quad (8.28)$$

в случае зеркала и

$$\sigma_{tR}^2 = 0 \quad (8.29)$$

в случае уголка. Для сферической волны из (8.26) для плоскости резкого изображения ($\gamma=0$) имеем: $\sigma_{tR}^2 = 1,5\sigma_{t,s}^2 (2L) = 3\sigma_{t,s}^2$ в случае зеркала и $\sigma_{tR}^2 = 0,5\sigma_{t,s}^2 (2L) = \sigma_{t,s}^2$ в случае уголка. Здесь $\sigma_{t,\Pi}^2$, $\sigma_{t,s}^2$ определяются формулами (6.29), (6.30).

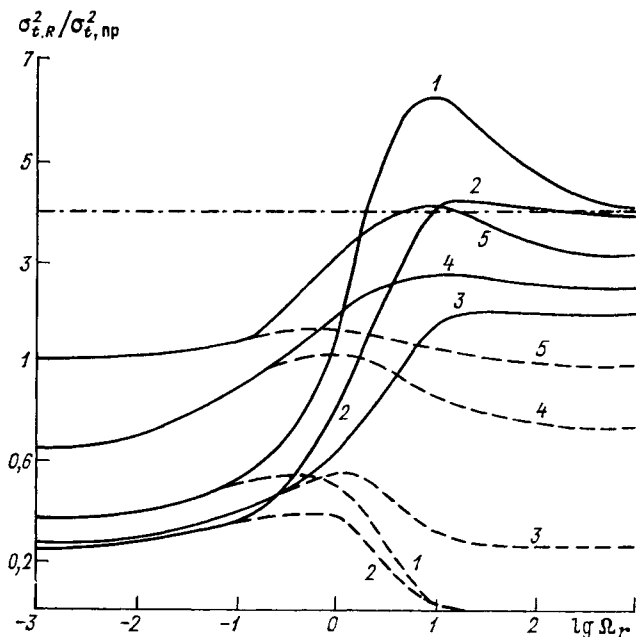


Рис. 8.5. Зависимость дисперсии смещений изображения от размеров отражателя ($\Omega_t = 10^2$).

1) плоская волна, 5) сферическая волна, 2—4) $L/F=0$.

Кривая 2 3 4
 Ω 10 1 10^{-1}

Сплошные кривые — плоское зеркало, штриховые кривые — уголковый отрагатель.

Таким образом, для лазерного источника, работающего в режиме сферической волны, эффекты учетверения (8.28), удвоения (8.27) дисперсии смещений и компенсации (8.29) не имеют места.

Поведение дисперсии σ_{tR}^2 при произвольных значениях дифракционных размеров отражателя и выходной апертуры лазерного источника иллюстрирует рис. 8.5. Нормировка σ_{tR}^2 здесь проведена на значения $\sigma_{t,\Pi}^2$, соответствующие дисперсии смещений изображения лазерного источника на прямой трассе длиной L при тех же параметрах Ω и Ω_t , что и на трассе с отражением.

Как видно из рисунка, в случае отражения от зеркала конечных размеров $\Omega_r \geq 1$ дисперсия смещений изображения может значительно превышать соответствующие значения на прямой трассе. Это усиление случайных смещений изображения при отражении в основном связано с корреляцией прямой и обратной волн. Об этом свидетельствуют приведенные в [1] результаты расчета от-

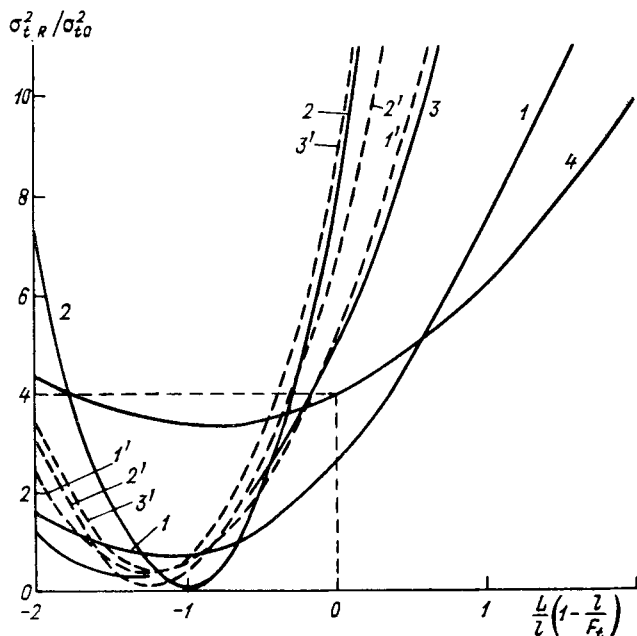


Рис. 8.6. Зависимость дисперсии смещений локационного изображения от положения плоскости наблюдений ($\Omega_t = 10^2$), зеркальный отражатель.

Сплошные кривые — $\Omega_r = 10^2$; штриховые кривые — $\Omega_r = 1$; 4 — плоская волна, $\Omega_r \gg 10^2$.

Кривая . . .	1, 1'	2, 2'	3, 3'
Ω	10^{-2}	1	10^2

ношения дисперсий дрожания изображения зеркального отражателя и лазерного пучка на удвоенной прямой трассе с размером излучающей апертуры, равным размеру отражателя, практически повторяющие кривые на рис. 8.5.

Определенный вклад в дисперсию смещений изображения σ_{tR}^2 вносит также дополнительный набег случайной разности фаз на объективе телескопа за счет случайного смещения падающего на приемник светового пучка как целого [21] при $\Omega_r = 1$. Этим, в частности, объясняется немонотонность зависимости дисперсии дрожания изображения уголкового отражателя от его размеров (рис. 8.5).

С ростом Ω_r происходит насыщение σ_{tR}^2 на уровень, значение которого определяются параметрами Ω , Ω_t и L_0 . При этом изо-

бражение углового отражателя при $\Omega_r \gg 1$ смещается значительно меньше, чем изображение плоского зеркала.

Рисунок 8.6 иллюстрирует поведение дисперсии смещений оптического изображения плоского зеркального диска в зависимости от положения плоскости наблюдения l за приемной линзой телескопа. Аналогичные результаты имеют место и в случае углового отражателя. Сильная зависимость σ_{tR}^2 от l связана с влиянием флуктуаций интенсивности. Механизм влияния этих флуктуаций на случайные смещения изображения рассмотрен в п. 6.2.

Из анализа выражения для σ'_{tR} , соответствующего области сильных флуктуаций [3], следует, что если источник формирует плоскую или сферическую волну, а соотношение между дифракционным размером приемной линзы телескопа Ω_t и параметром D_s таково, что $\Omega_t \gg D_s^{6/5}$, то формулы для дисперсии дрожания изображения бесконечного зеркала и углового отражателя в условиях сильной оптической турбулентности полностью совпадают с соответствующими выражениями (8.25), (8.26) в области слабых флуктуаций интенсивности.

Это означает, что при $D_s^{6/5}/\Omega_t \ll 1$ и в области сильных флуктуаций интенсивности $D_s \gg 1$ имеет место учетверение дисперсии дрожания изображения плоского зеркала и компенсация дрожаний изображения углового отражателя. При этом дисперсия дрожания изображения пропорциональна D_s .

При обратной ситуации, когда $D_s^{6/5}/\Omega_t \gg 1$, σ_{tR}^2 пропорционально $D_s^{4/5}$. В этом случае $\sigma_{t,s}^2 = 1,3\sigma_{t,R}^2 (2L) = 1,85\sigma_{t,s}^2$, если происходит отражение сферической волны от зеркала, и $\sigma_{tR}^2 = 0,72\sigma_{t,s}^2 (2L) = \sigma_{t,s}^2$ — если от уголка. Аналогичные соотношения для плоской волны имеют вид: $\sigma_{tR}^2 = 1,2\sigma_{t,\pi}^2 (2L) = 1,7\sigma_{t,\pi}^2$, если отражатель зеркальный, и $\sigma_{tR}^2 = 0,2\sigma_{t,\pi}^2 (2L) = 0,26\sigma_{t,\pi}^2$, если отражатель угловой. Здесь $\sigma_{t,\pi}^2$, $\sigma_{t,s}^2$ определяются формулами (6.35), (6.36). Таким образом, в данной подобласти сильных флуктуаций интенсивности $D_s^{6/5} \gg \Omega_t$ эффекты усиления дрожания изображения плоского зеркала, компенсации дрожания изображения углового отражателя проявляются слабее, чем в случае $D_s^{6/5} \ll \Omega_t$, вследствие существенного нарушения из-за турбулентности параллельности фазовых фронтов прямой и обратной волн.

8.3.2. Ламбертовский отражатель

Применяя в (6.26) соотношение (7.38), в случае когда происходит усреднение приемником временных флуктуаций коэффициента отражения ламбертовской поверхности, для дисперсии смещений оптического изображения будем иметь (в области слабых флуктуаций) [5]

$$\sigma_{tR}^2 = \sigma_{t,\pi}^2 + \sigma_{t,\text{об}}^2 - \sigma_{t,\kappa}^2. \quad (8.30)$$

Здесь $\sigma_{t, \text{пр}}^2$ описывает с учетом дифракции на отражателе случайные смещения когерентного оптического пучка как целого на прямой трассе «источник—отражатель»; $\sigma_{t, \text{об}}^2$ — дисперсия смещений изображения некогерентного [11] неподвижного «вторичного» источника, формируемого падающим пучком на отражающей поверхности, на обратной трассе «отражатель—приемник»; $\sigma_{t, \text{к}}^2$ — слагаемое, обусловленное корреляцией встречных волн. Рассмотрим частные случаи выражения (8.30) в области слабых флуктуаций интенсивности.

Пусть ламбертовская поверхность имеет такие размеры, что выполняется соотношение $\Omega_r \gg \max(\Omega, \Omega_t, \Omega^{-1}, D_s^{1/2})$ — отражатель безграничный. Если осуществляется «полный перехват» отраженного от такой поверхности светового пучка ($\Omega_t \gg \max(1, \Omega, \Omega^{-1})$), то из (8.30) получаем

$$\sigma_{tR}^2 = \frac{l^2}{L^2} \sigma_c^2 + \frac{3}{8} \cdot 3,7 T D_s \Omega_t^{-1/6} [(1 + \tilde{\alpha}/5 + 7\tilde{\alpha}^2/20 - 2^{7/6})], \quad (8.31)$$

где σ_c^2 — дисперсия смещений оптического пучка на прямой трассе

(6.7), $T = l^2/kL$, $\tilde{\alpha} = 1 + L(1 - l/F_t)/l$. Из (8.31) следует, что при больших размерах приемного объектива ($\Omega_t \rightarrow \infty$) дисперсия смещений σ_{tR}^2 полностью определяется случайными смещениями падающего на отражающую поверхность пучка.

При выполнении условий $\Omega \gg \max(1, \Omega_t)$ или $\Omega^{-1} \gg \max(1, \Omega_t)$ из (8.30) будем иметь

$$\sigma_{tR}^2 = 0,7 T D_s \Omega^{-1/6} \quad (8.32)$$

или

$$\sigma_{tR}^2 = 0,48 T D_s \Omega^{1/6}. \quad (8.33)$$

Результаты расчета дисперсии смещений оптического изображения по формуле (8.30) при произвольных размерах ламбертовской поверхности представлены на рис. 8.7 [5] (штрихпунктирные кривые). Из рисунка видно, что с увеличением размера отражающей поверхности происходит монотонное уменьшение значений σ_{tR}^2 как в фокальной плоскости, так и в плоскости резкого изображения.

Когда приемник «отслеживает» мгновенные изменения коэффициента отражения (7.39), вместо (8.30) будем иметь

$$\sigma_{tR}^2 = \sigma_{t, B}^2 + \sigma_{tR, s}^2 + \sigma_{t, t}^2. \quad (8.34)$$

Здесь

$$\sigma_{t, B}^2 = \frac{1}{2} T \frac{\Omega_{r3} (1 + \Omega_{r3} \Omega_t + \tilde{\alpha}^2 \Omega_t^2)}{(1 + \Omega_{r3} \Omega_t) (2 + \Omega_{r3} \Omega_t)} \quad (8.35)$$

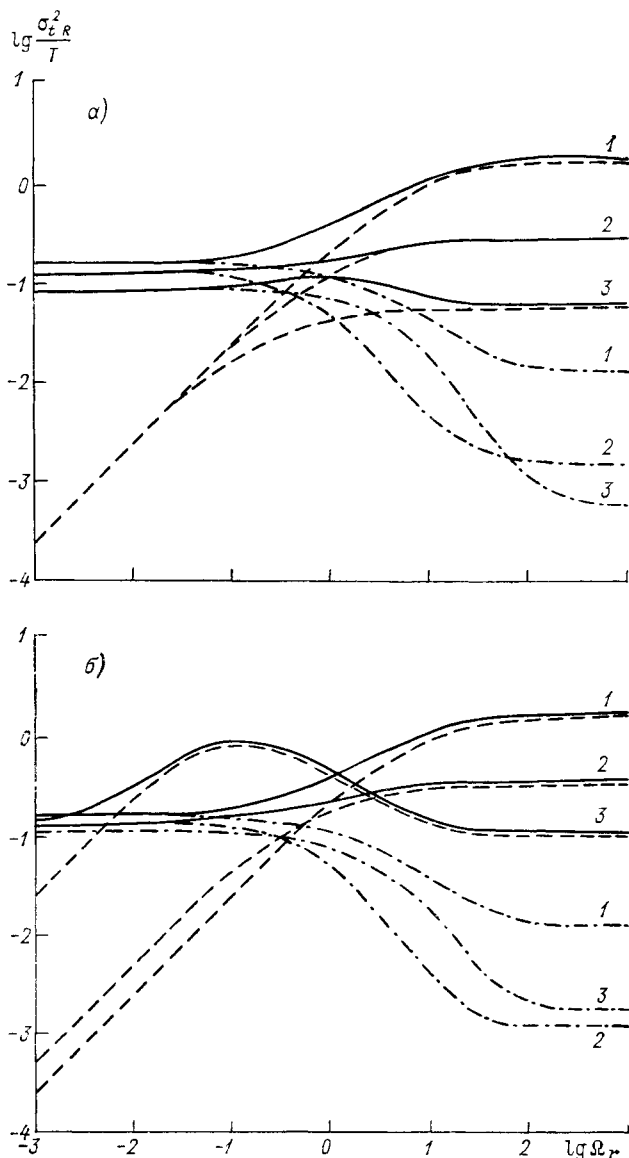


Рис. 8.7. Дисперсия случайных смещений центра тяжести распределения интенсивности в фокальной плоскости телескопа (а) и плоскости резкого изображения (б) лазерного источника после рассеяния на ламбертовской поверхности.
 $D_s=0,1$.

Кривая . . .	1	2	3
$\Omega = \Omega_t$. . .	10^{-1}	1	10

— дисперсия смещений изображения отражателя в однородной среде, вызываемых случайным характером рассеяния падающего на отражатель лазерного пучка; слагаемое $\sigma_{tR, s}^2$ совпадает с выражением (8.30) и определяет, таким образом, смещения изображения «неслучайного» отражателя за счет турбулентности; вклад $\sigma_{t, t}^2$ обусловлен как случайными изменениями коэффициента отражения, так и турбулентностью на трассе,

$$\Omega_{r3}^{-1} = \Omega_r^{-1} + \Omega_3^{-1}, \quad \Omega_3 = \Omega^{-1} + \Omega(1 - L/F)^2.$$

На рис. 8.7 приведены зависимости σ_{tR}^2 (сплошные кривые) и $\sigma_{t, B}^2$ (штриховые кривые) от дифракционного размера отражающей поверхности Ω_r при различных значениях дифракционных размеров выходной апертуры лазерного источника Ω и приемной апертуры телескопа Ω_t .

Из рисунка видно, что существуют такие соотношения между дифракционными параметрами Ω_r , Ω и Ω_t , при которых основной вклад в дисперсию смещений σ_{tR}^2 вносит слагаемые $\sigma_{t, B}^2$, связанное со случайным характером рассеяния падающего на отражатель пучка света. Влияние рассеивающей поверхности на случайные смещения центра тяжести оптического изображения можно объяснить следующим образом. Рассеянное ламбертовским отражателем излучение подобно излучению некогерентного источника с размерами пятна подсвета $a_{r3}^2 = \Omega_{r3}L/k$. При распространении от рассеивающей поверхности к приемному объективу в однородной среде когерентность этого излучения растет, согласно теореме Ван Циттерта—Цернике, и в плоскости приема радиус его пространственной когерентности равен $\rho_c = L/ka_{r3}$. Дифракционный параметр $\Omega_{\rho_c} = k\rho_c^2/L$, таким образом, равен $\Omega_{\rho_c} = \Omega_{r3}^{-1}$. Если радиус приемной линзы a_t такой, что $a_t \ll \rho_c$, т. е. $\Omega_{r3}\Omega_t \ll 1$, то на линзу падает практически когерентный волновой пучок, изображение которого в однородной среде не смещается. В противоположном случае, когда $a_t \gg \rho_c$ ($\Omega_{r3}\Omega_t \gg 1$), приемная линза телескопа засвечивается световым пучком, в поперечном сечении которого «разбросано» случайным образом $N \sim a_t/\rho_c$ независимых светлых пятен размером порядка радиуса когерентности. Эта спекл-структура сохраняется в любой плоскости после прохождения линзы, с той, однако, разницей, что за линзой радиус когерентности поля определяется уже по формуле

$$\rho_{cl} = \frac{l}{kat} \left(1 + \Omega_{r3}^{-1}\Omega_t^{-1} + \tilde{a}^2 \frac{a_t^2}{a_{r3}^2} \right)^{1/2}. \quad (8.36)$$

Вектор энергетического центра тяжести мгновенного распределения интенсивности радиуса a_s в плоскости l за линзой через

радиусы-векторы центров светлых пятен ρ_j выражается, очевидно, следующим образом:

$$\rho_t = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \rho_j.$$

Предполагая распределение светлых пятен по всей площади $S = \pi a_s^2$ равномерным (функция распределения центров ρ_j $P(\rho_j) = S^{-1}$) и учитывая независимость центров ρ_j друг от друга ($\langle \rho_j \rho_l \rangle = 0$), находим

$$\begin{aligned} \langle \rho_t \rangle &= 0, \\ \langle \rho_t^2 \rangle &= \frac{1}{N^2} \sum_{j=1}^N \sum_{l=1}^N \langle \rho_j \rho_l \rangle = \frac{1}{N^2} \sum_{j=1}^N \langle \rho_j^2 \rangle, \end{aligned} \quad (8.37)$$

$$\langle \rho_j^2 \rangle = \int_S \rho_j^2 \frac{1}{S} d\rho_j = \frac{1}{S} \int_0^{a_s} \rho^3 d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{S}{2\pi}. \quad (8.38)$$

Подставляя (8.38) в (8.37), получаем

$$\langle \rho_t^2 \rangle = S/2\pi N.$$

Учитывая, что $N \sim S/\pi \rho_{cl}^2$, окончательно имеем

$$\langle \rho_t^2 \rangle \sim \frac{1}{2} \rho_{cl}^2.$$

Таким образом, дисперсия смещений энергетического центра тяжести спекл-структуры в плоскости, отстоящей на расстоянии l от выходного зрачка объектива, определяется радиусом когерентности (8.36).

Наличие области значений параметров Ω , Ω_r , Ω_t , при которых основной вклад в дисперсию смещений оптического изображения вносят смещения энергетического центра тяжести распределения интенсивности, связанные со случайным характером рассеяния на отражателе, а дрожание изображения из-за турбулентности пренебрежимо мало, позволяет, в частности, отслеживать путем измерения смещений центра тяжести изображения рассеивающего объема процессы турбулентного перемешивания и диффузии пассивных примесей аэрозольных частиц естественного и антропогенного происхождения в атмосфере.

В области сильных флуктуаций интенсивности ($D_s \gg 1$) поведение дисперсии смещений оптического изображения зависит от соотношения между дифракционными и турбулентными параметрами задачи. При условиях $\Omega \gg D_s^{e/5}$ или $\Omega \ll D_s^{-6/5}$ и $D_s^{6/5} \ll \{\max(\Omega_t, \Omega_r), \max(\Omega_r, \Omega_t^{-1}), \max(\Omega_r^{-1}, \Omega_t)\}$ выражение для σ_{tr}^2 совпадает с выражением (8.30), когда $\tau_k \ll \tau_n$, и с выражением (8.34), когда $\tau_k \geq \tau_n$. Если же выполняется условие $D_s \gg$

$\gg \max(\Omega, \Omega^{-1}, \Omega_t, \Omega_r)$, то, независимо от соотношения между временами τ_k и τ_p , для σ_{tR}^2 имеем формулу [11]

$$\sigma_{tR}^2 = 1,82TD_s^{1/3} + O(D_s^{-1/3}),$$

совпадающую с выражением для дисперсии дрожания изображения некогерентного источника на прямой трассе.

ГЛАВА 9. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТУРБУЛЕНТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ АТМОСФЕРЫ И СКОРОСТИ ВЕТРА ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

При использовании контактных датчиков для измерения параметров турбулентных течений в атмосфере практически всегда вносится их возмущающее воздействие на структуру турбулентных неоднородностей среды. В то же время оптическое излучение, прошедшее некоторый путь в атмосфере, содержит в себе информацию о турбулентном состоянии атмосферы, которая может быть извлечена из флуктуаций его параметров. Поскольку при малых уровнях плотности светового потока оптическое излучение не изменяет характеристики среды и не оказывает влияния на перераспределение энергии в турбулентных вихрях любых масштабов, применение оптических методов для определения параметров турбулентности имеет неоспоримые преимущества перед методами, использующими контактные датчики.

Оптические способы, используемые для определения характеристик турбулентной атмосферы, условно можно разделить на два класса: пассивные и активные. В первом случае в месте приема измеряются характеристики излучения от источников естественного происхождения, например звезд, солнца и др. Во втором случае используется специальный излучатель-передатчик оптического (чаще всего лазерного) излучения и измеряются характеристики излучения, прошедшего в атмосфере некоторое расстояние. Часто оказывается удобным использовать локационные схемы, при которых измерения осуществляются в отраженных световых потоках от детерминированных отражателей или от естественных атмосферных образований, например аэрозольных слоев. При использовании оптических методов параметры атмосферы могут быть получены как осредненные по всей трассе измерений, так и в виде профилей их средних значений по направлению распространения оптического луча.

Оптические методы измерений параметров атмосферной турбулентности, которые берут свое начало с работ [17, 51], в настоящее время получили существенное развитие и уже реализованы в приборах.

9.1. Определение внутреннего и внешнего масштабов атмосферной турбулентности

Первые оценки внутреннего масштаба l_0 на основе измерений флуктуаций логарифма интенсивности света были выполнены в [15] в условиях модельной турбулентности.

Использовалось геометрическое приближение для значения дисперсии флуктуаций на расстоянии L

$$\sigma_I^2 = 3,2 C_n^2 L^3 l_0^{-7/3}. \quad (9.1)$$

Значения l_0 определялись с помощью этого соотношения, значения C_n^2 брались из независимых измерений. Позднее были проведены подобные эксперименты в свободной атмосфере [87, 92].

Основная и существенная трудность при реализации этого метода — необходимость измерять малые значения дисперсии σ_I^2 и привлечение данных независимых измерений C_n^2 , вносящих дополнительные погрешности в результат.

Известна также методика [20], согласно которой l_0 определяется на основе измерений пространственной корреляционной функции флуктуаций логарифма амплитуды плоской оптической волны на трассе 10 м. Методическим недостатком здесь является значительная продолжительность времени измерения одной кривой для пространственной корреляционной функции, в течение которого величина l_0 , как правило, изменяется за счет временного хода режима турбулентности. Следующим шагом было применение метода спектральных измерений флуктуаций интенсивности [21] для определения l_0 . Поскольку флуктуации показателя преломления атмосферы в основном определяются флуктуациями температуры, спектры этих величин считаются подобными [49], отличающимися лишь численными коэффициентами. Сравнение полученных результатов из оптических измерений [21] со спектрами температурных пульсаций показало, что совпадение хорошее только в высокочастотной части.

В основу способа, предложенного в [47], положено то обстоятельство, что изменения внутреннего масштаба турбулентности оказывают существенное влияние на поведение спектра флуктуаций интенсивности оптического излучения в области высоких частот и слабо влияют на низкочастотную часть спектра. Это позволило в приближении метода плавных возмущений построить расчетные зависимости для отношения дисперсий флуктуаций интенсивности в узких спектральных участках f_1 и f_2 $\varphi(l_0) = \sigma_{I, f_1}^2 / \sigma_{I, f_2}^2$, обладающие хорошей линейностью и учитывающие волновые параметры оптического пучка, а также влияние скорости ветра. Суть способа может быть пояснена с помощью рис. 9.1.

Луч лазера 1 проходит измерительную трассу 2 в турбулентной атмосфере и за диафрагмой 3 принимается фотоприемником 4. Из сигнала фотоприемника, флуктуирующего в широком

спектре частот, соответствующих флуктуациям интенсивности, селективными фильтрами 5 и 9 выделяются узкополосные составляющие на частотах $f_1 = (15 \text{ Гц})$ и $f_2 = (500 \text{ Гц})$. Сигнал с выхода фильтра 9 дополнительно усиливается усилителем 10 в m раз по сравнению с сигналом с выхода фильтра 5. Затем эти сигналы детектируются в 6 и 11, усредняются в блоках 7 и 12 и после логарифмирования в 8 и 13 вычитаются дифференциальным усилителем 14. При этом выходной сигнал описывается выражением

$$U_{\text{вых}} = \lg \bar{U}_{f_1} - \lg (m \bar{U}_{f_2}) = \lg \left(\frac{\bar{U}_{f_1}}{m \bar{U}_{f_2}} \right). \quad (9.2)$$

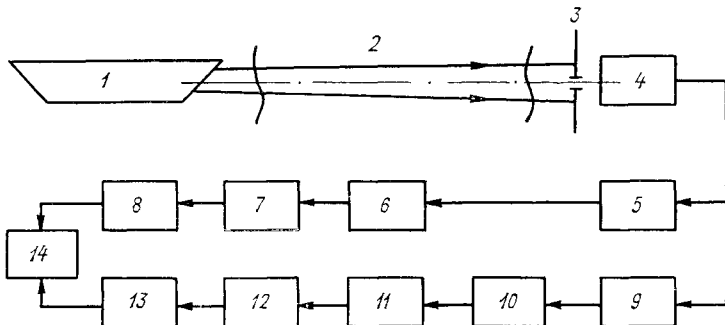


Рис. 9.1. Схема устройства определения внутреннего масштаба турбулентности из измерений спектральных флуктуаций интенсивности.

где U_{f_1} и $\bar{U}_{f_2}$ — средневыврявленные напряжения с выходов фильтров 5 и 9. Соответствующие калибровочные кривые, связывающие выходной сигнал $U_{\text{вых}}$ со значениями внутреннего масштаба l_0 , представлены на рис. 9.2.

Частоты f_1 и f_2 и полоса пропускания Δf фильтров с целью нормировки по скорости ветра выражены в единицах характерной частоты $f_0 = v_{\perp} / (2\pi \lambda L)^{1/2}$.

В [43] предложено определять внутренний масштаб l_0 из фазовых измерений. Так, используя выражение для структурной функции фазы

$$D_s(\rho) = 2,91 k^2 C_n^2 L [(\rho^2 + l_0^2)^{5/6} - l_0^{5/6}], \quad (9.3)$$

справедливое для модели высокочастотной части спектра турбулентности (1.17), можно составить отношение

$$D_s(\rho_2)/D_s(\rho_1) = l_0^{1/3} \rho_2^{1/3} \rho_1^{-2}, \quad (9.4)$$

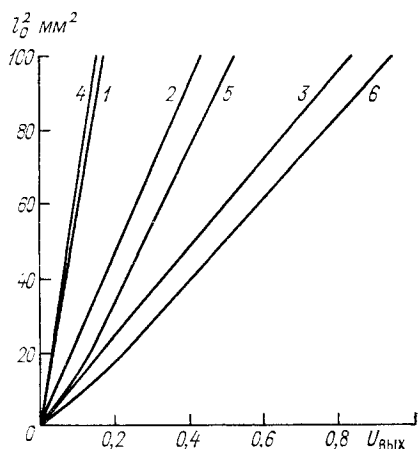
удобное для практических оценок. При этом расстояния ρ_1 и ρ_2 должны выбираться соответствующими «квадратичному» и « $5/3$ » участкам структурной функции фазы в соответствии с результатами на рис. 4.8. Результаты измерений l_0 , осуществленные этим

способом, показывают [39, 42], что наиболее вероятное значение параметра l_0 для модели (1.17) лежит в интервале 6—8 мм.

Определение внешнего масштаба турбулентности возможно на основе соотношения (4.16). При одновременном измерении структурной характеристики C_ε^2 и дисперсии флуктуаций фазы σ_s^2 можно оценить значение внешнего масштаба $L_0 = 2\pi/\kappa_0$, соот-

Рис. 9.2. Калибровочные кривые для определения l_0 по способу рис. 9.1. и соответствующие параметры при $f_1/f_0 = 0,375$ и $\Delta f/f_0 = 0,25$.

Кривая	f_2/f_0	m	L	Геометрия излучения
1	1,875	1,01	100	Сферическая волна
2	2,875	1,16	100	То же
3	3,875	1,63	100	„
4	3,875	1,63	1000	„
5	2,875	2,62	100	Плоская волна
6	3,875	3,87	100	„



ветствующее модели Кармана (1.20). Реализация этого способа осуществлена в работе [39]. Измерения производились на горизонтальных трассах протяженностью 15 и 45 м при высоте луча над ровной подстилающей поверхностью в среднем около 1,2 м. Обнаружено, что в зависимости от метеоситуации значения внешнего масштаба изменяются от 0,9 до 2,7 м.

9.2. Определение формы спектра турбулентных неоднородностей в атмосфере

В первом приближении метода плавных возмущений для плоской волны существует следующая функциональная связь между корреляционными функциями амплитуды B_χ и фазы B_s и спектром флуктуаций диэлектрической проницаемости $\Phi_\varepsilon(\kappa)$ [57, 61]:

$$B_{\chi, s}(\rho) = \frac{\pi}{2} \int_0^\infty \Phi_\varepsilon(\kappa) \kappa f_{\chi, s}(\kappa, L) J_0(\kappa \rho) d\kappa. \quad (9.5)$$

Здесь ρ — расстояние между точками наблюдения в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света; $f_{\chi, s}(\kappa, L)$ — спектральная фильтрующая функция, определяющая область спектра $\Phi_\varepsilon(\kappa)$, дающую основной вклад в флуктуации данного параметра волны (в общем случае эта функция зависит от пара-

метров оптического пучка); $J_0(\kappa\rho)$ — функция Бесселя 1-го рода; L — толщина турбулентного слоя. Влияние фильтрующей функции приводит к тому, что статистические характеристики флуктуаций интенсивности и фазы оказываются чувствительными к разным участкам спектра $\Phi_\varepsilon(\kappa)$. В случае плоской волны фильтрующая функция

$$f_{\kappa, s} = 1 \pm \frac{k}{\kappa^2 L} \sin \frac{\kappa^2 L}{k} \quad (9.6)$$

и для области

$$\kappa^2 L/k \ll 1, \quad f_\kappa \sim \kappa^4, \quad f_s \approx 2 - O(\kappa^4).$$

С увеличением κ функция $f_{\kappa, s}$ сходится к значению 1. Отсюда видно, что в случае амплитудных флуктуаций влияние низкочастотной части спектра (область крупных масштабов турбулентных неоднородностей) подавляется за счет обращаемого в нуль множителя κ^4 , так что произведение $\kappa^4 \Phi_\varepsilon(\kappa)$ имеет максимум в высокочастотной области. Соответственно дисперсия амплитудных флуктуаций будет определяться в основном высокочастотной частью спектра, областью малых масштабов турбулентности. Дисперсия фазовых флуктуаций будет определяться преимущественно той частью, где $\Phi_\varepsilon(\kappa)$ максимально, т. е. областью низких частот. Следовательно, восстановление спектральной функции диэлектрической проницаемости Φ_ε в высокочастотной части следует вести из результатов измерения амплитудных флуктуаций (флуктуаций интенсивности), а в низкочастотном диапазоне более предпочтительными оказываются фазовые измерения. Остановимся на этих методах подробнее.

Исследование высокочастотной части спектра турбулентности осуществлялось в работах [16, 19—21] путем сопоставления расчетных данных для безразмерного нормированного спектра флуктуаций логарифма амплитуды плоской волны [20]

$$U_\kappa(X, G) = \frac{X \int_0^\infty \left[1 - \frac{\sin(\xi^2 + X^2)}{\xi^2 + X^2} \right] (\xi^2 + X^2)^{-1/6} \varphi_m \sqrt{\frac{\xi^2 + X^2}{G}} d\xi}{\int_0^\infty \left(1 - \frac{\sin \xi^2}{\xi^2} \right) \xi^{-8/3} \varphi_m \sqrt{\xi^2/G} d\xi}, \quad (9.7)$$

где $X = f/f_0$, $f_0 = v_\perp / (2\pi\lambda L)^{1/2}$, $G = L/kL_0^2$, с результатами измерений. Расчеты производились для следующих моделей φ_m высокочастотной части спектра в (1.14):

$$\varphi_m(\kappa, l_0) = \exp [-(\gamma\kappa\eta)^{1/3}], \quad (9.8)$$

$$\varphi_m(\kappa, l_0) = \exp [-(\gamma\kappa\eta)^2], \quad (9.9)$$

$$\varphi_m(\kappa, l_0) = \exp [-\gamma\kappa\eta], \quad (9.10)$$

$$\varphi_m(\kappa, l_0) = \exp [-(\gamma\kappa\eta)^{1/2}], \quad (9.11)$$

$$\varphi_m(\kappa, l_0) = \exp \left[-\frac{8}{\sigma_\varepsilon^2} \ln^2(\kappa\eta) \right], \quad (9.12)$$

где γ — константа, подбираемая в эксперименте, σ_ε^2 — дисперсия флуктуаций логарифма скорости диссипации турбулентной энергии, $\gamma\eta = l_0$.

Измерения частотных спектров флуктуаций логарифма амплитуды и ее производной производились в плоской волне, сформированной от одномодового He—Ne-лазера ($\lambda = 0,63$ мкм) на трассах 50 и 25 м. Измерения производились над ровным участком степи с невысокой растительностью в дневное время при безоблачной погоде и при достаточно устойчивом ветре, преимущественно 3—5 м/с. Это обеспечивало относительно стабильные характеристики турбулентности.

Определение спектров осуществлялось путем сглаживания периодограмм, вычисленных методом БПФ при прямоугольной форме сглаживающего окна по методикам [63, 70]. Сигналы (χ

и производной $\dot{\chi}$) записывались последовательно во времени, а функция спектральной плотности $U(X)$ находилась путем «сшивания» спектров $U_\chi(X, G) = \frac{\omega W_\chi(\omega)}{2\pi \langle \chi^2 \rangle}$ и $XU_\chi(X, G) = \frac{W_\chi(\omega) \sqrt{L/k}}{2\pi v_\perp \langle \chi^2 \rangle}$

в точке $X = 1$.

Как видно из приводимых на рис. 9.3 семейств расчетных кривых, соответствующих различным значениям волнового параметра G , наилучшее совпадение экспериментальных данных с расчетными обеспечивается для моделей (9.9), (9.10), (9.12). Причем в последнем случае удастся получить почти идеальное совпадение вследствие наличия двух параметров. По наиболее близкой к экспериментальной зависимости расчетной кривой можно найти эффективный внутренний масштаб $l_0 = \gamma\eta$ для каждой из моделей (9.7) — (9.12).

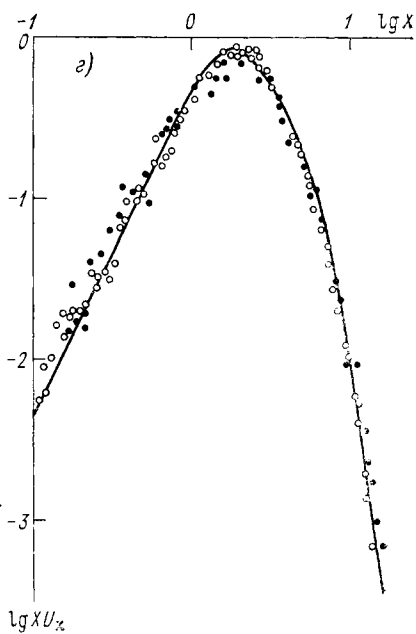
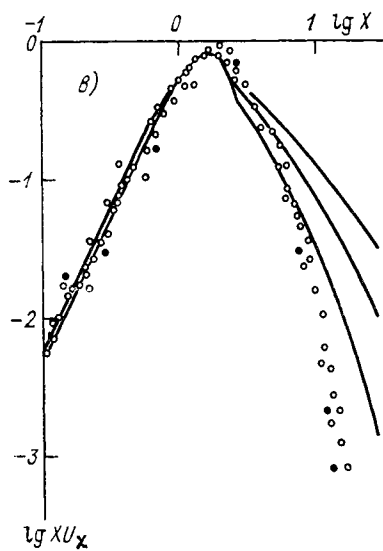
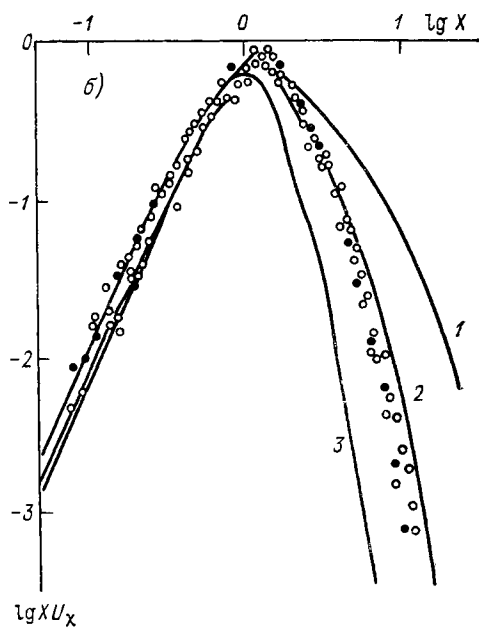
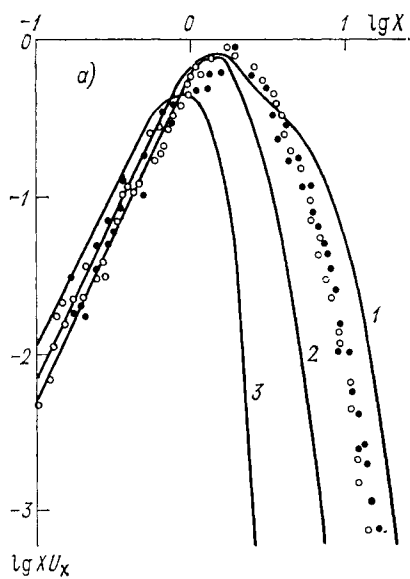
Перейдем к рассмотрению способов восстановления спектра из фазовых измерений [39, 40]. В приближении метода плавных возмущений для корреляционной функции флуктуаций фазы в центрах параллельных гауссовых пучков, разнесенных на расстояние ρ , можно получить [39, 40]

$$B_s(\rho) = \iint F_s(\mathbf{x}) e^{i\mathbf{x}\rho} d^2\mathbf{x}, \quad (9.13)$$

В (9.13) $F_s(\mathbf{x})$ — двумерный спектр флуктуаций фазы, равный произведению трехмерного спектра флуктуаций показателя преломления $\Phi_n(\mathbf{x})$ на спектральную фильтрующую функцию $f_s(\mathbf{x})$, которая в случае коллимированных пучков представляется в виде

$$f_s(\mathbf{x}) = \pi k^2 \operatorname{Re} \int_{x_0}^x \{ e^{-\gamma_2 \kappa^2 (1 - \xi/L) L/k} + e^{-i\gamma \kappa^2 (1 - \xi/L) L/k} \} d\xi, \quad (9.14)$$

где $\kappa = \{\kappa_y, \kappa_z\}$, $\gamma = \gamma_1 - i\gamma_2$ определяется в (5.44). При разнесе точек наблюдения вдоль одной из компонент вектора $\rho\{y, z\}$,



например вдоль оси y , корреляционная функция $B_s(y)$ выражается через одномерный спектр флуктуаций фазы

$$B_s(y) = \int_{-\infty}^{\infty} V_s(\kappa_y) e^{i\kappa_y y} d\kappa_y. \quad (9.15)$$

Согласно [61], спектр $V_s(\kappa_y)$ имеет вид

$$V_s(\kappa_y) = \int_{-\infty}^{\infty} f_s(\kappa_y, \kappa_z) \Phi_n(\kappa_y, \kappa_z) d\kappa_z. \quad (9.16)$$

Для условий эксперимента [40] фильтрующую функцию $f_s(\kappa_y, \kappa_z)$ можно было считать практически постоянной. В этом случае одномерный спектр $V_s(\kappa_y)$ с точностью до постоянного множителя совпадает с двумерным спектром флуктуаций показателя преломления

$$V_n(\kappa_y) = \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_n(\kappa_y, \kappa_z) d\kappa_z. \quad (9.17)$$

Таким образом, по измеренным значениям корреляционной функции $B_s(y)$, обращая преобразование Фурье (9.15), можно определить двумерный спектр (9.17), соответствующий разному точек наблюдения в горизонтальном направлении.

Исследование спектра турбулентности на основе изложенной методики проведено в [40]. Эксперимент проводился в атмосфере на горизонтальной трассе длиной $L=110$ м. Высота трассы над подстилающей поверхностью составляла 1,5 м. Излучение He—Ne-лазера (ЛГ-36, длина волны $\lambda=0,63$ мкм) формировалось в два одинаковых коллимированных пучка с выходным диаметром $d=2$ см (по уровню интенсивности e^{-1} от максимальной). Пучки разносились в горизонтальном направлении (ось y) с шагом $\Delta y = 0,05$ м до значения $y_m=1,1$ м. В плоскости приема с помощью цифрового оптического фазометра (см. гл. 4) регистрировались флуктуации разности фаз между центрами пучков. Реализации разности фаз длительностью $T=50$ с (объем выборки 4000 отсчетов) использовались для оценки структурной функции фазы $D_s(y)$, связанной с корреляционной функцией $B_s(y)$ (9.15) соотношением [57, 61]

$$B_s(y) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{D_s(y)}{D_s(\infty)} \right].$$

Рис. 9.3. Сравнение экспериментальных функций XU_χ (X, G) с расчетными (сплошные линии).

а) модель (9.9), б) модель (9.10), в) модель (9.11).

Кривая . . .	1	2	3
G	10^2	10	1

г) модель (9.12), $G=10$, $\sigma=2$.

В эксперименте в качестве $D_s(\infty)$ использовались значения структурной функции $D_s(y_m)$, соответствовавшие участку насыщения (см. рис. 4.8), которое наступало при разносах $y_m \leq 1,1$ м. Структурные функции, нормированные на значения при максимальном разноре $D_s(y_m)$, показаны на рис. 9.4 для четырех серий измерений.

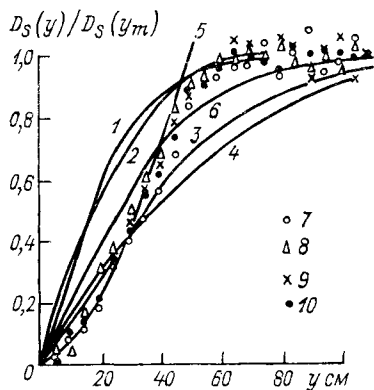


Рис. 9.4. Нормированные структурные функции фазы.

1, 2 — расчет с использованием в области низких частот модели (1.20) соответственно при $\kappa_0 = 6,5 \text{ м}^{-1}$ и $\kappa_0 = 3,2 \text{ м}^{-1}$; 3, 4 — расчет с использованием модели (1.21) соответственно при $\kappa_0 = 26,5 \text{ м}^{-1}$ и $\kappa_0 = 11,8 \text{ м}^{-1}$; 5 — зависимость $f(y) \sim y^{5/3}$; 6 — средняя кривая; 7—10 — экспериментальные значения.

Кривая . . .	7	8	9	10
$D_s(y_m)$. . .	350	470	380	230

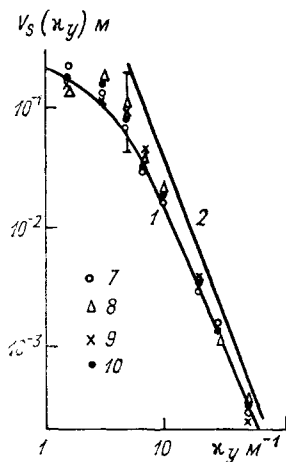


Рис. 9.5. Одномерный спектр флуктуации фазы.

1 — модельный спектр (1.20), 2 — асимптотика ($\kappa/\kappa_0 \gg 1$) модельного спектра при $\kappa_0 = 4,3 \text{ м}^{-1}$. Усл. обозначения 7—10 см. рис. 9.4.

На рис. 9.5 приведены спектры $v_s(\kappa_y)$, рассчитанные по экспериментальным данным рис. 9.4, и модельный спектр (1.20) с асимптотикой. Вертикальным отрезком показан доверительный интервал.

Внешний масштаб модельного спектра ($\kappa_0 = 4,3 \text{ м}^{-1}$) выбирался по совпадению с экспериментальными значениями в точке максимальной частоты ($\kappa_y = 50 \text{ м}^{-1}$). Как видно из рис. 9.4, 9.5, отклонения измеренных спектров и структурных функций от степенных зависимостей наблюдаются при меньших пространственных частотах (больших масштабах), чем это дают модели для области низких частот (1.20), (1.21).

Восстановление спектра пульсаций показателя преломления в атмосфере на основе результатов одновременного измерения

спектров флуктуаций логарифма амплитуды (9.7) и разности фаз на расстоянии ρ

$$U_{\delta s}(X, G) = \sin^2(\rho \sqrt{k/L} \cdot X/2) X \int_0^\infty \left[1 + \frac{\sin(\xi^2 + X^2)}{\xi^2 + X^2} \right] \times \\ \times (\xi^2 + X^2)^{-11/8} q_m \sqrt{\frac{\xi^2 + X^2}{G}} d\xi \quad (9.18)$$

плоской волны осуществлено в работе [41].

Измерения производились в степи близ г. Цимлянска. Блок-схема основного комплекса аппаратуры изображена на рис. 9.6. Пучки света ОКГ ($\lambda = 0,63$ мкм) распространялись над ровной го-

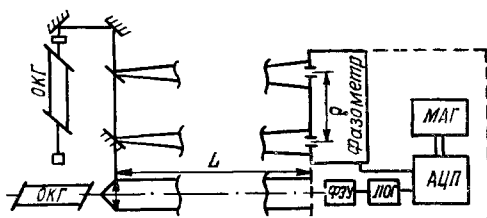


Рис. 9.6. Блок-схема комплексного эксперимента по определению спектра показателя преломления.

ризонгальной поверхностью на высоте 1,5 м. Протяженность трассы составляла 47 м.

В амплитудных измерениях коллиматором формировался широкий пучок с распределением, близким к гауссовскому с эффективным размером 5 см. Приемная диафрагма перед ФЭУ имела диаметр 0,2 мм. Такой размер приемной диафрагмы позволял не учитывать эффекты осреднения по апертуре в интересующей нас области частот. Ток ФЭУ подавался на широкополосный логарифмический усилитель ЛОГ. Аналого-цифровой преобразователь АЦП превращал входное напряжение в девятиразрядный двоичный код, который записывался на цифровой магнитофон МАГ.

Параллельно первому пучку из рядом расположенного ОКГ формировались еще два одинаковых пучка, разнесенных между собой на расстояние ρ . В плоскости приема с помощью оптического фазометра регистрировались флуктуации разности фаз между центрами пучков. Обрабатывались измерения на двух базах: $\rho = 55$ и 5 см.

Флуктуации разности фаз и логарифма амплитуды записывались в двухканальном режиме с частотой выборки 16 кГц каждая. Затем записи логарифма интенсивности длительностью 8 с и разности фаз длительностью 24 с вводились в ЭВМ, и методом быстрого преобразования Фурье вычислялись спектры. Периодограммы осреднялись по прямоугольному спектральному «окну», ширина которого оставалась постоянной в логарифмическом масштабе.

Средняя скорость и направление ветра во время записи на магнитофон измерялись с помощью чашечного анемометра и

румбометра, укрепленных на мачтах на высоте 1,5 м близ середины оптической трассы.

На рис. 9.7 нанесены спектры флуктуаций логарифма амплитуды, умноженные на частоту, и разности фаз. Вертикальными отрезками показаны стандартные отклонения. Результаты измерений на рис. 9.7 наглядно демонстрируют различную чувствительность спектров амплитуды и разности фаз к спектру показателя преломления на разных частотах. Низкочастотная часть $U_x(X, G)$ мало чувствительна к показателю степени спектра турбулентности в инерционном интервале. Спектральная плотность $U_x \sim X$ на

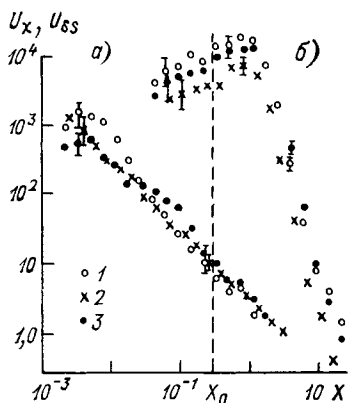


Рис. 9.7. Безразмерные спектры флуктуаций логарифма разности фаз (а) и амплитуды (б) плоской волны.

1 и 2) $\rho=55$ см, 3) $\rho=5$ см.

низких частотах при любом степенном законе для одномерного спектра показателя преломления E_n . В области высоких частот U_x , наоборот, существенно зависит от закона изменения спектра показателя преломления с частотой.

Поведение спектра разности фаз на низких частотах зависит от показателя степени в законе изменения E_n с частотой. На высоких частотах спектр $U_{\delta s}$ должен повторять, согласно уравнениям (9.7) и (9.18), частотный ход спектра U_x . Но существующие методы измерения разности фаз не дают требуемой точности в этой области частот.

В результате совместного решения методом статистической регуляризации уравнений (9.7), (9.18) с использованием экспериментальных данных для спектров разности фаз на частотах $X < X_0$ и логарифма амплитуды для $X \geq X_0$ впервые удалось [41] восстановить спектр показателя преломления в очень широком диапазоне масштабов (от метров до долей миллиметра), охватывающем вязкий и инерционный интервалы. Выбор точки сопряжения X_0 осуществлялся из соображений приемлемости ошибки восстановления функции φ_m из уравнения (9.7) при уменьшении волнового числа и ухудшающейся в направлении больших чисел надежности измерений спектра разности фаз.

На рис. 9.8 приведены восстановленный одномерный спектр показателя преломления E_n (точки) [41] и спектр температуры [85], являющийся обобщением серии измерений при отрицательных значениях числа Ричардсона ($Ri=0 \dots -2$) с помощью термометров сопротивления (сплошная кривая). Флуктуации показателя преломления в оптическом диапазоне определяются в основном флуктуациями температуры, поэтому можно сравнивать формы спектров этих величин. Из рисунка видно, что восстановленный из оптических измерений спектр показателя преломления хорошо согласуется со спектром температуры в инерционном ин-

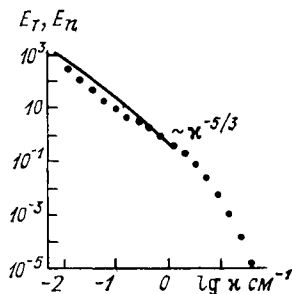


Рис. 9.8. Одномерные спектры показателя преломления и температуры.

тервале, где имеются те и другие данные, при этом оба спектра подчиняются «закону $5/3$ ».

9.3. Определение структурной характеристики показателя преломления в атмосфере

Структурная характеристика показателя преломления C_n^2 является основным параметром, характеризующим турбулентное состояние атмосферы, и входит во все соотношения, описывающие флуктуационные явления в лучах оптического излучения, распространяющегося в атмосфере. Соответственно практически любой эксперимент по изучению распространения света в турбулентной атмосфере позволяет определить параметр C_n^2 или его интегральное по трассе значение

$$\tilde{C}_n^2 = \int_{x_0}^x C_n^2(\xi) d\xi.$$

Подробный обзор известных способов измерения C_n^2 на горизонтальных трассах дан в [19]. Большинство из них основано на измерении уширения среднего размера изображения источника света в фокальной плоскости телескопа за счет турбулентности [16, 23, 86], уменьшения средней интенсивности в центре этого изображения [22, 23], дисперсии случайного дрожания изображения как целого [22, 32].

Для коротких трасс, когда реализуются условия слабых флуктуаций, наибольшей простотой обладает способ определения C_n^2 на основе измерения дисперсии интенсивности оптического излучения. Аппаратурно для его реализации требуется лишь лазер и на противоположном конце трассы — фотоприемник с дисперсиометром. Согласно (5.1), (5.2), величина $\tilde{C}_n^2$ в этом случае определяется из соотношения вида

$$\tilde{C}_n^2 = M^{-1} \sigma_I^2 k^{-7/5} L^{-11/5}, \quad (9.19)$$

где M — коэффициент, учитывающий геометрию пучка. Основным источником ошибок при этом является лишь возможное влияние внутреннего масштаба, если трасса выбрана слишком короткой [15, 17].

Широкое распространение нашел способ [60], основанный на измерении отношения светового потока через узкую щель, расположенную в центре дифракционной картины, к полному потоку, принятому объективом. Специальным выбором размера приемного объектива, так чтобы структурная функция фазы, вычисленная на его диаметре, давала величину, не превышающую 1, удастся исключить влияние внутреннего масштаба турбулентности l_0 . На этом принципе был реализован ряд измерителей [11]. Однако сигнал с приемника в этом случае нелинейным образом связан с определяемой величиной C_n^2 , что является существенным недостатком данного способа.

Большие возможности для определения C_n^2 предоставляют измерения параметров изображения источника света или подсвечиваемых объектов — регулярных пространственных структур типа миры — в фокусе приемной линзы. При этом о значениях C_n^2 можно судить по размытию изображения или дрожанию его центра тяжести [16, 23, 86], исчезновению контраста миры [1, 18].

Для оперативных оценок на основе визуальных наблюдений весьма удобным является определение кружка размытия (исчезновения контраста) радиальной миры. Теория этого метода подробно изложена в [1, 18]. Соответствующее приближенное выражение для нахождения $\tilde{C}_n^2$ имеет вид

$$\tilde{C}_n^2 = \frac{\ln(4/\pi\alpha)}{1,46 L k^{1/3} (4\pi F_t / \theta d)^{5/3}},$$

где F_t — фокусное расстояние объектива, d — диаметр кружка, при котором наблюдается контраст на уровне α для углового периода θ миры. Полное визуально наблюдаемое размытие миры соответствует уровню $\alpha=0,1$. Как можно заметить, здесь могут сказываться субъективные качества наблюдателя. В теории метода не учитывается роль внутреннего масштаба. Точность его поэтому невелика и оценивается по разным источникам от 30 до 50 %.

Формула (3.53) позволяет получить приближенное соотношение между полушириной средней дифракционной картины в фокусе линзы $y_{0,5}$, измеряемой на половинном от максимальной интенсивности уровне, и усредненной вдоль трассы структурной характеристикой $\tilde{C}_n^2$ [4]:

$$\tilde{C}_n^2 = \frac{0,86\mu (y_{0,5}/Ft)^{5/3}}{2,91k^{1/3}L}. \quad (9.20)$$

Параметр μ в (9.20) в области сильных флуктуаций принимает значения $\mu = 1$; $2^{1/3}$; $3^{5/6}$ соответственно для режимов плоской волны, пространственно ограниченного пучка и сферической волны, а в области слабых флуктуаций монотонно возрастает с уменьшением параметра Ω от значения $\mu = 1$ (плоская волна) до значения $\mu = 3^{5/6}$ (сферическая) (см. п. 3.1).

Формула (9.20) соответствует измерению интенсивности с помощью щели, ширина которой во много раз уже среднего размера дифракционного изображения, а длина существенно превышает этот размер. Способ свободен от ограничений на длину трассы и прост в аппаратной реализации, измерения легко поддаются автоматизации.

Для прогнозирования работы оптических систем по наклонным трассам необходимо знать высотный профиль $C_n^2(h)$. Известны измерения C_n^2 на разных высотах путем горизонтального просвечивания атмосферы, осуществляемого с применением двух самолетов [97], и путем измерений микропульсаций температуры также с использованием самолета [12, 94] и высотной мачты [9, 29].

Определение высотного профиля структурной характеристики показателя преломления из измерений дисперсии интенсивности сферической волны на наклонных трассах осуществлено в [5, 45]. Для области слабых флуктуаций, сохраняя зависимость спектра турбулентности от текущей координаты вдоль трассы распространения, с использованием (2.41), (2.44), (2.45) можно получить выражение

$$\sigma_{I,s}^2(\eta) = 2,24k^{7/6} \sin^{-11/6}\varphi(\eta) \int_0^\eta C_n^2(\xi) \xi^{5/6} \left(1 - \frac{\xi}{\eta}\right)^{5/6} d\xi, \quad (9.21)$$

совпадающее с результатами метода плавных возмущений [45, 61]. В (9.21) $\eta = H - h_0$ — превышение высоты верхней точки наклонной трассы над нижней, $\varphi(\eta)$ — угол места трассы. Обращая интегральное уравнение (9.21), можно найти высотную зависимость структурной характеристики $C_n^2(h)$ по значениям дисперсии сферической волны $\sigma_{I,s}^2(h_i)$, измеренным на различных высотах h_i над подстилающей поверхностью. Алгоритм обращения уравнения (9.21) описан в [45].

Оптические измерения $C_n^2(h)$ производились на равнинном участке степи в районе г. Цимлянска с использованием 72,5-метровой метеорологической вышки [5]. Выбор данного места измерений обусловлен тем, что ранее в этом районе был получен обширный статистический материал для приземных значений $C_n^2(h=2,5)$ методом градиентных измерений [31] и проведены многочисленные самолетные измерения высотной зависимости $C_n^2(h)$ [12] на высотах от 50 м до 5 км.

На расстоянии 261 м от основания метеовышки, на которой на высотах $h_i = 2,6; 7,5; 15; 37,5$ и $72,5$ м помещались пять фотоприемников ФЭУ-55 с предусилителями, находился передатчик He—Ne-лазер с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм. Излучение лазера модулировалось по амплитуде механическим модулятором с частотой $f = 10$ кГц и формировалось в пять пучков одинаковой интенсивности. Диаметр входных диафрагм фотоприемников составлял $d = 1$ мм. Значения структурной характеристики C_n^2 определялись из измерений дисперсии флуктуаций интенсивности лазерного излучения $\sigma_{I,s}^2$ (9.19).

Измерения пяти значений дисперсии $\sigma_{I,s}^2(h_i)$, $i = 1, 2, \dots, 5$ производились одновременно. Для этого использовался дисперсиометр с пятью идентичными каналами. Время усреднения составляло 100 с. Параллельно с оптическими измерениями с целью независимого определения C_{n0}^2 в точке приемника нижней трассы производились измерения микропульсаций температуры.

Гистограммы распределения вероятностей значений C_n^2 по данным микропульсационных и оптических измерений для дневных условий приведены на рис. 9.9. Смещение в сторону больших значений C_n^2 распределения, соответствующего оптическим измерениям (ср. гистограммы *а* и *б*), объясняется, по-видимому, различием высоты расположения датчика микропульсаций ($h = 4$ м) и средней высоты оптической трассы ($h = 2,6$ м) над подстилающей поверхностью.

Приведенные данные оптических и пульсационных измерений структурной характеристики удовлетворительно согласуются с гистограммой распределения, полученной в результате многолетних

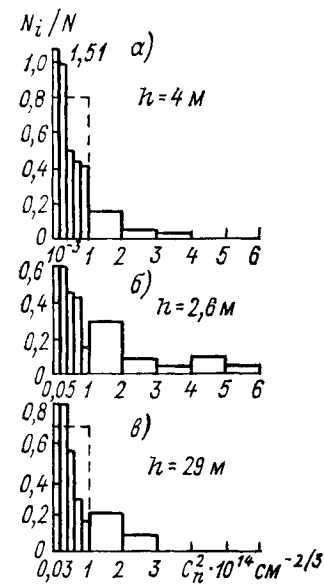


Рис. 9.9. Гистограммы значений C_n^2 (7—19 ч).

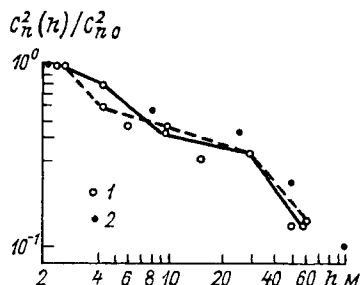
а — микропульсационные измерения (240 значений); *б* и *в* — оптические измерения (220 значений).

градиентных измерений [31] этой величины в данном месте. Из сравнения гистограмм δ и ϵ следует, что с увеличением высоты выборочное среднее и дисперсия C_n^2 уменьшаются.

Сравнение высотных зависимостей $C_n^2(h)$, измеренных оптическим методом [5] в условиях неустойчивой стратификации атмосферы, с данными микропульсационных измерений [9, 75] проведено на рис. 9.10. Все представленные результаты нормированы на значение структурной характеристики в нижней точке измерений C_{n0}^2 .

Рис. 9.10. Сравнение нормированных высотных зависимостей структурного параметра атмосферы $C_n^2(h)/C_{n0}^2$.

Результаты оптических измерений [5] в дневное время: сплошная кривая — 11–15 ч (40 значений), штриховая кривая — 7–11 ч (35 значений); 1 — данные микропульсационных измерений [75] ($C_{n0}^2 = 1,2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}$, $h_0 = 2 \text{ м}$), 2 — результаты [9] ($C_{n0}^2 = 4,35 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$, $h_0 = 2 \text{ м}$).



Особенностью приведенных эмпирических зависимостей $C_n^2(h)$ является наличие «излома» на высоте $h \approx 30 \text{ м}$, начиная с которой величина C_n^2 убывает по степенному закону $C_n^2(h) \sim h^{-4/3}$, характерному для условий свободной конвекции. В нижнем ($h \leq 30 \text{ м}$) слое величина C_n^2 уменьшается с высотой значительно медленнее. Из рисунка видно, что данные измерений высотных зависимостей структурной характеристики атмосферы, полученные путем наклонного просвечивания атмосферы с помощью лазера, подтверждаются результатами прямых метеорологических измерений.

Дальнейшее развитие данного метода определения $C_n^2(h)$ связано с применением результатов, полученных для усредняющего действия приемной апертуры на локационных трассах. Как показано в [45], при рассеянии сферической волны на точечном отражателе имеет место явление неполного усреднения флуктуаций интенсивности отраженного излучения — насыщение усредняющего действия приемной апертуры. Предельные значения функции усреднения $G = \sigma_{P,R}^2 / \sigma_{I,R}^2$ определяемой как отношение дисперсий флуктуаций светового потока, принимаемого апертурой размера $2a_t - \sigma_{P,R}^2$ и точечным приемником $\sigma_{I,R}^2$, равны $G_1 = 0,25$ для отражения строго назад и $G_2 = 0,5$ для рассеяния под углом $\theta > \sqrt{\lambda/L}$. Из (7.26) следует, что дисперсия интенсивности сферической волны, рассеянной точечным отражателем, при приеме

в точке, смещенной на расстояние $R \gg \sqrt{\lambda L}$, равна $\sigma_{I,R}^2 = 2\sigma_{I,s}^2$. Таким образом

$$\sigma_{I,R}^2 = G_2 \sigma_{I,s}^2 = \sigma_{I,s}^2 \quad (9.22)$$

и для восстановления структурной характеристики $C_n^2(h)$ на основе формулы (9.21) можно воспользоваться локационными измерениями, принимая излучение, рассеянное точечным отражателем под углом $\theta > \sqrt{\lambda/L}$. В частности, если в качестве точечного отражателя использовать сферическое зеркало с радиусом кривизны F_r , то для осуществления режима точечного отражателя в условиях слабых флуктуаций необходимо потребовать выполнение неравенства $\sqrt{F_r/L} \ll 1$. Это условие малости отражающего «блика» ограничивает энергетику принимаемого сигнала, но легко компенсируется простым увеличением размера приемной апертуры.

Отработка метода [44] проводилась на трассе $L = 110$ м. В качестве отражателя использовалось сферическое зеркало с радиусом кривизны $F_r = 1$ м, для которого по измерениям усредняющего действия приемной апертуры находился участок насыщения функции G .

Передачиком служил He—Ne-лазер с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм, излучение которого модулировалось с частотой 15 кГц без фокусирующей оптики. Точечный приемник и приемник с переменной апертурой размера $2a_t$ располагались на одной оптической оси, что позволило исключить ошибку за счет изменения дисперсии флуктуаций по пучку. Измерения производились для углового разнаса источника и приемника θ , при котором отсутствует корреляция между флуктуациями амплитуды волны на прямой и обратной трассах. Для измерения дисперсии использовался двухканальный дисперсиометр с полосой пропускания линейного тракта 3,5 кГц. Подавление несущей после детектирования превосходило 60 дБ, что достигалось включением на выходе активного детектора фильтра нижних частот пятого порядка. Вычислительная часть дисперсиометра включала АЦП, цифровые перемножитель и вычислитель среднего значения, что позволило получить аппаратную ошибку измерения относительной дисперсии 0,2 % при выходном динамическом диапазоне 96 дБ. При измерении малых значений дисперсии применялось устройство центрирования сигнала с частотой среза $f_c = 0,01$ Гц. Максимальные значения относительной дисперсии, измеренные точечным приемником, не превосходили 0,3, что соответствует условиям слабых флуктуаций интенсивности.

Оптические измерения структурной характеристики показателя преломления сопровождалась определением параметра C_T^2 по измерениям микропульсаций температуры и средней скорости ветра.

На рис. 9.11 приведены результаты одновременного определения структурного параметра оптическим способом C_n^2 опт и из микропульсационных измерений C_n^2 Т. Видно, что эти результаты хорошо согласуются друг с другом.

Рассмотренный способ определения $C_n^2(h)$ из локационных измерений хорошо зарекомендовал себя в исследовательской практике. Отношение сигнал/шум, ограничивающее применимость оптических методов, в данном случае легко может быть повышено простым увеличением приемной апертуры. Однако общей особен-

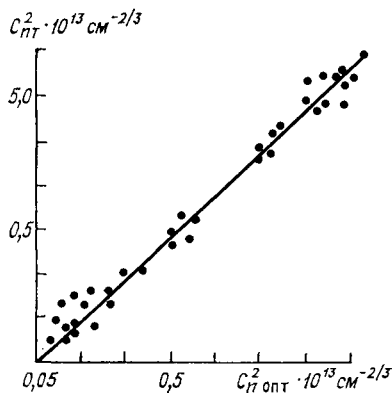


Рис. 9.11. Сравнение измерений C_n^2 оптическим способом и по микропульсам температур.

ностью описанных выше методов является то, что они требуют специальной организации трасс и размещения на разных концах передатчиков, приемников или отражателей. При измерении высотных профилей $C_n^2(h)$ это делает необходимым использование летательных аппаратов или искусственных высотных сооружений, что для конкретных применений может стать принципиально неприемлемым. Более перспективными в этом отношении являются лидарные методы определения $C_n^2(h)$. Рассмотрим один из таких методов, основанный на рассеянии света естественным атмосферным аэрозолем.

Считая, что источник и приемник разнесены в плоскости $x' = x_0$ на расстояние, позволяющее не учитывать корреляцию прямой и обратной волн друг с другом, для степени когерентности (2.34) излучения, рассеянного аэрозольным объемом, можно записать

$$\gamma(\rho) = \exp \left\{ - \left(\frac{\rho}{\tilde{\rho}_s} \right)^{2/3} - \rho^2 \left(\frac{2L}{ka_v} \right)^{-2} \right\}, \quad (9.23)$$

где a_v — средний поперечный размер рассеивающего объема, $\tilde{\rho}_s$ — радиус когерентности сферической волны на неоднородной относительно C_n^2 трассе (3.5), распространяющейся от плоскости рассеяния $x' = x$ к плоскости приема $x' = x_0$. Проводя в (9.23)

приближенную замену вида (3.7) ($\exp(-\rho/\rho_s)^{5/3} \approx \exp(-\tilde{\rho}/\tilde{\rho}_s)^2$), для радиуса когерентности поля отраженной волны получаем

$$\rho_{cR} = \left(\frac{k^2 a_v^2}{4L^2} + \tilde{\rho}_s^{-2} \right)^{-1/2}. \quad (9.24)$$

Турбулентность на трассе уменьшает величину ρ_{cR} , во-первых, за счет искажений пространственной когерентности, приобретаемых волной на пути от рассеивающего объема к приемной системе лидара; во-вторых, за счет увеличения поперечного размера a_v вследствие турбулентного уширения зондирующего пучка. Если считать, что угол поля зрения приемной системы превышает угловую расходимость излучения передатчика, то можно положить $a_v = a_z(L)$ (3.9). Далее, выбрав в качестве зондирующего одномодовый сфокусированный лазерный пучок ($L/F=1$) и положив (см. (3.9)) $a_K = \infty$ и $a \gg \rho_n$, находим, что $a_v = 2L/\tilde{k}\tilde{\rho}_s$, где $\tilde{\rho}_s$ определяется формулой (3.5). Тогда для ρ_{cR} имеем [45]

$$\rho_{cR} = \tilde{\rho}_s / \sqrt{2}. \quad (9.25)$$

Отсюда видно, что, измерив масштаб ρ_{cR} , например, по полуширине $y_{0.5}$ нормированного распределения интенсивности в фокальной плоскости линзы (3.53), можно определить усредненное

вдоль трассы интегральное значение $\tilde{C}_n^2 = \int_0^1 C_n^2(L\xi)(1-\xi)^{5/3} d\xi$,

а также высотные зависимости структурной характеристики. Для определения высотных профилей $C_n^2(h)$ необходимо осуществлять перемещение области фокусировки зондирующего пучка по высоте. При этом исходное для определения $C_n^2(h)$ интегральное уравнение будет иметь вид

$$\rho_{cR}(\eta) = \left[1,45k^2 \int_0^1 C_n^2(\eta\xi)(1-\xi)^{5/3} d\xi \right]^{-3/5}. \quad (9.26)$$

Описание алгоритма восстановления $C_n^2(h)$ из измерений радиуса когерентности ρ_{cR} путем обращения (9.26) содержится в [45].

Устройство лидара, реализующего указанный способ зондирования $C_n^2(h)$, показано на рис. 9.12. Лидар содержит лазерный передатчик 1, фокусирующую оптическую систему 2, приемную фокусирующую систему 3, щелевую диафрагму 4, диссектор 5, блок обработки 6, включающий цифроаналоговый преобразователь ЦАП, счетчик СТ-2-2 и внешний задающий генератор Г. Параметр C_n^2 определяется по полуширине изображения рассеивающего объема.

Оценки предельной дальности зондирования показали, что в случае He—Ne-лазера она составляет 100 м, а при увеличении

мощности источника до нескольких десятков ватт дальность может быть увеличена до нескольких километров.

Экспериментальная проверка метода производилась на приземных горизонтальных трассах $L=30$ и 130 м путем одновременных измерений C_n^2 лидарным методом по описанному способу [72] и с помощью прямого просвечивания атмосферы лазерным лучом [2]. Измерения выполнялись по бистатической схеме с ис-

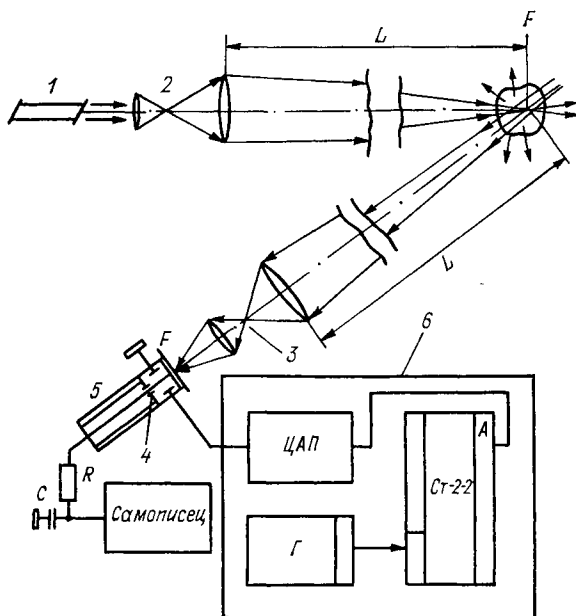


Рис. 9.12. Схема лидара для измерения структурной характеристики показателя преломления.

пользованием He—Ne-лазера ($\lambda=0,63$ мкм, мощность 80 мВт). Фокусировка зондирующего пучка осуществлялась оптической системой с выходной апертурой $2a=16$ см. Приемником излучения служил телескоп АЗТ-7 с диаметром входной апертуры $2a_1=20$ см и удлинительной насадкой, позволяющей изменять эффективное фокусное расстояние приемника. Вертикальный разнос передатчика и приемника составлял 40 см.

В эксперименте исследовалось отражение от диффузно рассеивающего экрана (лист белой чертежной бумаги), искусственной дымки, создаваемой путем сжигания древесных опилок вблизи области фокуса зондирующего пучка ($L_1=130$ м), и от естественного атмосферного аэрозоля ($L_2=30$ м). Приемная система наводилась на область фокуса зондирующего пучка. Измерение полуширины изображения осуществлялось путем сканирования дифракционной картины вертикальной щелью с помощью

диссектора. Обработка сигнала с выхода диссектора производилась с использованием одиннадцатиразрядного АЦП и ЭВМ «Электроника ДЗ-28». Для осуществления одновременных измерений C_n^2 путем прямого просвечивания атмосферы по способу [2] на противоположном от лидара конце трассы устанавливался дополнительный лазерный источник, и в фокальной плоскости приемника формировалось одновременно два изображения: изображение рассеивающего объема и изображение дополнительного лазерного источника.

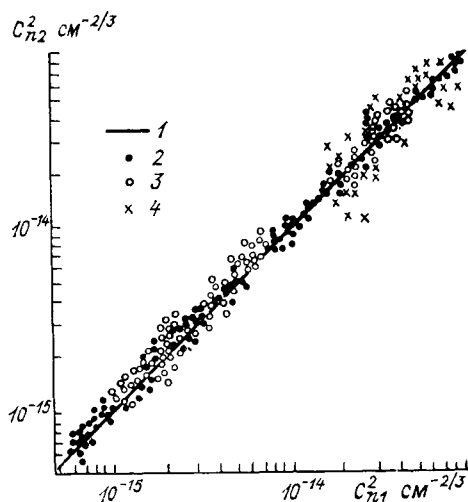


Рис. 9.13. Значения параметра C_n^2 , найденные из лидарных измерений ($C_n^2 1$) и путем прямого просвечивания атмосферы лазерным лучом ($C_n^2 2$).

1 — прямая $C_n^2 1 = C_n^2 2$; 2 — диффузный отражатель ($L=130$ м); 3 — искусственная дымка ($L=130$ м); 4 — естественный аэрозоль ($L=30$ м).

Результаты эксперимента в виде значений C_n^2 , найденных из одновременных независимых измерений $y_{0,5}$, показаны на рис. 9.13. Как видно из рисунка, значения C_n^2 , полученные разными методами, удовлетворительно согласуются друг с другом. Это подтверждает применимость лидарного метода для измерений параметра C_n^2 в реальной атмосфере.

9.4. Определение скорости ветра из оптических измерений

Всю совокупность оптических методов определения скорости ветра в атмосфере можно разбить на две группы. К первой группе относятся методы, основанные на извлечении информации о ветре из пространственно-временных характеристик флуктуаций интенсивности (см. гл. 5), ко второй — методы, основанные на эффекте Доплера.

Сведения о способах определения усредненной по трассе поперечной скорости ветра из измерений пространственно-временных корреляционных функций и взаимных спектров интенсивности со-

держатся в [3, 30, 38, 53, 66, 89, 94, 99] и других работах. В частности, фазовый спектр $\varphi(\omega)$ плоской волны связан со скоростью ветра в поперечном к трассе направлении особенно просто: $\varphi(\omega) = -\omega r/v_{\perp}$ (5.47). Однако получение пространственно-временных характеристик интенсивности в реальном масштабе времени представляет собой в настоящее время непростую задачу, что сдерживает практическое применение указанных методов. В качестве примера из этой группы методов рассмотрим способ определения

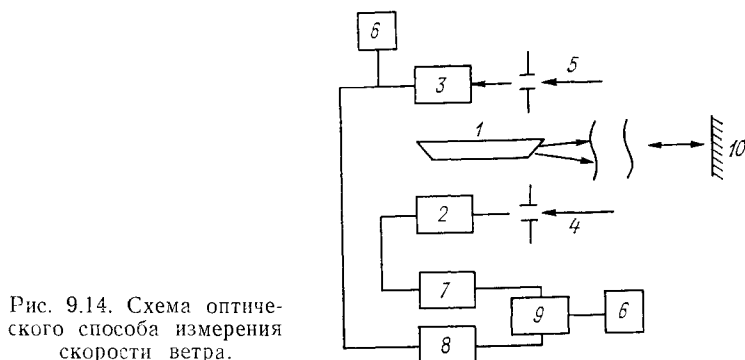


Рис. 9.14. Схема оптического способа измерения скорости ветра.

$v_{\perp}$, предложенный и реализованный в виде измерительного прибора в [53].

Пусть пространственное распределение интенсивности световой волны перемещается с постоянной средней скоростью $v_{\perp}$ в плоскости, перпендикулярной направлению распространения (картина «бегущих теней» в приближении гипотезы «замороженной» турбулентности). Выделим фурье-компоненту с пространственным периодом Λ в движущейся картине. В приемниках, расположенных на расстоянии r по направлению движения, пространственным фурье-компонентам будут соответствовать временные компоненты с частотой $f = \Lambda v_{\perp}$. Их фазы будут сдвинуты на величину $\varphi = 2\pi f\tau$, где $\tau = r/v_{\perp}$ — время перемещения неоднородностей на расстояние r . Значение скорости переноса неоднородностей определится из выражения

$$v_{\perp} = 2\pi f r / K' \varphi, \quad (9.27)$$

где K' — коэффициент, зависящий от расходимости излучения (для сферической волны $K' = 2$).

Для выяснения реальных возможностей этого способа измерения средней скорости был проведен эксперимент, блок-схема которого приведена на рис. 9.14. Луч от ОКГ ЛГ-38 1 отражался от зеркального диска 10, расположенного на расстоянии 400 м, под наибольшим углом. Излучение принималось двумя ФЭУ 2, 3 с входными диафрагмами 4, 5, разнесенными на расстояние $r =$

$= 14$ мм. Далее сигналы поступали на два трехзвенных селективных узкополосных фильтра 6, 7 с амплитудными ограничителями между первыми звеньями, настроенных на частоту $f = 27$ Гц. Полоса пропускания фильтров была $\pm 0,8$ Гц. Идентичность фазовых характеристик выдерживалась с точностью $\pm 2^\circ$. Измерения сдвига фаз использовались фазометр 8 и интегратор 9. Одновременно измерялись перпендикулярная к трассе компонента скорости ветра $v_\perp$ акустическим анемометром и синус угла α между трассой и направлением скорости ветра анеморумбометром, расположенными на расстоянии 80 м от передатчика. Эксперимент показал, что усредненные за 1—1,5 мин значения разности фаз и скорости ветра связаны соотношением (9.27) с погрешностью, не превышающей $\pm 10\%$.

Доплеровские методы в оптике для измерения скорости активно развиваются с 60-х годов [24, 56]. В основе принципа работы доплеровских измерителей лежит измерение частотных сдвигов, возникающих в световой волне, прошедшей слой движущейся среды (традиционно их называют доплеровскими измерителями скорости потока) или частотных сдвигов в излучении, рассеянном назад движущимся аэрозолем, находящимся в воздухе (локационные доплеровские измерители — доплеровские лидары).

При рассеянии плоской световой волны движущимися частицами со скоростью v между падающей и рассеянной волнами с волновыми векторами K_n и K_p появляется частотный сдвиг за счет эффекта Доплера на величину

$$\omega_d = (K_p - K_n) v = 2Kv \sin \alpha \cos \varphi,$$

где α — угол рассеяния, φ — угол между разностным вектором и вектором v .

Различают доплеровские измерители скорости потока, построенные по дифференциальной схеме [24, 56], и моностатические лидары [26, 65, 78]. При дифференциальной схеме в выделенный объем пространства направляются два идентичных когерентных оптических пучка под малым углом. В области перекрытия пучков формируется интерференционное поле. Излучение из этой области несет информацию о скорости потока. Сигнал с фотоприемника сразу содержит переменную составляющую фототока, пропорциональную скорости. Измерительные схемы при этом могут строиться как в проходящем потоке (рассеяние вперед), так и по локационной схеме (рассеяние назад).

В моностатических когерентных лидарах доплеровский частотный сдвиг в рассеянном излучении в месте приема выделяется путем фотосмешения принимаемой волны с опорной, в качестве которой может использоваться либо часть первичного излучения, выделенная с помощью интерференционной схемы типа интерферометра Майкельсона, либо излучение местного гетеродина.

Простейшим способом селекции по дальности для случая использования непрерывного излучения, является фокусировка пучка на заданное расстояние с помощью оптики передающей системы.

В случае импульсного излучения используется время — импульсный метод селекции дальности. Последний широко известен из радиолокации. Пространственное разрешение в случае импульса длительностью $\tau_{\text{и}}$ оценивается по формуле $\Delta L = \frac{c}{2} (\tau_{\text{и}} + \tau_{\text{пр}})$,

где c — скорость света, $\tau_{\text{пр}}$ — время приема излучения.

Селекция дальности по способу фокусировки обеспечивается за счет того, что из области фокуса удается принять рассеянное излучение, позволяющее сформировать плоский волновой фронт на фотоприемнике и таким образом обеспечить при плоском волновом фронте опорной волны оптимальные условия для когерентного фотосмещения. Пространственное разрешение при этом $\Delta l = \frac{2}{\pi} \left(\frac{F}{L} \right)^2 \lambda$. Вследствие высоких требований к когерентности

исходного излучения в качестве источника преимущественно используется газовый CO_2 -лазер с рабочей длиной волны 10,6 мкм при мощности 5—50 Вт. В [7, 80, 81, 88, 90, 98] даны описания различных непрерывных CO_2 -лидаров, имеющих дальность действия от десятков [80, 81] до сотен [90, 98] и тысяч [7, 88] метров с относительной погрешностью измерений, составляющей 10—30 %. Для получения полного вектора скорости осуществляют последовательные измерения, например, при достаточно быстром азимутальном вращении лидача [88] так, чтобы поле скоростей в атмосфере несущественно изменялось за время сканирования.

Недостатком лидаров с фокусировкой является то, что, во-первых, с увеличением дальности затрудняется фокусировка излучения вследствие дифракционной расходимости (см. (3.9)), а, во-вторых, при фокусировке более существенно сказывается турбулентное уширение лазерного пучка [82].

При использовании импульсных лазеров в качестве излучателя в доплеровском лидаре удается достичь дальности 20 км [91]. Лидары такого типа строятся преимущественно с CO_2 -лазерами по принципу гетеродинного приема с местным одночастотным лазером-гетеродином. Мощный лазер-излучатель с помощью системы частотной привязки подстраивается под излучение гетеродина.

Рассеянное атмосферой излучение смешивается на фотоприемнике с излучением гетеродина, в результате формируется сигнал разностной частоты, из которого с помощью набора фильтров путем частотного детектирования выделяется информация о скорости ветра. В частности, в системе [93] при энергии импульса 0,01 Дж и его длительности 2 мкс, частоте повторения 140 Гц, диаметре приемной апертуры 30 см достигнута дальность действия до 8 км. В [78] измерялись ветровые поля от атмосферного пограничного слоя до нижней стратосферы с использованием импульсного CO_2 -доплеровского лидача и проведено сравнение результатов с данными акустических измерений и радиозондирования. В лидаре использован CO_2 -лазер с энергией 100 мДж в импульсе длительностью 2 мкс при частоте следования 10 Гц.

Приемная оптика имела апертуру 28 см, разностная частота гетеродина поддерживалась равной 20 мГц. Приведенные в [78] результаты сравнительных измерений скорости и направления ветра лидарным и другими методами хорошо согласуются друг с другом.

Наряду с когерентными, активно развиваются доплеровские лидары с некогерентным приемом [76, 77, 93]. В [76, 93] представлено описание системы на основе непрерывного аргонного лазера с формированием импульсов при помощи модулятора и с использованием перестраиваемого интерферометра Фабри—Перо. В [76] при исходных параметрах зондирующих импульсов: $\tau_{\text{и}}=0,5$ мкс, частота повторения 100 кГц, энергия отдельного импульса 10 мкДж — дальность действия лидара с полуметровым приемным зеркалом достигала более 500 м при 75-метровом пространственном разрешении. Примером некогерентного детектирования с использованием принципа пространственных биений рассеянных оптических волн различных частот является устройство, описанное в [77].

Новые возможности исследования поля скоростей в атмосфере Земли открываются при использовании лидаров космического базирования. В этом отношении интересен проект WINDSAT, разрабатываемый с 1977 г. в NOAA (Национальном управлении по исследованию океанов и атмосферы США) [79, 83, 95]. Для получения поля скорости ветра предусматривается сканирование лазерным пучком по конусу при движении ИСЗ. Вследствие движения космического аппарата система с высоты 300 км охватывает пирамидальную зону с шириной основания у Земли 1200 км.

Существуют и другие проекты лидаров [84]. Однако во всех случаях при выборе оптических измерителей скорости ветра важно корректно учитывать возмущающее воздействие атмосферы (поглощение, нарушение когерентности излучения) и вытекающие отсюда ограничения на параметры системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К главе 1

1. Банах В. А., Миронов В. Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1986.— 173 с.
2. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов.— М.: Мир, 1971.
3. Винниченко Н. К., Пинус Н. З., Шмистер С. М., Шур Г. Н. Турбулентность в свободной атмосфере.— Л.: Гидрометеиздат, 1976.— 336 с.
4. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1976.— 277 с.
5. Гурвич А. С., Грачева М. Е. Простая модель для расчета турбулентных помех в оптических системах//Иzv. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1980.— Т. 16, № 10.— С. 1107—1111.
6. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеиздат, 1970.
7. Зилитинкевич С. С., Монин А. С. Теория подобия для планетарного пограничного слоя атмосферы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1974.— Т. 10, № 6.— С. 587—599.
8. Зубковей С. Л., Кухарец В. П., Цванг Л. Р. Вертикальные профили турбулентности в приземном и пограничном слоях атмосферы при неустойчивой стратификации//Иzv. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1979.— Т. 15, № 1.— С. 44—52.
9. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— М.: Радио и связь, 1981.— 288 с.
10. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса//ДАН СССР.— 1941.— Т. 30, № 4.— С. 299—303.
11. Ламли Дж. Л., Пановский Г. А. Структура атмосферной турбулентности.— М.: Мир, 1966.— 264 с.
12. Монин А. С., Обухов А. М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы//Труды Геофиз. ин-та АН СССР.— 1954.— № 24, (151).— С. 163—187.
13. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика.— М.: Наука, 1965.— Ч. 1; 1967.— Ч. 2.
14. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1981.— 246 с.
15. Обухов А. М. Структура температурного поля в турбулентном потоке//Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз.— 1949.— Т. 13, № 1.— С. 58.
16. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.— 548 с.
17. Цветков Э. И. Основы теории статистических измерений.— Л.: Энергия, 1979.— 286 с.
18. Яглом А. М. Данные о характеристиках турбулентности в приземном слое атмосферы//Иzv. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1974.— Т. 10, № 6.— С. 566—586.
19. Barletti R., Ceppatelli G., Paterno L. e. a. Mean vertical profile of atmospheric turbulence relevant for astronomical seeing//Journ. Opt. Soc. Amer.— 1976.— V. 66, N 12.— P. 1380—1383.
20. Roddier C., Vernin J. Relative contribution of upper and lower atmosphere to integrated refractive-index profiles//Appl. Opt.— 1977.— V. 16, N 8.— P. 2252—2256.

1. Аксенов В. П., Банах В. А., Миронов В. Л. Флуктуации интенсивности лазерного излучателя при отражении в турбулентной атмосфере// Квантовая электроника.— 1976.— Т. 3, № 10.— С. 2266—2271.
2. Аксенов В. П., Банах В. А., Миронов В. Л. Когерентность лазерного излучателя, отраженного в турбулентной атмосфере//Распространение оптических волн в случайно-неоднородной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1979.— С. 47—55.
3. Аксенов В. П., Банах В. А., Миронов В. Л. Флуктуации интенсивности оптических волн, отраженных в турбулентной атмосфере//II Всесоюз. совещание по атмосферной оптике. Тез. докл. Ч. 2.— Томск, 1980.— С. 128—130.
4. Аксенов В. П., Банах В. А., Миронов В. Л. Флуктуации интенсивности оптических волн, отраженных в турбулентной атмосфере.— Деп. в ВИНТИ 21.05.81, № 2359—81.
5. Андреев Г. А., Бисярин В. П., Соколов А. В., Стрелков Г. М. Распространение лазерного излучения в атмосфере Земли//Итоги науки и техники. Радиотехника.— М.: ВИНТИ, 1977.— Т. 11.— С. 5—148.
6. Бабкин Г. И., Клячкин В. И., Любавин Л. Я. Теория инвариантного погружения и волны в статистически неоднородных средах. ДАН СССР. 1980.— Т. 250, № 5.— С. 1112—1115.
7. Банах В. А., Булдаков В. М., Миронов В. Л. Флуктуации интенсивности частично когерентного светового пучка в турбулентной атмосфере// Оптика и спектроскопия.— 1983.— Т. 54, вып. 6.— С. 1054—1059.
8. Банах В. А., Креков Г. М., Миронов В. Л. Дисперсия и пространственная корреляция интенсивности поля волновых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере//VI Всесоюз. симпозиум по дифракции и распространению волн. Краткие тексты докл.— М., Ереван, 1973.— Кн. 1.— С. 143—147.
9. Банах В. А., Креков Г. М., Миронов В. Л. Дисперсия и пространственная корреляция интенсивности волновых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1974.— Т. 17, № 2.— С. 252—260.
10. Банах В. А., Миронов В. Л. Фазовое приближение метода Гюйгенса — Кирхгофа в задачах распространения оптических волн в случайно-неоднородной среде//Распространение оптических волн в случайно-неоднородной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1979.— С. 3—22.
11. Банах В. А., Миронов В. Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере//II Всесоюз. совещание по атмосферной оптике. Тез. докл. Ч. 2.— Томск, 1980.— С. 48—56.
12. Банах В. А., Миронов В. Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1986.— 173 с.
13. Белснйкий М. С., Миронов В. Л. Дифракция оптического излучения на зеркальном диске в турбулентной атмосфере//Квантовая электроника.— 1972.— № 5(11).— С. 38—45.
14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.— 719 с.
15. Виноградов А. Г., Фейзулин З. И. Соотношение между методом параболического уравнения и методом Кирхгофа в теории распространения волн в случайно-неоднородных средах//Вопросы излучения и распространения волн.— М., 1974.— С. 66—73.
16. Гельфгат В. И. Отражение в рассеивающей среде//Акустический журнал.— 1976.— Т. 22, № 1.— С. 123—124.
17. Гочелашвили К. С. Насыщение флуктуаций фокусированного излучения в турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.— 1971.— Т. 14, № 4.— С. 592—596.
18. Гочелашвили К. С., Шишов В. И. Насыщение флуктуаций интенсивности лазерного излучения в турбулентной среде//Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1974.— Т. 66, № 4.— С. 1237—1247.
19. Гочелашвили К. С., Певгов В. Г., Шишов В. И. Насыщение флуктуаций интенсивности лазерного излучения на больших дистанциях

- в турбулентной среде (фраунгоферова зона передатчика)//Квантовая электроника.—1974.—Т. 1, № 5.—С. 1156—1165.
20. Гочелашвили К. С., Шишов В. И. Волны в случайно-неоднородных средах//Итоги науки и техники. Радиофизика. Физические основы электроники. Акустика. Т. 1.—М.: ВИНТИ, 1981.—144 с.
 21. Гочелашвили К. С., Шишов В. И. Распространение отраженного излучения в случайно-неоднородной среде//Квантовая электроника.—1981.—Т. 8, № 9.—С. 1953—1956.
 22. Гурвич А. С., Каллистратова М. А. Экспериментальное исследование флуктуаций угла прихода света в условиях сильных флуктуаций интенсивности//Изв. вузов. Радиофизика.—1968.—Т. 11, № 1.—С. 66—71.
 23. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере.—М.: Наука, 1976.—280 с.
 24. Денисов Н. Г. О рассеянии волн в условиях полного отражения//Изв. вузов. Радиофизика.—1964.—Т. 7, № 2.—С. 378—380.
 25. Долин Л. С. О лучевом описании слабонеоднородных волновых полей//Изв. вузов. Радиофизика.—1964.—Т. 7, № 3.—С. 559—562.
 26. Долин Л. С. Уравнение для корреляционных функций волнового пучка в хаотически неоднородной среде//Изв. вузов. Радиофизика.—1968.—Т. 11, № 6.—С. 840—849.
 27. Заворотный В. У., Кляцкин В. И., Татарский В. И. Сильные флуктуации интенсивности электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах//Журн. эксперим. и теорет. физики.—1977.—Т. 73, вып. 2(8).—С. 481—497.
 28. Заворотный В. У. Сильные флуктуации электромагнитных волн в случайной среде с конечным продольным радиусом корреляции неоднородностей.—Журн. эксперим. и теорет. физики.—№ 7.—С. 56—65.
 29. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.—М.: Радио и связь, 1981.—288 с.
 30. Зуев В. Е. Лазер-метеоролог.—Л.: Гидрометеиздат, 1974.—180 с.
 31. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах.—М.: Мир, 1981.—280 с.
 32. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. 2.—М.: Мир, 1981.—317 с.
 33. Кандидов В. П., Леденев В. И. О применении метода статистических испытаний к исследованию распространения волнового пучка в случайно-неоднородной среде//Изв. вузов. Радиофизика.—1981.—Т. 24, № 4.—С. 438—442.
 34. Кандидов В. П., Леденев В. И. Численное моделирование случайного поля диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы//Вестн. МГУ. Физика, астрономия.—1982.—Т. 23, № 1.—С. 3—8.
 35. Кляцкин В. И. О применимости приближения марковского случайного процесса в задачах, связанных с распространением света в среде со случайными неоднородностями//Журн. эксперим. и теорет. физики.—1969.—Т. 57, № 3(9).—С. 952—958.
 36. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах.—М.: Наука, 1980.—366 с.
 37. Кон А. И. О фокусировке света в турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.—1970.—Т. 13, № 1.—С. 61—70.
 38. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред.—М.: Наука, 1980.—304 с.
 39. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах//Успехи физ. наук.—1982.—Т. 137, вып. 3.—С. 501—527.
 40. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И. Некоторые следствия из принципа Гюйгенса — Кирхгофа для плавно-неоднородной среды//Изв. вузов. Радиофизика.—1969.—Т. 12, № 6.—С. 886—893.
 41. Малахов А. Н., Саичев А. И. Кинетическое уравнение для световой волны. Флуктуации интенсивности//Журн. эксперим. и теорет. физики.—1974.—Т. 67, № 6.—С. 2080—2086.

42. Малахов А. Н., Саичев А. И. О некоторых статистических свойствах случайных волн, рассматриваемых в приближении геометрической оптики// Изв. вузов. Радиофизика.— 1974.— Т. 17, № 12.— С. 1817—1826.
43. Малахов А. Н., Саичев А. И. О лагранжевом и эйлеровом описании статистических свойств световых волн//Изв. вузов. Радиофизика.— 1976.— Т. 19, № 9.— С. 1368—1377.
44. Малахов А. Н., Саичев А. И. Представление отраженной от случайно-неоднородного слоя волны в виде ряда, удовлетворяющего условию причинности//Изв. вузов. Радиофизика.— 1979.— Т. 22, № 11.— С. 1324—1333.
45. Марчук Г. И., Михайлов Г. А., Назарлиев М. А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике.— Новосибирск: Наука, 1976.— 284 с.
46. Мионов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1981.— 246 с.
47. Осташев В. Е. Об одном представлении решения волнового уравнения// Изв. вузов. Радиофизика.— 1980.— Т. 23, № 10.— С. 1204—1210.
48. Осташев В. Е., Татарский В. И. Ряд по кратности обратного рассеяния в задачах о распространении волн в неоднородных средах//Изв. вузов. Радиофизика.— 1978.— Т. 21, № 5.— С. 714—725.
49. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Креков Г. М. и др. Сигналы и помехи в лазерной локации.— М.: Радио и связь, 1985.— 264 с.
50. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г., Белов М. Л., Кожевников А. Н. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация.— Новосибирск: Наука, 1982.— 225 с.
51. Перина Я. Когерентность света.— М.: Мир, 1974.— 368 с.
52. Распространение лазерного пучка в атмосфере: Проблемы прикладной физики//Под ред. Д. Стробена.— М.: Мир, 1981.— 416 с.
53. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля.— М.: Наука, 1978.— 463 с.
54. Саичев А. И. О связи статистических характеристик проходящей и отраженной волн в среде с крупномасштабными случайными неоднородностями// Изв. вузов. Радиофизика.— 1978.— Т. 21, № 9.— С. 1290—1293.
55. Саичев А. И. Учет некоторых поправок к параболическому приближению квазиоптики при статистическом описании волн, распространяющихся в случайно-неоднородных средах//Изв. вузов. Радиофизика.— 1979.— Т. 22, № 11.— С. 1405—1408.
56. Саичев А. И. Причинная формулировка задачи обратного рассеяния от слоя случайно-неоднородной среды//Радиотехника и электроника.— 1980.— Т. 25, вып. 2.— С. 269.
57. Саичев А. И. Анализ обратного рассеяния в турбулентной среде с учетом многократного рассеяния по направлению распространения в диффузионном приближении//Изв. вузов. Радиофизика.— 1980.— Т. 23, № 11.— С. 1305—1312.
58. Тамойкин В. В. О влиянии некоторых статистических факторов на характеристики рассеяния ограниченного цилиндра//Изв. вузов. Радиофизика, 1966.— Т. 9, № 6.— С. 1124—1133.
59. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.; Наука, 1967.— 548 с.
60. Татарский В. И. Оценка деполяризации света турбулентными неоднородностями атмосферы//Изв. вузов. Радиофизика.— 1967.— Т. 10, № 12.— С. 1762—1765.
61. Татарский В. И. Распространение света в среде со случайными неоднородностями показателя преломления в приближении марковского случайного процесса//Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1969.— Т. 56, № 6.— С. 2106—2117.
62. Татарский В. И. Распространение коротких волн в среде со случайными неоднородностями в приближении марковского случайного процесса.— М.: Препринт. Отделение океанологии, физики атмосферы и географии АН СССР, 1970.
63. Уфимцев П. Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции.— М.: Советское радио, 1962.— 223 с.

64. Фейзулин З. И., Кравцов Ю. А. К вопросу о расширении лазерного пучка в турбулентной среде//Иzv. вузов. Радиофизика.— 1967.— Т. 10, № 1.— С. 68—73.
65. Чернов Л. А. Волны в случайно-неоднородных средах.— М.: Наука, 1975.— 174 с.
66. Чернов Л. А. Метод параболического уравнения в теории распространения волн в среде со случайными неоднородностями//III Всесоюз. симпозиум по дифракции волн. Реф. докл.— М.: Наука, 1964.— С. 224.
67. Шевцов Б. М. К статистической теории обратного рассеяния в случайно-неоднородных средах//Иzv. вузов. Радиофизика.— 1981.— Т. 24, № 11.— С. 1351—1355.
68. Шевцов Б. М. Трехмерная задача обратного рассеяния в слоистых случайно-неоднородных средах//Иzv. вузов. Радиофизика.— 1982.— Т. 25, № 9.— С. 1032—1040.
69. Шишов В. И. К вопросу о флуктуации амплитуды при распространении электромагнитных волн в средах со случайными неоднородностями//Диапазонный крестообразный радиотелескоп и выполненные на нем радиоастрономические исследования: Труды ФИАН СССР.— 1967.— Т. 38.— С. 171—176.
70. Шишов В. И. К теории распространения волн в случайно-неоднородных средах//Иzv. вузов. Радиофизика.— 1968.— Т. 11, № 6.— С. 866—875.
71. Якушкин И. Г. Флуктуации интенсивности при малоугловом рассеянии волновых полей//Иzv. вузов. Радиофизика.— 1985.— Т. 28, № 5.— С. 535—565.
72. Якушкин И. Г. Сильные флуктуации интенсивности поля светового пучка в турбулентной атмосфере//Иzv. вузов. Радиофизика.— 1976.— Т. 19, № 3.— С. 384—391.
73. Якушкин И. Г. Моменты интенсивности поля, распространяющегося в случайно-неоднородной среде, в области насыщения флуктуаций//Иzv. вузов. Радиофизика.— 1978.— Т. 21, № 8.— С. 1194—1201.
74. Aksernov V. P., Banakh V. A., Mironov V. L. Fluctuations of retro-reflected laser radiation in a turbulent atmosphere//Journ. Opt. Soc. Amer. A.— 1984.— V. 1, N 3.— P. 263—274.
75. Aksernov V. P., Mironov V. L. Phase approximation of the Huygens — Kirchhoff method in problems of reflections of optical waves in the turbulent atmosphere//Journ. Opt. Soc. Amer.— 1979.— V. 69, N 11.— P. 1609—1614.
76. Banakh V. A., Mironov V. L. Phase approximation of the Huygens — Kirchhoff method in problems of laser-beam propagation in a turbulent atmosphere//Opt. Let.— 1977.— V. 1, N 5.— P. 172—174.
77. Banakh V. A., Mironov V. L. Phase approximation of the Huygens — Kirchhoff method in problems of space-limited optical beam propagation in a turbulent atmosphere//Opt. Let.— 1979.— V. 4, N 8.— P. 259—261.
78. Beran M. Y. Propagation of the mutual coherence function through random media//Journ. Opt. Soc. Amer.— 1966.— V. 56.— P. 1475—1480.
79. Beran M. J., Ho T. J. Propagation of the fourth-order coherence function in a random medium (a nonperturbative formulation)//Journ. Opt. Soc. Amer.— 1969.— V. 59, N. 9.— P. 1134—1138.
80. Brown W. P. Propagation in random media. Cumulative effect of weak inhomogeneities//IEEE Trans. AP.— 1967.— V. 15, N 1.— P. 81—89.
81. Clifford S. F., Wandzura S. M. Monostatic heterodyne lidar performance: the effect of the turbulent atmosphere//Appl. Opt.— 1981.— V. 20, N 3.— P. 514—516.
82. Fante R. L. Electric field spectrum and intensity covariance of a wave in a random medium//Radio Sci.— 1975.— V. 10, N 1.— P. 77—85.
83. Furuichi K. Statistical theory of wave propagation in a random medium and the irradiance distribution function//Journ. Opt. Soc. Amer.— 1972.— V. 62, N 2.— P. 240—254.
84. Gochelashvili K. S. Focused irradiance fluctuations in a turbulent medium.— М.: Preprint N 172. Academy of Sciences of the USSR. P. V. Lebedev Physical Institute., 1971; Opt. Acta.— 1973.— V. 20, N 3.— P. 139—206.
85. Gochelashvili K. S., Shishov V. I. Multiple scattering of light in a turbulent medium.— М.: Preprint N 71. Academy of Sciences of the USSR.

- P. N. Lebedev Physical Institute, 1971; Opt. Acta.—1971.— V. 18, N 10.— P. 767—777.
86. International Laser Radar Conference Abstracts of Papers. Aix en Provance, France.—August 13—17, 1984.
 87. Lee M. H., Holmes J. F., Kerr J. R. Statistics of speckles propagation through the turbulent atmosphere//Journ. Opt. Soc. Amer.—1976.— V. 66, N 11.— P. 1164—1172.
 88. Lutomirski R. F., Yura H. T. Propagation of a finite optical beam in an inhomogeneous medium//Appl. Opt.—1971.— V. 10, N 7.— P. 1652—1658.
 89. Molyneux J. E. Propagation of the N-th order coherence function in a random medium. The governing equations//Journ. Opt. Soc. Amer.—1971.— V. 61, N 2.— P. 248—255.
 90. Rye B. J. Refractive-turbulence contribution to incoherent backscatter heterodyne lidar returns//Journ. Opt. Soc. Amer.—1981.— V. 71, N 6.— P. 687—691.
 91. De Wolf D. A. Multiple scattering in a random continuum//Radio Sci.—1967.— V. 2, N 11.— P. 1379—1392.
 92. Yura H. T. Mutual coherence function of a finite cross-section optical beam propagation in a turbulent medium//Appl. Opt.—1972.— V. 11, N. 6.— P. 1399—1406.

К главе 3

1. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику.— М.: Наука, 1981.— 640 с.
2. Банах В. А., Миронов В. Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1986.— 173 с.
3. Белецкий М. С., Лукин В. П., Миронов В. Л., Покасов В. В. Когерентность лазерного излучения в атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1985.— 175 с.
4. Белецкий М. С., Бороноев В. В., Гомбоев Н. Ц. и др. Экспериментальное исследование кривизны среднего фазового фронта лазерного пучка в турбулентной атмосфере//Оптика и спектроскопия.—1980.— Т. 49, вып. 3.— С. 595—599.
5. Белецкий М. С., Бороноев В. В., Гомбоев Н. Ц., Миронов В. Л. Пространственная когерентность одномодовых и многомодовых лазерных пучков в турбулентной атмосфере//III Всесоюз. совещание по атмосферной оптике и актиометрии. Ч. 2.— Томск: Изд-во ИОА СО АН СССР.—1983.— С. 24—27.
6. Белецкий М. С., Сазанович В. М., Цвык Р. Ш. Влияние турбулентности на формирование изображений лазерных источников//Оптика и спектроскопия.—1985.— Т. 58, вып. 5.— С. 1133—1137.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.— 719 с.
8. Виноградов В. В., Костерин А. Г., Медовиков А. С., Саичев А. И. О влиянии рефракции на распространение волнового пучка в турбулентной среде (атмосфере)//Изв. вузов. Радиофизика.—1985.— Т. 28, № 10.— С. 1227—1235.
9. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1976.— 280 с.
10. Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. 1.— М.: Мир, 1981.— 280 с.
11. Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. 2.— М.: Мир, 1981.— 317 с.
12. Каллистратова М. А., Покасов В. В. Дефокусировка и флуктуации смещения пространственно ограниченного пучка в атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.—1971.— Т. 14, № 8.— С. 1200—1207.
13. Логинов В. А., Слонов В. В. Расчет интенсивности частично когерентного светового пучка в турбулентной атмосфере//Квантовая электроника.—1982.— Т. 9, № 11.— С. 2221—2225.
14. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1981.— 248 с.

15. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля.— М.: Наука, 1978.— 463 с.
16. Старобинец И. А. Средняя освещенность и флуктуации интенсивности в фокусе светового пучка, сфокусированного в турбулентной атмосфере// Изв. вузов. Радиофизика.— 1972. Т. 15, № 5.— С. 738—742.
17. Сьедин В. Я., Хмелевцов С. С. Расширение фокусированных световых пучков в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Физика.— 1972, № 3.— С. 91—96.
18. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.— 548 с.
19. Чиркин А. С., Юсубов Ф. М. Особенности фокусировки световых пучков со случайной фазовой модуляцией//Квантовая электроника.— 1982.— Т. 9, № 8.— С. 1716—1718.
20. Buck A. L. Effects of the atmosphere on laser beam propagation//Appl. Opt.— 1967.— V. 6, N 4.— P. 706—708.
21. Carter W. H. Focal shift and concept of effective Fresnel number for a Gaussian laser beam//Appl. Opt.— 1982.— V. 21, N 11.— P. 1989—1994.
22. Lee L. C. Wave propagation in a random medium: A complete set of the moment equations with different wavenumbers//Journ. Mathematic. Phys.— 1974.— V. 15, N 9.— P. 1431—1435.
23. Li Y., Wolf E. Focal shifts in diffracted converging spherical wave//Opt. Communications.— 1981.— V. 39, N 4.— P. 211—215.
24. Liu C. H., Yeh K. C. Propagation of pulsed beam waves through turbulence, cloud, rain or fog//Journ. Opt. Soc. Amer.— 1977.— V. 67, N 9, P. 1261—1266.
25. Liu C. H., Yeh K. C. Pulse propagation in random media//IEEE Transactions on Antennas and Propagation.— 1978.— V. AP.— 26, N 4.— P. 561—566.
26. Liu C. H., Yeh K. C. Statistics of pulse arrival time in turbulent media// Journ. Opt. Soc. Amer.— 1980.— V. 70, N 2.— P. 168—172.
27. Parker Givens M. Focal shifts in diffracted converging spherical waves// Opt. Communications.— 1982.— V. 41, N 3.— P. 145—148.
28. Rose C. M., Besieris I. M. N-th-order multifrequency coherence functions: A functional path integral approach//Journ. Mathematic. Phys.— 1979.— V. 20, N 7.— P. 1530—1538.
29. Searles S. K., Hart G. A. Turbulence induced beam spread of 1,06 and 3,8 μm laser beam propagated over a 10,5 km range//AIAA Pap.— 1985, N 1629.— 3 p.
30. Yeh K. C., Liu C. H. An investigation of temporal moments of stochastic waves//Radio Sci.— 1977.— V. 12, N 5.— P. 671—680.

К главе 4

1. Афанасьев В. А., Иевский В. И. Проблемы практического использования лазерных устройств в линиях связи.— М.: Наука, 1965.
2. Барабаненков Ю. Н., Кравцов Ю. А., Рытов С. М., Татарский В. И. Состояние теории распространения волн в случайно-неоднородной среде.— Успехи физ. наук.— 1970.— Т. 102, № 1.— С. 3—42.
3. Бехтин Ю. И., Шабельников А. В. Дифракционно-доплеровский модулятор света//Приборы и техника эксперимента.— 1971.— № 4.— С. 207—208.
4. Беленький М. С., Лукин В. П., Миронов В. Л., Покасов В. В. Когерентность лазерного излучения в атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1985.— 175 с.
5. Голдстейн И., Майлс П., Шабо А. Измерения распространения света в турбулентной атмосфере методом гетеродинамирования//ТИИЭР.— 1965.— Т. 53, № 9.— С. 53—60.
6. Гудвин Ф. Ф. Оптическая гетеродинная система связи на волне 3,39 мкм//Зарубежная электроника.— 1968.— № 9.— С. 43—68.

7. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере.—М.: Наука, 1976.—277 с.
8. Емалеев О. Н., Назарчук В. И., Покасов В. В., Райзман М. М., Шошин Л. Г. Следящий цифровой фазометр оптического диапазона.—А. с. 397852, 1973.
9. Лукин В. П., Миронов В. Л., Покасов В. В., Хмелевцов С. С. Флуктуации фазы оптических волн, распространяющихся в турбулентной атмосфере//Радиотехника и электроника.—1975.—Т. 20, № 6.—С. 1164—1170.
10. Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика.—Новосибирск: Наука, 1986.—248 с.
11. Покасов В. В., Хмелевцов С. С. Интерферометрия с разностью хода до 500 м через турбулентную атмосферу//Изв. вузов. Физика.—1969.—№ 8.—С. 139—142.
12. Покасов В. В., Тартаковский В. А., Селиванов А. Г., Емалеев О. Н., Лукин В. П. Следящий фазометр оптического диапазона.—А. с. 664118, 1979.
13. Распространение лазерного пучка в атмосфере: Проблемы прикладной физики/Под ред. Д. Стробена.—М.: Мир, 1981.—416 с.
14. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2.—М.: Наука 1978.—463 с.
15. Рознер Р. Д. Гетеродинный прием оптического сигнала, распространяющегося в атмосфере//ТИИЭР—1968.—Т. 5, № 1.—С. 144—146.
16. Семенов А. А., Арсеньян Т. И. Флуктуации электромагнитных волн на приземных трассах.—М.: Наука, 1978.—240 с.
17. Семенов А. А., Гордеев А. Н. Об интерферометрическом способе измерения флуктуаций фазы оптического излучения в случайно-неоднородной среде//Оптика и спектроскопия.—1970.—Т. 29.—С. 206—210.
18. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.—М.: Наука, 1967.—548 с.
19. Arechi F. T., Sona A. Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik//ZAMP.—1965.—16, N 1.
20. Bertolotti M., Daino B., Sette D. On the measurement of the spatial coherence of a laser beam//Nuovo Cimento.—1964.—V. 33, N 6.—P. 1705—1709.
21. Bertolotti M., Carnevale M., Murii L., Sette D. Reversing-front Interferometer for phase-correlation measurements in the turbulent atmosphere//Appl. Opt.—1970.—V. 9, N 2.—P. 510—512.
22. Bouricius G., Clifford S. Experimental study of atmospherically induced phase fluctuations in an optical signal//JOSA.—1970.—V. 60, N 11.—P. 1484—1489.
23. Chwalko R., Stepinsky S., Hammer H. Spatial coherence measurement of gas laser output//Acta Phys. Polon.—1966.—V. 29, N 6.—P. 753—797.
24. Coulmen G. E. Dependence of image quality on horizontal range in a turbulent atmosphere//JOSA.—1966.—V. 56, N 9.—P. 1232—1238.
25. Derr V. E., Little C. G. A comparison of remote sensing of the clear atmosphere by optical, radio and acoustic radar techniques//Appl. Opt.—1970.—V. 9.—N 9.—P. 1976—1992.
26. Gardner S. Some effects of atmospheric turbulence on optical heterodyne communication//IEEE Internatl. Conv. Record.—1964.—V. 12, N 6.—P. 337—342.
27. Heric B., Mayer-Arendt J. Interferometry through the turbulent atmosphere at an optical path difference of 354 m//Appl. Opt.—1966.—V. 5, N 6.—P. 981—986.
28. Morocuma T., Nefflen K., Lawrence T., Kluher T. Interference fringes with long path difference using He-Ne laser//JOSA.—1963.—V. 53, N 3.—P. 394—399.
29. Morric G. I. Airborne laser beam scintillation measurements at high altitudes//JOSA.—1973.—V. 63, N 3.—P. 263—270.

1. Агровский Б. С., Гурвич А. С., Каллистратова М. А. Флуктуации интенсивности света при фокусировке в турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.— 1978.— Т. 21, № 2.— С. 212—216.
2. Агровский Б. С., Воробьев В. В., Гурвич А. С. и др. Флуктуации интенсивности импульсного лазерного излучения в турбулентной среде// Квантовая электроника.— 1980.— Т. 7, № 3.— С. 545—552.
3. Алексеев В. Г. О точности экспериментального определения моментов вышших порядков временных рядов//Изв. АН СССР. Техническая кибернетика.— 1970.— № 6.— С. 171—180.
4. Андреев Г. А., Голунов В. А., Захаров А. С., Хохлов Г. И. Пространственно-временные корреляционные характеристики насыщенных флуктуаций интенсивности лазерного пучка в турбулентной атмосфере//Радиотехника и электроника.— 1979.— Т. 24, № 11.— С. 2367—2369.
5. Андреев Г. А. О влиянии флуктуаций скорости переноса неоднородностей на статистические характеристики волны, распространяющейся в турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.— 1964.— Т. 7, № 6.— С. 1198—1200.
6. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику.— М.: Наука, 1981.— 640 с.
7. Банах В. А., Бороноев В. В., Гомбоев Н. Ц. и др. Исследование зависимости дисперсии сильных флуктуаций интенсивности лазерного пучка в атмосфере от внутреннего масштаба турбулентности//Распространение оптических волн в случайно-неоднородной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1979.— С. 23—39.
8. Банах В. А., Булдаков В. М. Влияние начальной степени пространственной когерентности светового пучка на флуктуации интенсивности в турбулентной атмосфере//Оптика и спектроскопия.— 1983.— Т. 55, вып. 4.— С. 707—712.
9. Банах В. А., Булдаков В. М., Миронов В. Л. Сильные флуктуации потока некогерентного излучения в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1981.— Т. 24, № 6.— С. 703—708.
10. Банах В. А., Булдаков В. М., Миронов В. Л. Флуктуации интенсивности частично когерентного светового пучка в турбулентной атмосфере//Оптика и спектроскопия.— 1983.— Т. 54, вып. 6.— С. 1054—1059.
11. Банах В. А., Жуков А. Ф., Миронов В. Л., Цвык Р. Ш. Уровень насыщения флуктуаций интенсивности оптического пучка в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Физика.— 1975, № 2.— С. 31—34.
12. Банах В. А., Креков Г. М., Миронов В. Л. Дисперсия и пространственная корреляция интенсивности волновых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1974.— Т. 17, № 2.— С. 252—260.
13. Банах В. А., Миронов В. Л. Спектры временных флуктуаций интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере//Квантовая электроника.— 1975.— Т. 2, № 10.— С. 2163—2171.
14. Банах В. А., Миронов В. Л. Влияние дифракционного размера апертуры и спектра турбулентности на флуктуации интенсивности лазерного излучения//Квантовая электроника.— 1978.— Т. 5, № 7.— С. 1535—1542.
15. Банах В. А., Миронов В. Л. Фазовое приближение метода Гюйгенса — Кирхгофа в задачах распространения оптических волн в случайно-неоднородной среде//Распространение оптических волн в случайно-неоднородной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1979.— С. 3—22.
16. Банах В. А., Миронов В. Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере.— Новосибирск. Наука, 1986.— 173 с.
17. Безверхний В. А., Грачева М. Е., Гурвич А. С. и др. Пространственно-временная структура поля турбулентных флуктуаций лазерного излучения//Изв. вузов. Радиофизика.— 1981.— Т. 24, № 2.— С. 135—142.
18. Безверхний В. А., Гурвич А. С., Покасов Вл. В. Применение когерентного анализа для определения скорости ветра из оптических изме-

- рений//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1978.— Т. 14, № 1.— С. 102—105.
19. Беленький М. С., Жуков А. Ф., Миронов В. Л., Цвык Р. Ш. Усредняющее действие приемной апертуры и коэффициент пространственной корреляции флуктуаций интенсивности поля оптического пучка//II Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тез. докл.— Томск, 1973.— С. 271—273.
 20. Белоусов С. И. Спектр сильных флуктуаций интенсивности световых пучков в случайно-неоднородных средах//Изв. вузов. Радиофизика.— 1982.— Т. 25, № 10.— С. 1223—1226.
 21. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. Сильные флуктуации полей световых пучков в случайно-неоднородных средах//Квантовая электроника.— 1980.— Т. 7, № 3.— С. 530—537.
 22. Белоусов С. И., Дзулакян В. М., Заворотный В. У. Продольная корреляция флуктуаций лазерного излучения в модельной турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.— 1981.— Т. 24, № 11.— С. 1345—1350.
 23. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.— 719 с.
 24. Бороноев В. В., Гомбоев Н. Ц., Зубрицкий Э. В. и др. Измерение пространственной корреляции в коллимированном лазерном пучке// III Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тез. докл.— Томск, 1975.— С. 170—171.
 25. Бороноев В. В., Гомбоев Н. Ц., Миронов В. Л., Трубаचेва Э. А. Измерения масштабов корреляции флуктуаций интенсивности и когерентного поля лазерных пучков в турбулентной атмосфере//V Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тез. докл. Ч. 2.— Томск, 1979.— С. 108—112.
 26. Бороноев В. В., Дашинимаев В. Д., Поплаухин В. Н., Трубаचेва Э. А. Измерение масштабов корреляции флуктуаций интенсивности и когерентности поля многомодовых лазерных пучков в атмосфере// Там же.— С. 116—119.
 27. Бороноев В. В., Занданова Г. И., Миронов В. Л. и др. Измерение флуктуаций интенсивности в частично когерентных лазерных пучках// Изв. вузов. Радиофизика.— 1981.— Т. 24, № 5.— С. 647—648.
 28. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике.— М.: Наука, 1964.
 29. Вакуров Г. Ф., Жаркова Л. А., Исакова А. И. и др. Аппаратурно-программный комплекс для исследования распространения оптического излучения в приземном слое атмосферы.— Томск: Препринт № 14. Томский филиал СО АН СССР, 1984.
 30. Виноградов А. Г., Фейзулин З. И. Соотношение между методом параболического уравнения и методом Кирхгофа в теории распространения волн в случайно-неоднородных средах//Вопросы излучения и распространения волн.— 1974.— С. 66—73.
 31. Гальярди Р. М., Карп Ш. Оптическая связь.— М.: Связь, 1978.— 424 с.
 32. Гомбоев Н. Ц., Зубрицкий Э. В., Малыгина Г. Ф. и др. Пространственная корреляция сильных флуктуаций интенсивности узкого лазерного пучка, распространяющегося в атмосфере//Квантовая электроника.— 1975.— Т. 2, № 6.— С. 1262—1267.
 33. Гочелашвили Г. С., Шишов В. И. Насыщение флуктуаций интенсивности лазерного излучения в турбулентной среде//Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1974.— Т. 66, вып. 4.— С. 1237—1247.
 34. Гочелашвили К. С., Певгов В. Г., Шишов В. И. Насыщение флуктуаций интенсивности лазерного излучения на больших дистанциях в турбулентной среде (фраунгоферова зона передатчика)//Квантовая электроника.— 1974.— Т. 1, № 5.— С. 1156—1165.
 35. Гочелашвили К. С., Шишов В. И. Сильные флуктуации интенсивности лазерного излучения в турбулентной атмосфере — функция распределения//Журн. эксперим. и теорет. физики.— 1978.— Т. 74, вып. 6.— С. 1974—1978.

36. Гочелашвили К. С., Шишов В. И. Волны в случайно-неоднородных средах//Итоги науки и техники. Радиофизика. Физические основы электродинамики. Акустика. Т. 1.—М.: ВИНТИ, 1981.
37. Грачева М. Е. Исследование статистических свойств сильных флуктуаций интенсивности света при распространении в приземном слое атмосферы//Изв. вузов. Радиофизика.—1967.—Т. 10, № 6.—С. 775—788.
38. Грачева М. Е., Гурвич А. С. Приближенные формулы для спектров флуктуаций волн, распространяющихся в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.—1982.—Т. 25, № 7.—С. 791—796.
39. Грачева М. Е., Гурвич А. С., Каллистратова М. А., Старобинец И. А. Флуктуации интенсивности сфокусированного лазерного пучка при распространении в атмосфере//Радиотехника и электроника.—1970.—Т. 15, № 6.—С. 1290—1292.
40. Грачева М. Е., Гурвич А. С., Ломадзе С. О. и др. Распределение вероятностей сильных флуктуаций интенсивности света в атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.—1974.—Т. 17, № 1.—С. 105—112.
41. Грачева М. Е., Гурвич А. С., Хрупин А. С. Корреляционные функции интенсивности света в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.—1974.—Т. 17, № 1.—С. 155—157.
42. Грачева М. Е., Гурвич А. С., Кашкаров С. С., Покасов Вл. В. Соотношения подобия для сильных флуктуаций интенсивности света, распространяющегося в турбулентной среде//Журн. эксперим. и теорет. физики.—1974.—Т. 67, вып. 6(12).—С. 2035—2046.
43. Гурвич А. С., Казарян Р. А., Ломадзе С. О. и др. Частотные спектры флуктуаций интенсивности лазерного излучения на волнах 0,63 и 10,6 мкм в атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.—1975.—Т. 18, № 4.—С. 610—613.
44. Гурвич А. С., Покасов Вл. В. Частотные спектры сильных флуктуаций лазерного излучения в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.—1973.—Т. 16, № 6.—С. 913—917.
45. Гурвич А. С., Покасов Вл. В. Взаимные спектры турбулентных флуктуаций интенсивности света на разнесенных длинах волн//Изв. вузов. Радиофизика.—1980.—Т. 23, № 8.—С. 999—1001.
46. Гурвич А. С., Кан В. Флуктуации интенсивности на двух длинах волн в турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.—1979.—Т. 22, № 7.—С. 843—847.
47. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере.—М.: Наука, 1976.
48. Гурвич А. С., Елепов Б. С., Покасов Вл. В. и др. Пространственная структура сильных флуктуаций интенсивности света в турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.—1979.—Т. 22, № 2.—С. 198—207.
49. Гурвич А. С., Кашкаров С. С. Флуктуации интенсивности в лазерных пучках в атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.—1975.—Т. 18, № 1.—С. 69—73.
50. Дагкесаманская И. М., Шишов В. И. Сильные флуктуации интенсивности при распространении волн в статистически однородных и изотопных средах//Изв. вузов. Радиофизика.—1970.—Т. 13, № 1.—С. 16—20.
51. Дрофа А. С. Временная корреляция смещений центра тяжести светового пучка в приземном слое атмосферы//Изв. вузов. Радиофизика.—1977.—Т. 20, № 11.—С. 1704—1710.
52. Заворотный В. У., Кляцкин В. И., Татарский В. И. Сильные флуктуации интенсивности электромагнитных волн в случайно неоднородных средах//Журн. эксперим. и теорет. физики.—1977.—Т. 73, вып. 2(8).—С. 481—497.
53. Заворотный В. У. Сильные флуктуации электромагнитных волн в случайной среде с конечным продольным радиусом корреляции неоднородностей//Журн. эксперим. и теорет. физики.—1978.—Т. 75, вып. 1(7).—С. 56—65.
54. Заворотный В. У. Частотная корреляция сильных флуктуаций интенсивности в турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.—1981.—Т. 24, № 5.—С. 601—608.

55. Заворотный В. У. Флуктуации интенсивности в изображении некогерентного источника, наблюдаемого через турбулентную среду//Изв. вузов. Радиофизика.—1985.—Т. 28, № 11.—С. 1392—1399.
56. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.—М.: Радио и связь, 1981.
57. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. 1.—М.: Мир, 1981.—280 с.
58. Казарян Р. А., Джулакян В. М. Экспериментальные исследования продольной корреляции лазерного излучения в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.—1980.—Т. 23, № 6.—С. 718—720.
59. Кан В. Четырехточечная функция когерентности частотно разнесенных волн в турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.—1979.—Т. 22, № 5.—С. 598—603.
60. Конилевич Ю. И., Фролов В. В. О влиянии степени когерентности световых пучков на информативные возможности оптических методов исследования турбулентности//Оптика и спектроскопия.—1979.—Т. 48, вып. 2.—С. 333—340.
61. Крупник А. Б., Молодцов С. Н., Саичев А. И. О флуктуациях фазы, углов прихода и частотной корреляции сферических волн в случайно-неоднородной среде//Изв. вузов. Радиофизика.—1979.—Т. 22, № 12.—С. 1472—1479.
62. Крупник А. Б., Молодцов С. Н., Саичев А. И. Ковариация интенсивностей и частотная корреляция световых пучков в случайно-неоднородной среде//Радиотехника и электроника.—1980.—Т. 25, № 6.—С. 1297—1299.
63. Крылов В. И. Приближенное вычисление интегралов.—М.: Наука, 1967.
64. Крылов В. И., Шульгина Л. Т. Справочная книга по численному интегрированию.—М.: Наука, 1966.
65. Кузнецова Н. Г., Чернов Л. А. Влияние временной изменчивости случайных неоднородностей среды на корреляционную функцию поля и спектр волны//Изв. вузов. Радиофизика.—1977.—Т. 20, № 8.—С. 1171—1180.
66. Кузнецова Н. Г., Чернов Л. А. Учет временной изменчивости случайных неоднородностей среды в рамках локального метода//Акустический журнал.—1978.—Т. 24, № 4.—С. 540—548.
67. Лотова Н. А., Чашей И. В. Развитие радиоастрономических исследований скорости солнечного ветра//Труды ФИАН.—1977.—Т. 93.—С. 78—118.
68. Милютин Е. Р., Яременко Ю. И. О законе распределения флуктуаций интенсивности оптического излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере//Радиотехника и электроника.—1980.—Т. 25, № 11.—С. 2273—2278.
69. Милютин Е. Р., Яременко Ю. И. Оценка влияния нарушений пространственно-временной когерентности поля сигнала на эффективность атмосферных оптических линий связи//Радиотехника и электроника.—1982.—Т. 27, № 6.—С. 1057—1065.
70. Милютин Е. Р., Яременко Ю. И. Экспериментальное исследование флуктуаций оптических сигналов и помех в атмосфере//Квантовая электроника.—1982.—Т. 9, № 10.—С. 2088—2090.
71. Марчук Г. И., Михайлов Г. А., Назаралиев М. А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике.—Новосибирск: Наука, 1976.—284 с.
72. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.—Новосибирск: Наука, 1981.—248 с.
73. Михайлов Г. А. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло.—Новосибирск: Наука, 1974.—142с.
74. Миронов В. Л., Патрушев Г. Я., Покасов В. В., Щавлев Л. И. Измерения флуктуаций интенсивности в разнесенных по углу световых пучках//Изв. вузов. Радиофизика.—1975.—Т. 18, № 3.—С. 450—452.
75. Монастырский Е. А., Патрушев Г. Я., Покасов В. В. Временные характеристики уровня световой волны при флуктуирующем ветре//Оптика и спектроскопия.—1984.—Т. 56, вып. 1.—С. 41—47.
76. Монастырский Е. А., Патрушев Г. Я., Покасов В. В. Экспериментальные исследования влияния флуктуирующего ветра на временные

- характеристики световой волны//Радиотехника и электроника.— 1986.— Т. 31, № 1.— С. 14—19.
77. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2.— М.: Наука, 1967.
 78. Мордухович М. И. Измерение дисперсии флуктуаций интенсивности и среднего уровня амплитуды лазерного света при распространении по сильнонеоднородной трассе//Изв. вузов. Радиофизика.— 1970.— Т. 13, № 2.— С. 275—280.
 79. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация.— Новосибирск: Наука, 1982.
 80. Патрушев Г. Я., Петров А. И., Покасов В. В. Флуктуации интенсивности при зеркальном отражении оптических пучков в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1983.— Т. 26, № 7.— С. 823—831.
 81. Патрушев Г. Я., Печеркина Т. П., Ростов А. П. О реальной точности экспериментального определения высших моментов временных рядов//Автометрия.— 1985, № 3.— С. 22—27.
 82. Распространение лазерного пучка в атмосфере: Проблемы прикладной физики//Под ред. Д. Стробена.— М.: Мир, 1981.— 416 с.
 83. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля.— М.: Наука, 1978.— 463 с.
 84. Съедин В. Я., Хмелевцов С. С., Небольсин М. Ф. Флуктуации интенсивности в пучке импульсного ОКГ при распространении в атмосфере на расстоянии до 9,8 км//Изв. вузов. Радиофизика.— 1970.— Т. 13, № 1.— С. 44—49.
 85. Съедин В. Я., Хмелевцов С. С., Цвык Р. Ш. Флуктуации интенсивности в сфокусированном световом пучке, прошедшем через толщу турбулентной атмосферы//Изв. вузов. Радиофизика.— 1972.— Т. 15, № 5.— С. 798—800.
 86. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.— 548 с.
 87. Пелевина Р. А., Арсеньян Т. И. Влияние хаотической составляющей скорости переноса на пространственно-временные связи флуктуаций сигнала//Вестн. МГУ. Сер. физ.— 1973.— № 3.— С. 277—280.
 88. Фукс И. М. Корреляция флуктуаций частотно-разнесенных сигналов в случайно-неоднородной среде//Изв. вузов. Радиофизика.— 1974.— Т. 17, № 11.— С. 1965—1970.
 89. Хмелевцов С. С., Цвык Р. Ш. Флуктуации интенсивности и углов прихода световых волн в пространственно ограниченных коллимированных пучках в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Физика.— 1973.— № 9.— С. 108—112.
 90. Шишов В. И. О частотной корреляции мерцаний//Изв. вузов. Радиофизика.— 1973.— Т. 16, № 3.— С. 423—433.
 91. Шишов В. И. Частотная корреляция мерцаний сфокусированного излучения//Астроном. журн.— 1979.— Т. 56, № 1.— С. 200—204.
 92. Шишов В. И., Шишова Т. Д. Влияние размеров источников на спектры межпланетных мерцаний. Теория//Астроном. журн.— 1978.— Т. 55, № 2.— С. 411—418.
 93. Якушкин И. Г. Асимптотическое вычисление флуктуаций интенсивности поля в турбулентной среде при больших длинах трассы//Изв. вузов. Радиофизика.— 1975.— Т. 18 № 11.— С. 1660—1666.
 94. Якушкин И. Г. Сильные флуктуации интенсивности поля светового пучка в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1976.— Т. 19, № 3.— С. 384—391.
 95. Якушкин И. Г. Моменты интенсивности поля, распространяющегося в случайно-неоднородной среде, в области насыщения флуктуаций//Изв. вузов. Радиофизика.— 1978.— Т. 21, № 8.— С. 1194—1201.
 96. Andrews L. C., Phillips R. L. I-K distribution as a universal propagation model of laser beams in atmospheric turbulence//Journ. Opt. Soc. Amer.— 1985.— V. A2, N 2.— P. 160—163.

97. Azar Z., Loebenstein H. M., Appelbau G. e. a. Aperture averaging of the two-wavelength intensity covariance function in atmospheric turbulence//Appl. Opt.—1985.—V. 24, N 15.—P. 2401—2407.
98. Banakh V. A., Krekov G. M., Mironov V. L. e. a. Focused laser beam scintillations in the turbulent atmosphere//Journ. Opt. Soc. Amer.—1974.—V. 64, N 4—P. 516—518.
99. Banakh V. A., Mironov V. L. Phase approximation of the Huygens—Kirchhoff method in problems of laser-beam propagation in a turbulent atmosphere//Opt. Let.—1977.—V. 1, N 5.—P. 172—174.
100. Banakh V. A., Mironov V. L. Phase approximation of the Huygens—Kirchhoff method in problems of space-limited opticalbeam propagation in a turbulent atmosphere//Opt. Let.—1979.—V. 4, N 8.—P. 259—261.
101. Baykal Y., Plonus M. A. Frequency averaging for beam waves in weak and very strong turbulence//IEEE, AP.—1982.—V. 30, N 4.—P. 802—805.
102. Baykal Y., Plonus M. A., Wang S. J. The scintillations for weak atmospheric turbulence using a partially coherent source//Radio Sci.—1983.—V. 18.—P. 551—556.
103. Baykal Y., Plonus M. A. Intensity fluctuations due to a spatially partially coherent source in atmospheric turbulence as predicted by Rytov's method//Journ. Opt. Soc. Amer. A.—1985.—V. 2, N 12.—P. 2124—2132.
104. Baykal Y. Intensity fluctuations due to higher-order Gaussian Laser modes in weak atmospheric turbulence//Opt. Communications.—1986.—V. 57, N 5.—P. 311—313.
105. Barakat R. Weak-scatterer generalization of K-density function with application to laser scattering in atmospheric turbulence//Journ. Opt. Soc. Amer.—1986.—V. A3, N 4.—P. 401—409.
106. Beran M. J., Parrent G. B. Theory of Partial Coherence. Englewood Cliffs.—N. Y.: Prentice-Hall, 1964.
107. Zuev V. E. Laser beam in the atmosphere.—N. Y.: Plenum Publ. Corp., 1982—504 p.
108. Clifford S. F., Ochs G. R., Wang T.-I. Optical wind sensing by observing the scintillations of a random scence//Appl. Opt.—1975.—V. 14, N 12.—P. 2844—2850.
109. Deitz P. H., Wright N. Y. Saturation of scintillation magnitude in near-Earth optical propagation//Journ. Opt. Soc. Amer.—1969.—V. 59, N 5.—P. 527—535.
110. Dunphy J. R., Kerr J. R. New strong path-integrated turbulent measurements//Jorn. Opt. Soc. Amer.—1976.—V. 66, N 10.—P. 1066.
111. Fante R. L. Electromagnetic beam propagation in turbulent media//Proc. IEEE.—1975.—V. 63, N 12.—P. 1669—1692.
112. Fante R. L. Intensity scintillations of an EM wave in extremely strong turbulence//IEEE Trans. AP.—1977.—V. 25, N 2.—P. 266—268.
113. Fante R. L. Effect of source band width and receiver response time on the scintillation index in random media//Radio Sci.—1977.—V. 12, N 2.—P. 223—229.
114. Fante R. L. The effect of source temporal coherence on light scintillations in weak turbulence//Journ. Opt. Soc. Amer.—1979.—V. 69, N 1.—P. 71—73.
115. Fante R. L. Electromagnetic beam propagation in turbulent media—an update//Proc. IEEE.—1980.—V. 68.—P. 1424—1443.
116. Fante R. L. Intensity fluctuations of an optical wave in a turbulent medium. Effect of source coherence//Opt. Acta.—1981.—V. 28, N 9.—P. 1203—1207.
117. Gochelashvily K. S. Focused irradiance fluctuations in a turbulent medium.—M.: Preprint N 172. Academy of Sciences of the USSR. P. N. Lebedev Physical Institute, 1971; Opt. Acta.—1973.—V. 20, N 3.—P. 193—206.
118. Gochelashvily K. S., Shishov V. I. Multiple scattering of light in a turbulent medium.—M.: Preprint N 71. Academy of Science of the USSR. P. N. Lebedev Physical Institute, 1971; Opt. Acta.—1971.—V. 18, N 10.—P. 767—777.

119. Gurvich A. S., Kan V., Pokasov V. I. V. Two-frequency fluctuations of light intensity in a turbulent medium//Opt. Acta.—1979.—V. 26, N 5.—P. 555.
120. Kerr J. R., Dunphy J. R. Experimental effects of finite transmitter apertures on scintillations//Journ. Opt. Soc. Amer.—1973.—V. 63, N 1.—P. 1—8.
121. Leader J. C. Atmospheric propagating of partially coherent radiation//Journ. Opt. Soc. Amer.—1978.—V. 68, N 2.—P. 175—185.
122. Leader J. C. Intensity fluctuations resulting from partially coherent light propagating through atmospheric turbulence//Journ. Opt. Soc. Amer.—1979.—V. 69, N 1.—P. 73—84.
123. Leader J. C. Beam intensity fluctuations in atmospheric turbulence//Journ. Opt. Soc. Amer.—1981.—V. 71, N 5.—P. 542—558.
124. Miller M. G., Schneiderman A. M., Kellen P. F. Second order statistics of laser speckle patterns//Journ. Opt. Soc. Amer.—1975.—V. 65, N 7.—P. 779—785.
125. Parry G., Pusey P. N. K-distributions in atmospheric propagation of laser light//Journ. Opt. Soc. Amer.—1979.—V. 69, N 5.—P. 796—798.
126. Parry G. Measurement of atmospheric turbulence induced intensity fluctuations in a laser beam//Opt. Acta.—1981.—V. 28.—P. 715—728.
127. Phillips R. L., Andrews L. C. Measured statistics of laser light scattering in atmospheric turbulence//Journ. Opt. Soc. Amer.—1981.—V. 71, N 12.—P. 1440—1445.
128. Phillips R. L., Andrews L. C. Universal statistical model for irradiance fluctuations in a turbulent medium//Journ. Opt. Soc. Amer.—1982.—V. 72, N 7.—P. 864—870.
129. Pincus P. A., Kerr J. R. Spectral covariance of scintillation//Appl. Opt.—1976.—V. 15, N 10.—P. 2305.
130. Uscinski B. J., Macaskill C. Frequency cross-correlation of intensity fluctuations in multiple scattering//Opt. Acta.—1985.—V. 32, N 1.—P. 71—89.

К главе 6

1. Аксенов В. П., Банах В. А., Чен Б. Н. Дисперсия дрожания изображения лазерного источника в турбулентной атмосфере.—Деп. в ВИНТИ 19.09.83, № 5932—83.—19 с.
2. Банах В. А., Смалыхо И. Н., Чен Б. Н. Смещения изображения некогерентного источника света в турбулентной атмосфере//Оптика и спектроскопия.—1986.—Т. 61, вып. 3.—С. 582—586.
3. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. Сильные флуктуации полей световых пучков в случайно-неоднородных средах//Квантовая электроника.—1980.—Т. 7, № 3.—С. 530—537.
4. Воробьев М. И., Дрофа А. С. Исследование влияния внешнего масштаба атмосферной турбулентности на дисперсию случайных смещений световых пучков//Изв. вузов. Радиофизика.—1977.—Т. 20, № 11.—С. 1711—1717.
5. Гельфер Э. И. Корреляция смещения изображений точечных источников//Изв. вузов. Радиофизика.—1974.—Т. 17, № 8.—С. 1190—1193.
6. Гельфер Э. И., Кон А. И., Черемухин А. М. Корреляция смещения центра тяжести сфокусированного светового пучка в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.—1973.—Т. 16, № 2.—С. 245—253.
7. Гурвич Э. И., Каллистратова М. А., Тиме Н. С. Флуктуации параметров световой волны от лазера при распространении в атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.—1968.—Т. 11, № 9.—С. 1360—1370.
8. Гурвич А. С., Каллистратова М. А. Экспериментальные исследования флуктуаций угла прихода света в условиях сильных флуктуаций интенсивности//Изв. вузов. Радиофизика.—1968.—Т. 11, № 1.—С. 66—71.
9. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере.—М.: Наука, 1976.—276 с.

10. Дрофа А. С. Временная корреляция смещений центра тяжести светового пучка в приземном слое атмосферы//Изв. вузов. Радиофизика.— 1977.— Т. 20, № 11.— С. 1704—1710.
11. Дрофа А. С. Исследование спектров смещений центра тяжести световых пучков в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1978.— Т. 21, № 8.— С. 1202—1211.
12. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— М.: Советское радио, 1981.— 288 с.
13. Исмаиру А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2.— М.: Мир, 1981.— 317 с.
14. Каллистратова М. А., Покасов Вл. В. Дефокусировка и флуктуации смещения пространственно ограниченного пучка в атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1971.— Т. 14, № 8.— С. 1200—1207.
15. Кляцкин В. И., Кон А. И. О смещениях пространственно ограниченных световых пучков в турбулентной атмосфере в приближении марковского случайного процесса//Изв. вузов. Радиофизика.— 1972.— Т. 15, № 9.— С. 1381—1388.
16. Кляцкин В. И., Татарский В. И. К теории распространения световых пучков в среде со случайными неоднородностями//Изв. вузов. Радиофизика.— 1970.— Т. 13, № 7.— С. 1061—1068.
17. Кон А. И. О фокусировке света в турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.— 1970.— Т. 13, № 1.— С. 61—70.
18. Кон А. И., Мионов В. Л., Носов В. В. Флуктуации центров тяжести световых пучков в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1974.— Т. 17, № 10.— С. 1501—1511.
19. Кон А. И., Мионов В. Л., Носов В. В. Дисперсия смещений светового пучка в атмосфере в условиях сильных флуктуаций интенсивности//Изв. вузов. Радиофизика.— 1976.— Т. 19, № 7.— С. 1015—1018.
20. Гельфер Э. И., Муравьев Н. И., Финкельштейн С. Е., Черемухин А. М. Метод измерения смещений центра тяжести светового пучка, прошедшего через турбулентную атмосферу//Изв. вузов. Радиофизика.— 1971.— Т. 14, № 12.— С. 1838—1841.
21. Милютин Е. Р., Погосян К. П., Таклая А. А. Измерение нормированной дисперсии блуждания лазерного пучка в турбулентной атмосфере//Квантовая электроника.— 1986.— Т. 13, № 10.— С. 2115—2117.
22. Милютин Е. Р., Самельсон Г. М. Об эффекте дрожания изображений для сферической волны, распространяющейся в турбулентной атмосфере//Обработка информации в системах связи.— Л.: Изд-во ЛЭИС, 1984.— С. 149—156.
23. Милютин Е. Р., Фрезинский Б. Я., Самельсон Г. М. Пространственная корреляция случайных смещений световых пучков в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1985.— Т. 28, № 5.— С. 654—656.
24. Мионов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1981.— 278 с.
25. Мионов В. Л., Носов В. В. О влиянии внешнего масштаба атмосферной турбулентности на пространственную корреляцию случайных смещений световых пучков//Изв. вузов. Радиофизика.— 1974.— Т. 17, № 2.— С. 247—251.
26. Мионов В. Л., Носов В. В. Частотные спектры случайных смещений светового пучка в приземном слое атмосферы//Изв. вузов. Радиофизика.— 1975.— Т. 18, № 7.— С. 990—996.
27. Мионов В. Л., Носов В. В., Чен Б. Н. Дрожание оптических изображений лазерных источников в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1980.— Т. 23, № 4.— С. 461—469.
28. Мионов В. Л., Носов В. В., Чен Б. Н. Корреляция смещений оптических изображений лазерных источников в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1981.— Т. 24, № 12.— С. 1467—1471.
29. Мионов В. Л., Носов В. В., Чен Б. Н. Частотные спектры дрожания оптических изображений лазерных источников в турбулентной атмосфере//II Совещание по атмосферной оптике. Тез. докл. Ч. 2.— Томск, 1980.— С. 101—103.

30. Съедин В. Я. Исследование флуктуаций пространственно ограниченных световых пучков в турбулентной атмосфере: Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. Томск: Ин-т оптики атмосферы СО АН СССР, 1972.
31. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.— 548 с.
32. Фейзулин З. И., Кравцов Ю. А. К вопросу о расширении лазерного пучка в турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.— 1967.— Т. 10, № 1.— С. 68—73.
33. Чен Б. Н. О точности расчета углового положения светового источника по центру тяжести его изображения//Оптика и спектроскопия.— 1987.— Т. 62, вып. 5,
34. Chiba T. Spot dancing of the laser beam propagation through the turbulent atmosphere//Appl. Opt.— 1971.— V. 10, N 11.— P. 2456—2461.
35. Mironov V. L., Nosov V. V. On the theory of spatially limited light beam displacements in a randomly inhomogeneous medium//Journ. Opt. Soc. Amer.— 1977.— V. 67, N 8.— P. 1073—1080.

К главе 7

1. Аксенов В. П., Банах В. А., Миронов В. Л. Расчет фактора усиления обратного рассеяния оптической волны в турбулентной атмосфере// Тезисы докладов IV Всесоюз. конференции по физическим основам передачи информации лазерным излучением.— Киев, 1976.— С. 149.
2. Аксенов В. П., Банах В. А., Миронов В. Л. Когерентность лазерного излучения, отраженного в турбулентной атмосфере//Распространение оптических волн в случайно-неоднородной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1979.— С. 47—55.
3. Аксенов В. П., Банах В. А., Миронов В. Л. Флуктуации интенсивности оптических волн, отраженных в турбулентной атмосфере//II Всесоюз. совещание по атмосферной оптике. Тез. докл. Ч. 2. Томск, 1980.— С. 128—130; Деп. в ВИНТИ 21.05.81, № 2359—81.
4. Аксенов В. П., Миронов В. Л. Эффект усиления обратного рассеяния в условиях сильных флуктуаций интенсивности//Изв. вузов. Радиофизика.— 1979.— Т. 22, № 2.— С. 141—149.
5. Аксенов В. П., Банах В. А. Средняя интенсивность лазерного излучения, рассеянного уголковым отражателем в турбулентной атмосфере// VI Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тез. докл. Ч. 3.— Томск, 1981.— С. 67—70.
6. Андреев Г. А., Захаров А. С., Клейн А. Г. Флуктуации пучка миллиметровых волн на трассе с обратным отражением//Изв. вузов. Радиофизика.— 1983.— Т. 26, № 3.— С. 271—275.
7. Андреев Г. А., Потапов А. А., Хохлов Г. И. Статистические характеристики миллиметровых волн, отраженных растительностью//Радиотехника и электроника.— 1982.— Т. 27, № 10.— С. 1863—1868.
8. Андреев Г. А., Потапов А. А. Влияние хаотических неровностей поверхности на отраженный импульсный сигнал миллиметровых волн//Радиотехника и электроника.— 1986.— Т. 31, № 7.— С. 1405—1414.
9. Банах В. А., Миронов В. Л. Спектры временных флуктуаций интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере//Квантовая электроника.— 1975.— Т. 2, № 10.— С. 2163—2171.
10. Банах В. А., Миронов В. Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере//II Всесоюз. совещание по атмосферной оптике. Тез. докл. Ч. 2.— Томск, 1980.— С. 48—56.
11. Банах В. А., Миронов В. Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере.— Новосибирск. Наука, 1986.— 173 с.
12. Банах В. А. Распространение лазерного излучения на локационных трассах в турбулентной атмосфере.— Деп. в ВИНТИ 6.01.87, № 0831—87.
13. Банах В. А., Миронов В. Л., Смалыхо И. Н. Отражение света в турбулентной атмосфере в условиях наведенной температурной неоднородности

- родности показателя преломления//Изв. вузов. Радиофизика.— 1986.— Т. 29, № 4.— С. 384—394.
14. Банах В. А., Тихомирова О. В. Дисперсия и пространственная корреляция интенсивности лазерных пучков, отраженных в турбулентной атмосфере//Оптика и спектроскопия.— 1984.— Т. 56, вып. 5.— С. 857—863.
 15. Беленький М. С., Лукни В. П., Миронов В. Л., Покасов В. В. Когерентность лазерного излучения в атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1985.— 175 с.
 16. Беленький М. С., Миронов В. Л. Определение высотных профилей параметра C_n^2 в атмосфере из локационных оптических измерений//Квантовая электроника.— 1974.— Т. 1, № 10.— С. 2253—2262.
 17. Беленький М. С., Шелехов А. П. Флуктуации света, рассеянного аэрозолем в турбулентной атмосфере//III Всесоюз. совещание по атмосферной оптике и актинометрии. Тез. докл. Ч. 2.— Томск, 1983.— С. 14—16.
 18. Белов М. Л., Орлов В. М. Рассеяние узкого волнового пучка на случайно-неровной поверхности в атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1984.— Т. 27, № 3.— С. 294—298.
 19. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. Флуктуации интенсивности коллимированного пучка, рассеянного идеально проводящей шероховатой поверхностью с крупномасштабными неровностями//Изв. вузов. Радиофизика.— 1981.— Т. 24, № 11.— С. 1375—1382.
 20. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. Рассеяние частично когерентного излучения взволнованной морской поверхностью//XIV Всесоюз. конференция по распространению радиоволн. Тез. докл. Ч. 2.— Москва: Наука, 1984.— С. 142—144.
 21. Вакуров Г. Ф., Жаркова Л. А., Исакова А. И. и др. Аппаратурно-программный комплекс для исследования распространения оптического излучения в приземном слое атмосферы.— Томск: Препринт № 14. Томский филиал СО АН СССР, 1984.
 22. Виноградов А. Г. Эффект усиления обратного рассеяния при отражении волн от шероховатых поверхностей, помещенных в случайно-неоднородную среду//Изв. вузов. Радиофизика.— 1974.— Т. 17, № 10.— С. 1584—1586.
 23. Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А. Флуктуации интенсивности при дифракции волн на телах, помещенных в случайно-неоднородную среду//VI Всесоюз. симпозиум по дифракции и распространению волн. Краткие тексты докл.— М.; Ереван, 1973.— Кн. 1.— С. 294—298.
 24. 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.
 25. Власов Д. В. Лазерное аэрозондирование верхнего слоя океана//Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1985.— Т. 49, № 3.— С. 463—472.
 26. Гочелашвили К. С., Шишов В. И. Распространение отраженного излучения в случайно-неоднородной среде//Квантовая электроника.— 1981.— Т. 8, № 9.— С. 1953—1956.
 27. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1976.— 277 с.
 28. Гурвич А. С., Кашкаров С. С. К вопросу об усилении рассеяния в турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.— 1977.— Т. 20, № 5.— С. 794—796.
 29. Гурвич А. С., Татарский В. И. Статистика фотоотсчетов при распространения света в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1973.— Т. 16, № 3.— С. 433—438.
 30. Заворотный В. У., Осташев В. Е. Об эффекте усиления обратного рассеяния волн шероховатыми поверхностями//Изв. вузов. Радиофизика.— 1982.— Т. 25, № 11.— С. 1291—1295.
 31. Заворотный В. У., Татарский В. И. Эффект усиления обратного рассеяния волн на теле, расположенном вблизи случайной границы раздела двух сред//ДАН СССР.— 1982.— Т. 265, № 3.— С. 608—611.

32. Кашкаров С. С. Усиление средней интенсивности обратного рассеяния в турбулентной атмосфере//Иzv. вузов. Радиофизика.—1983.—Т. 26, № 1.—С. 44—48.
33. Кашкаров С. С., Нестерова Т. Н., Смирнов А. С. Флуктуации интенсивности света при рассеянии назад в турбулентной среде//Иzv. вузов. Радиофизика.—1984.—Т. 27, № 10.—С. 1272—1278.
34. Коваль С. С., Патрушев Г. Я., Петров А. И., Покасов В. В. К эффекту усиления флуктуаций при отражении в турбулентной атмосфере//Иzv. вузов. Радиофизика.—1980.—Т. 23, № 3.—С. 326—331.
35. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах//Успехи физических наук.—1982.—Т. 137, вып. 3.—С. 501—527.
36. Крупник А. Б., Саичев А. И. Эффект насыщения функции когерентности волны, отраженной от дискретных рассеивателей в турбулентной атмосфере//Иzv. вузов. Радиофизика.—1981.—Т. 24, № 3.—С. 322—325.
37. Крупник А. Б., Саичев А. И. Когерентные свойства и фокусировка волновых пучков, отраженных в турбулентной атмосфере//Иzv. вузов. Радиофизика.—1981.—Т. 24, № 10.—С. 1234—1239.
38. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.—Новосибирск: Наука, 1981.—248 с.
39. Монастырный Е. А., Патрушев Г. Я., Петров А. И., Покасов В. В. Об усредняющем действии приемной апертуры при отражении в турбулентной атмосфере//Квантовая электроника.—1980.—Т. 7, № 7.—С. 1580—1582.
40. Монастырный Е. А., Патрушев Г. Я., Петров А. И., Покасов В. В. Временные спектры флуктуаций интенсивности на трассе с отражением//Иzv. вузов. Радиофизика.—1984.—Т. 27, № 7.—С. 907—912.
41. Монастырный Е. А., Патрушев Г. Я., Покасов В. В. Временные характеристики уровня световой волны при флуктуационном ветре//Оптика и спектроскопия.—1984.—Т. 56, вып. 1.—С. 41—47.
42. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Креков Г. М. и др. Сигналы и помехи в лазерной локации.—М.: Радио и связь, 1985.—264 с.
43. Патрушев Г. Я. Флуктуации поля волнового пучка при отражении в турбулентной атмосфере//Квантовая электроника.—1978.—Т. 5, № 11.—С. 2342—2347.
44. Патрушев Г. Я., Петров А. И., Покасов В. В. Флуктуации интенсивности при зеркальном отражении оптических пучков в турбулентной атмосфере//Иzv. вузов. Радиофизика.—1983.—Т. 26, № 7.—С. 823—831.
45. Патрушев Г. Я., Покасов В. В. Спектры флуктуаций поля волнового пучка при отражении в турбулентной атмосфере//Проблемы оптики атмосферы.—Новосибирск: Наука, 1983.—С. 108—115.
46. Тамойкин В. В. Об эффекте ослабления поля обратного рассеяния от больших тел, помещенных в слой со случайными неоднородностями//Иzv. вузов. Радиофизика.—1980.—Т. 23, № 3.—С. 380—383.
47. Aksernov V. P., Banakh V. A., Mironov V. L. Fluctuations of retro-reflected laser radiation in a turbulent atmosphere//Jorn. Opt. Soc. Amer. A.—1984.—V. 1, N 3.—P. 263—274.
48. Aksernov V. P., Mironov V. L. Phase approximation of the Huygens—Kirchhoff method in problems of reflections of optical waves in the turbulent atmosphere//Jorn. Opt. Soc. Amer.—1979.—V. 69, N 11.—P. 1609—1614.
49. Bensimon D., Englander H., Shtrikman S. e. a. Statistical properties of He-Ne laser radiation reflected through a turbulent atmosphere//Appl. Opt.—1981.—V. 20, N 6.—P. 947—950.
50. Diamant P., Teich M. C. Photodetection of low-level radiation through the turbulent atmosphere//Jorn. Opt. Soc. Amer.—1970.—V. 60, N 11.—P. 1489—1494.
51. Pincus P. A., Fossey M. E., Holmes J. F., Kerr J. R. Spekle propagation through turbulence: Experimental//Jorn. Opt. Soc. Amer.—1978.—V. 68, N 6.—P. 760—762.

52. Smith I., Pries T. Temporal-frequency spectra for waves propagating over straight and folded path: a comparison//Appl. Opt.—1975.—V. 14, N 5.—P. 1161—1164.

К главе 8

1. Аксенов В. П., Банах В. А., Чен Б. Н. Дисперсия смещений изображения объектов при оптической локации в турбулентной атмосфере//Оптика и спектроскопия.—1984.—Т. 56, вып. 5.—С. 864—868.
2. Аксенов В. П., Банах В. А., Булдаков В. М. и др. Флуктуации интенсивности при фокусировке отраженного света в турбулентной атмосфере//Квантовая электроника.—1984.—Т. 11, № 5.—С. 1022—1026.
3. Аксенов В. П., Банах В. А., Чен Б. Н. Смещения изображения объектов при оптической локации в условиях сильных флуктуаций интенсивности в турбулентной атмосфере//Оптика и спектроскопия.—1984.—Т. 57, вып. 4.—С. 732—734.
4. Аксенов В. П., Банах В. А., Булдаков В. М. и др. О распределении флуктуаций интенсивности света за объективом телескопа при отражении в турбулентной атмосфере//Квантовая электроника.—1985.—Т. 12, № 10.—С. 2136—2140.
5. Аксенов В. П., Банах В. А., Миронов В. Л. и др. Случайные смещения оптического изображения при отражении от ламбертовской поверхности в турбулентной атмосфере//Оптика и спектроскопия.—1986.—Т. 61, вып. 4.—С. 839—844.
6. Банах В. А., Булдаков В. М., Миронов В. Л. Влияние пространственной когерентности источника света на распределение интенсивности отраженного излучения в фокальной плоскости телескопа//Оптика и спектроскопия.—1985.—Т. 58, вып. 1.—С. 111—115.
7. Банах В. А., Миронов В. Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере.—Новосибирск: Наука, 1986.—173 с.
8. Банах В. А. Об эффекте дальних корреляций при произвольных размерах источника и приемника//Изв. вузов. Радиофизика.—1986.—Т. 29, № 12.—С. 1507—1509.
9. Банах В. А. Распространение лазерного излучения на локационных трассах в турбулентной атмосфере.—Деп. в ВИНТИ 6.01.87, № 0831—87.
10. Банах В. А., Миронов В. Л., Смалихо И. Н. Отражение света в турбулентной атмосфере в условиях наведенной температурной неоднородности показателя преломления//Изв. вузов. Радиофизика.—1986.—Т. 29, № 4.—С. 384—394.
11. Банах В. А., Смалихо И. Н., Чен Б. Н. Смещения изображения некогерентного источника света в турбулентной атмосфере//Оптика и спектроскопия.—1986.—Т. 61, вып. 3.—С. 582—586.
12. Гочелашвили К. С., Шишов В. И. Сильные флуктуации интенсивности лазерного излучения в турбулентной атмосфере — функция распределения//Журн. эксперим. и теорет. физики.—1978.—Т. 74, вып. 6.—С. 1974—1978.
13. Заворотный В. У., Кляцкин В. И., Татарский В. И. Сильные флуктуации интенсивности электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах//Журн. эксперим. и теорет. физики.—1977.—Т. 73, вып. 2(8).—С. 481—497.
14. Заворотный В. У., Татарский В. И. Эффект усиления обратного рассеяния волн на теле, расположенном вблизи случайной границы раздела двух сред//ДАН СССР.—1982.—Т. 265, № 3.—С. 608—611.
15. Кравцов Ю. А., Саитов А. И. Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах//Успехи физических наук.—1982.—Т. 137, вып. 3.—С. 501—527.
16. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах.—Москва: Препринт № 20(382) Института радиотехники и электроники АН СССР, 1984.

17. Крупник А. Б., Саичев А. И. Когерентные свойства и фокусировка волновых пучков, отраженных в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1981.— Т. 24, № 10.— С. 1234—1239.
18. Крупник А. Б. О связи эффекта усиления обратного рассеяния с частичным обращением волнового фронта//Раднотехника и электроника.— 1985.— Т. 30, № 4.— С. 625—629.
19. Лукин В. П., Сазанович В. М., Слободян С. М. Случайные смещения изображения при локации в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1980.— Т. 23, № 6.— С. 721—729.
20. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1981.— 248 с.
21. Миронов В. Л., Носов В. В., Чен Б. Н. Дрожащие оптических изображений лазерных источников в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1980.— Т. 23, № 4.— С. 461—469.
22. Якушкин И. Г. Моменты интенсивности поля, распространяющегося в случайно-неоднородной среде, в области насыщения флуктуаций//Изв. вузов. Радиофизика.— 1978.— Т. 21, № 8.— С. 1194—1201.
23. Aksernov V. P., Banakh V. A., Buldakov V. M. e. a. Intensity fluctuations of light in the focal plane of a receiving telescope caused by round-trip propagation through a turbulent atmosphere//Opt. Let.— 1984.— V. 10, N 4.— P. 107—109.
24. Kravtsov Yu. A., Saichev A. I. Properties of coherent waves reflected in a turbulent medium//Journ. Opt. Soc. Amer.— 1985.— V. A2, N 12.— P. 2100—2105.
25. Yeh K. C. Mutual coherence functions and intensities of backscattered signals in a turbulent medium//Radio Sci.— 1983.— V. 18, N 2.— P. 159—165.

К главе 9

1. Андреев Г. А., Кузнецов В. М., Цейтлин В. Э. Размывание изображений в приземном слое атмосферы из-за флуктуаций угла прихода//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1971.— Т. 7.— С. 987—990.
2. Артемьев А. В., Гурвич А. С. Экспериментальное изучение спектров функции когерентности//Изв. вузов. Радиофизика.— 1971.— Т. 14, № 5.— С. 734—738.
3. Безверхний В. А., Гурвич А. С., Покасов В. Л. Применение когерентного анализа для определения скорости ветра из оптических измерений//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1978.— Т. 14, № 1.— С. 102—105.
4. Бельский М. С., Лукин В. П., Миронов В. Л., Покасов В. В. Когерентность лазерного излучения в атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1986.— 175 с.
5. Бельский М. С., Макаров А. А., Миронов В. Л., Покасов В. В. Измерение высотных зависимостей структурного параметра атмосферы с помощью лазера//Квантовая электроника.— 1976.— Т. 3, № 9.— С. 2051—2054.
6. Бендат Д. ж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов.— М.: Мир, 1971— 408 с.
7. Берсенов В. И. Дистанционная лазерная доплеровская диагностика аэрозольных потоков//Тез. докл. 12-й Всесоюз. конференции по когерентной и нелинейной оптике.— М., 1985.
8. Буйкин Ф. В., Гочелашвили К. С. Размытие светового пучка в турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.— 1970.— Т. 13, № 7.— С. 1039—1052.
9. Бызова Н. Л., Вьяльцева Э. Е. Температурные пульсации в пограничном слое атмосферы при неустойчивой стратификации//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1970.— Т. 6, № 11.— С. 1209—1212.
10. Вартамян Э. С., Гурвич А. С., Казарян Р. А., Манучарян Р. Г. Измерение структурных характеристик коэффициента преломления атмо-

- сферы на трассе длиной 25 км//Иzv. АН СССР. Физика атмосферы и океана,— 1970.— Т. 6. № 8.— С. 844—845.
11. Воробьев М. А., Гурвич А. С., Старобинец И. А. Устройство для измерения структурной характеристики показателя преломления атмосферы.— А. с. 386325, 1973.
 12. Войт Ф. Я., Корниенко Е. Е., Кухарец В. П. и др. О структурной характеристике температурного поля в пограничном слое атмосферы//Иzv. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1976.— Т. 9.— С. 451—459.
 13. Гельфер Э. И., Кон А. И., Черемухин А. Н. Измерение корреляции блуждания световых центров тяжести пространственно ограниченных пучков в турбулентной атмосфере//Иzv вузов. Радиофизика.— 1973.— Т. 16, № 2.— С. 723—731.
 14. Гурвич А. С. Флуктуации интенсивности света в расходящихся пучках//Иzv вузов. Радиофизика.— 1969.— Т. 12.— С. 147.
 15. Гурвич А. С., Мелешкин Б. Н. Об определении внутреннего масштаба турбулентности по флуктуациям интенсивности света//Иzv. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1966.— Т. 2, № 7.— С. 688—694.
 16. Гурвич А. С., Тиме Н. С., Туровцева Л. С., Турчин В. Ф. Восстановление спектра пульсаций температуры в атмосфере из оптических измерений//Иzv. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1974.— Т. 10, № 5.— С. 484—492.
 17. Гурвич А. С. Определение характеристик турбулентности из экспериментов по распространению света//Иzv. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1968.— Т. 4, № 2.— С. 160—169.
 18. Гурвич А. С., Старобинец И. А., Черемухин А. М. К методике определения структурной характеристики показателя преломления в атмосфере по изображению радиальной миры//Иzv. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1974.— Т. 10, № 4.— С. 413—416.
 19. Гурвич А. С., Миронов В. Л. Оптические измерения параметров атмосферной турбулентности//Распространение оптических волн в неоднородных средах.— Томск, 1976.— С. 5—37.
 20. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1976.— 277 с.
 21. Гурвич А. С., Тиме Н. С. Оценка высокочастотной части спектра турбулентности с помощью лазера//Иzv. АН СССР. Механика жидкости и газа.— 1973.— № 6.— С. 142—145.
 22. Гурвич А. С., Каллистратова М. А. Экспериментальное исследование флуктуаций угла прихода света в условиях сильных флуктуаций интенсивности//Иzv вузов. Радиофизика.— 1968.— Т. 11, № 1.— С. 66—71.
 23. Денисов Н. Г., Татарский В. И. О средней дифракционной картине в фокальной плоскости линзы//Иzv вузов. Радиофизика.— 1963.— Т. 6, № 3.— С. 488—494.
 24. Дубнишев Ю. Н., Ринкевичус Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии.— М.: Наука, 1982.— 336 с.
 25. Дюранни Т., Грейтид К. Лазерные системы в гидродинамических измерениях.— М.: Энергия, 1980.— 336 с.
 26. Зигман А. Антенные свойства оптических гетеродинных приемников//ТИИЭР.— 1966.— Т. 54, № 10.— С. 136—144.
 27. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеиздат, 1970.
 28. Зубковский Л. С., Копров Б. М. Экспериментальное исследование спектров турбулентных потоков тепла и количества движения в приземном слое атмосферы//Иzv. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1969.— Т. 5, № 4.— С. 323—331.
 29. Иванов В. Н., Масагутов Т. Ф. Флуктуации оптических неоднородностей в турбулентной атмосфере//Труды ИЭМ.— 1974.— Т. 6(44).— С. 135—145.
 30. Исмару А. Волновой пучок и дистанционное зондирование//Распространение лазерного пучка в атмосфере/Под ред. Д. Стробена.— М.: Мир, 1981.— С. 169—213.

31. Каллистратова М. А., Тимановский Д. Ф. Распределение структурной характеристики флуктуации показателя преломления в приземном слое атмосферы//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1971.— Т. 7, № 1.— С. 73—75.
32. Каллистратова М. А. Флуктуации направления распространения световых волн в неоднородной турбулентной среде//Изв. вузов. Радиофизика.— 1966.— Т. 9, № 1.— С. 50—56.
33. Каллистратова М. А., Кон А. И. О влиянии размера оптических систем на формирование световых пучков в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1972.— Т. 15, № 4.— С. 545—549.
34. Келлер Б. С., Яглом А. М. О влиянии флуктуаций диссипации энергии на форму спектра турбулентности в районе коротковолновой области//Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.— 1970.— № 3.— С. 70—79.
35. Кон А. И., Миронов В. Л., Носов В. В. Флуктуации центров тяжести световых пучков в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1974.— Т. 17, № 10.— С. 1501—1511.
36. Кон А. И. О фокусировке света в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1970.— Т. 13, № 1.— С. 61—70.
37. Кузьмин Г. А. Спектр турбулентности в области больших волновых чисел//ПМТФ.— 1971.— № 4.— С. 63—71.
38. Ли Р., Харп Д. Слабое рассеяние в случайной среде в применении к дистанционному зондированию//ТИИЭР.— 1969.— Т. 57, № 4.— С. 40.
39. Лукин В. П., Покасов В. В. Флуктуации фазы оптической волны, распространяющейся в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.— 1973.— Т. 16, № 11.— С. 1726—1729.
40. Лукин В. П., Миронов В. Л., Покасов В. В., Хмелевцов С. С. Фазовые оптические измерения спектральной плотности флуктуаций показателя преломления атмосферы//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1976.— Т. 12, № 6.— С. 550—553.
41. Лукин В. П., Покасов В. В., Тиме Н. С., Туровцева Л. С. Восстановление спектра пульсаций показателя преломления в атмосфере из оптических измерений//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.— 1977.— Т. 13, № 1.— С. 90—94.
42. Лукин В. П., Покасов В. В., Тузов О. Л. Флуктуации фазы оптической волны, распространяющейся в приземном слое атмосферы//Сб. докладов X Всесоюз. конференции по распространению радиоволн.— 1972.— Секц. IV.— С. 377—381.
43. Лукин В. П., Миронов В. Л., Емалеев О. Н. и др. Способ определения масштабов оптических неоднородностей.— А. с. 622358, 1979.
44. Макаров А. А., Покасов В. В. Определение структурного параметра показателя преломления из локационных оптических измерений//Труды IV Всесоюз. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере.— Томск, 1977, 179—183.
45. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1981.— 246 с.
46. Монастырный Е. А., Патрушев Г. Я., Покасов В. В. Временные характеристики уровня при флуктуирующем ветре//Оптика и спектроскопия.— 1984.— Т. 56, № 1.— С. 41—46.
47. Монастырный Е. А., Патрушев Г. Я., Петров А. И., Покасов В. В. Способ и устройство для определения внутреннего масштаба турбулентности.— А. с. 913794, 1981.
48. Монин А. С., Обухов А. М. Основные закономерности турбулентного перемешивания в приземном слое атмосферы//Труды Геофиз. ин-та АН СССР.— 1954.— № 24.— С. 163—187.
49. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука.— Ч. 1.— 1965; Ч. 2.— 1967.
50. Новиков Е. А. О спектре энергии турбулентного потока несжимаемой жидкости//ДАН СССР.— 1961.— Т. 139, № 2.— С. 931—934.
51. Обухов А. М. О влиянии слабых неоднородностей атмосферы на распространение звука и света//Изв. АН СССР. Сер. геофиз.— 1953.— № 2. С. 155—165.

52. Оуэнс Дж. Оптические доплеровские измерения микромасштабных скоростей ветра//ТИИЭР.—1969.—Т. 57, № 4.—С. 175—182.
53. Патрушев Г. Я., Петров А. И., Покасов В. В., Ростов А. П. Способ измерения скорости турбулентного потока//Письма в ЖТФ.—1982.—Т. 8, № 2.—С. 94—97.
54. Применения корреляционных методов в атмосферной оптике/Под ред. В. Е. Зуева. Новосибирск: Наука, 1983.
55. Патрушев Г. Я., Петров А. И., Покасов В. В. Оптический измеритель скорости потока.—А. с. 726985, 1979.
56. Ринкевичус Б. С. Лазерная анемометрия.—М.: Энергия, 1978.—159 с.
57. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2.—М.: Наука, 1978.
58. Следящий цифровой фазометр оптического диапазона/О. Н. Емалеев, В. И. Назарчук, В. В. Покасов и др.—А. с. 397852, 1973.
59. Следящий фазометр оптического диапазона/В. В. Покасов, В. А. Таржаковский, Л. Г. Селиванов и др.—А. с. 664118, 1979.
60. Старобинец А. И. Средняя освещенность и флуктуации интенсивности в фокусе светового пучка, сформированного в турбулентной атмосфере//Изв. вузов. Радиофизика.—1972.—Т. 15, № 5.—С. 738—742.
61. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.—М.: Наука, 1967.
62. Тиме Н. С. Оценка спектра турбулентности в интервале диссипации по измерениям флуктуаций лазерного излучения//Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.—1972.—Т. 8, № 1.—С. 91—92.
63. Турчин В. Ф., Туровцева Л. С. Восстановление оптических спектров и других неотрицательных функций по методу статистической регуляризации//Оптика и спектроскопия.—1974.—Т. 36, № 2.—С. 280—286.
64. Туровцева Л. С. Программа ОБР-23.—Изд-во ИПМ АН СССР, 1975.
65. Тэйч М. Гетеродинное детектирование в ИК-области спектра//ТИИЭР.—1968.—Т. 56, № 1.—С. 46—57.
66. Фрид Д. Дистанционное зондирование интенсивности атмосферной турбулентности и скорости ветра//ТИИЭР.—1969.—Т. 57, № 4.—С. 49—55.
67. Фрид Д. Гетеродинный прием оптического сигнала при атмосферных искажениях волнового фронта//ТИИЭР.—1967.—Т. 55, № 1.—С. 62—71.
68. Устинов Н. Д., Матвеев И. Н., Протопопов В. В. Методы обработки оптических полей в лазерной локации.—М.: Наука, 1983.
69. Хаффакер Р. Лазерная доплеровская система для обнаружения завихрений за самолетом//ТИИЭР.—1970.—Т. 58, № 3.—С. 40—45.
70. Холмянский М. З. Численное определение спектральной плотности процесса с широким спектром//Электронно-вычислительная техника и программирование.—М.: Статистика, 1971, вып. 4.—С. 26—29.
71. Benedetti G., Michelangeli e. a. Measurement of aerosol motion and wind velocity in the lower troposphere by Doppler optical radar//Jorn. Am. Sci.—1972.—V. 29, N 5.—P. 906—910.
72. Belenkii M. S., Makarov A. A., Mironov V. L., Pokasov V. V. Lidar measurements of turbulence intensity in the atmosphere//Proc. Int. Conf. of lasers'82. USA.—1983.—P. 894—897.
73. Borovoy A. G., Kabanov M. N., Savelliev B. A. Intensity fluctuations of optical radiation in scattering media//Appl. Opt.—1975.—V. 14, N 11.—P. 2731—2739.
74. Bilbro J. W. Atmospheric laser Doppler velocimetry//Opt. Eng.—1980.—V. 19, N 4.—P. 533—542.
75. Coulman G. E. Vertical profiles of small-scale temperature structure//Boundary—Layer Meteorol.—1973.—V. 4.—P. 169—177.
76. Congeduti J. e. a. Vertical wind velocity measurements by a Doppler lidar comparisons with a Doppler sodar//Appl. Opt.—1981.—V. 20, N 12.—P. 2048—2054.
77. Eberhard W. L., Schotland R. M. Dual-frequency Doppler lidar method of wind measurement//Appl. Opt. 1980.—V. 19, N 17.—P. 2967—2976.

78. Freeman F. Hall, Huffaker M., Jr. e. a. Wind measurement accuracy of the NOAA pulsed infrared Doppler lidar//Appl. Opt.—1984.—V. 23, N 15.—P. 2503—2506.
79. Gurk H. M., Kaskiewicz P. F., Altman W. P. Windsat free-flyer using the advanced Tiros-N satellite//Appl. Opt.—1984.—V. 23, N 15.—P. 2537—2544.
80. Huffaker R. M. Laser Doppler detection systems for gas velocity measurements//Appl. Opt.—1970.—V. 9, N 5.—P. 1026—1039.
81. Hughes A. J. e. a. Long range anemometry using a CO₂ laser//Optoelectr.—1972.—V. 4, N 4.—P. 379—384.
82. Hughes A. J., Pike E. R. Remote measurement of wind speed by laser Doppler systems. Appl. Opt., 1973, V. 12, N 3.—P. 597—601.
83. Huffaker R. M., Lawrence T. R. e. a. Feasibility studies for a global wind measuring satellite system (Windsat) analysis of limulated performance//App. Opt. 1984.—V. 23, N 15.—P. 2523—2536.
84. Kane T. I., Zhou B., Byer R. L. Potential for coherent Doppler wind velocity lidar using neodymium laser//Appl. Opt.—1984.—V. 23, N 15.—P. 2477—2481.
85. Kaimal J. C., Wyngaard J. C., Izume J. e. a. Roy. Meteorol. Soc.—1972.—V. 98, N 417.—P. 563—570.
86. Kazarian R. A., Gurvich A. S., Manucharian R. G., Vartanian E. S. Measurement of the average structural characteristic of the atmospheric refractive index//Proc. IEEE.—1970.—V. 58, N 10.—P. 1546—1547.
87. Kerr J. R. Experiments on turbulence characteristics and multiwave length scintillation phenomena//JOSA.—1972.—V. 62, N 9.—P. 1040—1049.
88. Lawrence R. S., Ochs G. R., Clifford S. F. Use of scintillations to measure average wind across a light beam//Appl. Opt. 1972.—V. 11, N 1.—P. 239—246.
89. Loos G. S., Hogge C. B. Turbulence of the upper atmosphere and isoplanatism//Appl. Opt.—1979.—V. 18, N 15.—P. 2654—2661.
90. Lawrence R. S. e. a. Laser velocimeter for remote sensing//Rev. Sci. Instr.—1972.—V. 43, N 3.—P. 512—518.
91. Lawrence L. e. a. Long-range wind sensing using a pulsed Doppler CO₂ lidar//CLEO.—1980.—V. 81.
92. Livingstone P. M. Proposed method of inner scale measurement in turbulent atmosphere//Appl. Opt. 1972.—V. 11, N 3.—P. 684—687.
93. Di Margio e. a. Pulsed laser Doppler measurements of wind shear//Bull. Amer. Meteorol. Soc.—1979.—V. 60, N 9.—P. 1061—1066.
94. Ochs G. R., Clifford S. F. Ting-i-wang laser wind sensing: the effects of saturation of scintillation//Appl. Opt.—1976.—V. 15, N 2.—P. 403—408.
95. Post M. J. Effect of the earth's atmosphere on space-borne IR Doppler wind-sensing system//Appl. Opt.—1979.—V. 18, N 15.—P. 2645—2653.
96. Rao Y. H. Structure of turbulence velocity and scalar fields at large wavenumbers//Phys. Fluids.—1965.—V. 8, N. 6.—P. 1063—1075.
97. Subramanian M. Laser remote sensing of atmospheric refractive-index-fluctuation profile//JOSA.—1972.—V. 62, N 5.—P. 677—681.
98. Schwiesow R. L., Cupp R. E. Offset local oscillator for CW laser Doppler anemometry//Appl. Opt.—1981.—V. 20, N 4.—P. 579—582.
99. Shel L. Optical wind sensing by observing the scintillations of a random scene//IEEE Trans.—1970, AP-18.—P. 493—498.
100. Special issue on lidar and lidar techniques//Appl. Opt.—1984.—V. 23, N 15.—P. 2461—2661.
101. Yeh Y., Cummino H. Z. Localized Huid How measurements with an He—Ne laser spectrometer//Appl. Phys. Let.—1964.—V. 4, N 4.—P. 176—177.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Амплитуда поля 20
— — комплексная 23

Борновское приближение 20

Гипотеза замороженной турбулентности 109
— — — локальная 110

Дисперсия интенсивности 17, 84
— — — относительная 25
— — — — насыщение 90
— — смещений изображения 157, 161, 207, 212
— — пучка 148

Излучение лазерное частично когерентное 42, 122
Интенсивность излучения средняя 25, 46, 48
— турбулентности 16

Коэффициент корреляции пространственный 25
— — временной 78

Масштаб турбулентности внешний 217
— — — внутренний 12, 13, 217
Метод малых возмущений 19
— геометрической оптики 20
— плавных возмущений 22
— Гюйгенса—Кирхгофа 29
— — — фазовое приближение 29, 30

Отражатель ламбертовский 41, 179, 211
— уголковый 41

Пучок гауссов 40
— волновой 40
— коллимированный 40
— сфокусированный 40

Радиус когерентности поля 43, 46, 57
— корреляции интенсивности 106
— первой зоны Френеля 21

Спектр когерентности 121
— турбулентности 13, 43
— — колмогоровский 13
Спектральная плотность 81
— — — нормированная 78
Степень когерентности 170

Турбулентность атмосферы 10

Уравнение волновое 19

— параболическое 23

Усиление обратного рассеяния 164

— флуктуаций интенсивности 174

Фаза комплексная 22, 29

Флуктуации диэлектрической проницаемости 13

— интенсивности 17

— — — сильные 17

— — — слабые 17

— скорости ветра 109, 110

Функция гипергеометрическая 85

— Грина 19

— — локационная 34

— корреляции интенсивности 97

— когерентности взаимной 25

— — — четвертого порядка 26

— распределения вероятностей интенсивности 138

— — — — — логарифмически нормальная 138

— — — — — Рэлея 138

— структурная 12

— — — фазы 80

Характеристика структурная 12, 13

— — — показателя преломления 14

— — — — — высотный профиль 15, 16

Число волновое 18

— Френеля апертуры 44, 92

— — — — — отражателя 41

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Список основных обозначений	7
Глава 1. Статистическое описание оптических неоднородностей турбулентной атмосферы	10
1.1. Микроструктура турбулентности в атмосфере	10
1.2. Оптические характеристики турбулентной атмосферы	14
Глава 2. Методы теории распространения оптических волн в случайно-неоднородных средах	17
2.1. Уравнения распространения волн в случайно-неоднородных средах. Методы возмущений	18
2.1.1. Метод малых возмущений	19
2.1.2. Метод геометрической оптики	20
2.1.3. Метод плавных возмущений (метод Рытова)	22
2.1.4. Параболическое уравнение	23
2.2. Уравнения для статистических моментов поля	24
2.2.1. Функция взаимной когерентности	25
2.2.2. Функция когерентности четвертого порядка	26
2.2.3. Метод статистического моделирования	29
2.3. Фазовое приближение метода Гюйгенса — Кирхгофа	29
2.4. Методы решения задач распространения волн на трассах с отражением в турбулентной среде	32
2.5. Модели лазерного источника и отражающей поверхности	40
Глава 3. Пространственная когерентность и средняя интенсивность излучения в лазерных пучках, распространяющихся в турбулентной атмосфере	42
3.1. Нарушение пространственной когерентности в лазерных пучках	42
3.2. Средняя интенсивность лазерных пучков в турбулентной атмосфере	46
3.2.1. Средняя интенсивность гауссова пучка	48
3.2.2. Влияние негауссовости формы исходного распределения пучка на среднюю интенсивность	50
3.2.3. Уширение гауссова пучка на наклонных трассах	53
3.3. Когерентность и средняя интенсивность искаженного в турбулентной атмосфере оптического излучения в приемных оптических системах	54
3.3.1. Средний размер изображения источников света	55
3.3.2. Измерения радиуса пространственной когерентности поля и смещения плоскости минимального изображения	57
3.4. Искажение формы светового импульса в турбулентной атмосфере	61
Глава 4. Флуктуации фазы оптических волн в атмосфере	64
4.1. Методические проблемы экспериментального исследования фазовых искажений в оптическом диапазоне волн	64

4.2. Способ оптического гетеродинирования с гармонической фазовой модуляцией опорной волны	67
4.3. Следящие цифровые фазометры оптического диапазона	69
4.4. Описание схем экспериментов по исследованию фазовых флуктуаций	73
4.5. Временные флуктуации фазы лазерного излучения в турбулентной атмосфере	76
4.6. Пространственные флуктуации фазы лазерного излучения в атмосфере	79
Глава 5. Флуктуации интенсивности оптического излучения в турбулентной атмосфере	84
5.1. Дисперсия и пространственная корреляция интенсивности оптических пучков	84
5.1.1. Дисперсия флуктуаций интенсивности	85
5.1.2. Зависимость дисперсии сильных флуктуаций интенсивности от внутреннего масштаба турбулентности	93
5.1.3. Пространственная корреляция флуктуаций интенсивности	97
5.2. Временные корреляционные функции и спектры интенсивности лазерного излучения	102
5.2.1. Временные характеристики интенсивности световой волны при флуктуирующем ветре	109
5.2.2. Пространственно-временная структура флуктуаций интенсивности	118
5.3. Флуктуации интенсивности частично когерентного излучения	122
5.3.1. Случай усреднения флуктуаций начального поля приемником ($\tau_n \gg \tau_n$)	125
5.3.2. Отсутствие усреднения флуктуаций начального поля ($\tau_n \leq \tau_n$)	132
5.4. Частотная корреляция интенсивности в турбулентной среде	134
5.5. Высшие моменты и распределение вероятностей флуктуаций интенсивности	138
5.5.1. Экспериментальные исследования распределения вероятностей интенсивности	140
Глава 6. Случайные смещения оптических пучков и дрожание изображений источников света в турбулентной атмосфере	147
6.1. Дисперсия, пространственная корреляция и временные спектры случайных смещений пространственно ограниченных пучков света	147
6.1.1. Дисперсия случайных смещений пучка	148
6.1.2. Корреляция смещений пространственно разнесенных лазерных пучков	152
6.1.3. Временная корреляция и спектры случайных блужданий лазерных пучков	153
6.2. Дисперсия случайных смещений оптического изображения световых источников	157
6.3. Корреляция смещений оптических изображений и их временные спектры	162
Глава 7. Флуктуации лазерного излучения на локационных трассах в турбулентной атмосфере	164
7.1. Усиление обратного рассеяния	164
7.2. Когерентность отраженного лазерного излучения	170
7.2.1. Слабые флуктуации интенсивности	170
7.2.2. Сильные флуктуации интенсивности	171
7.3. Усиление флуктуаций интенсивности при локации в турбулентной атмосфере	174
7.3.1. Флуктуации интенсивности лазерного излучения, рассеянного ламбертовской поверхностью	179
7.3.2. Экспериментальные исследования усиления флуктуаций интенсивности отраженного излучения	183
7.4. Пространственная корреляция и спектры флуктуаций интенсивности отраженного излучения	189

Глава 8. Статистические свойства отраженного лазерного излучения в плоскости изображения приемной оптической системы	197
8.1. Средняя интенсивность оптического изображения при локации в турбулентной атмосфере	198
8.2. Флуктуации интенсивности отраженного излучения, фокусируемого приемным объективом	203
8.3. Дисперсия случайных смещений энергетического центра тяжести локационного изображения	207
8.3.1. Зеркальный отражатель	208
8.3.2. Ламбертовский отражатель	211
Глава 9. Определение параметров турбулентных неоднородностей атмосферы и скорости ветра оптическими методами	216
9.1. Определение внутреннего и внешнего масштабов атмосферной турбулентности	217
9.2. Определение формы спектра турбулентных неоднородностей в атмосфере	219
9.3. Определение структурной характеристики показателя преломления в атмосфере	227
9.4. Определение скорости ветра из оптических измерений	236
Список литературы	241
Предметный указатель	266

Монография

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ, том 5

Владимир Евсеевич Зуев, Виктор Арсентьевич Банах,
Виктор Васильевич Покасов

ОПТИКА ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЫ

Редактор В. И. Кузьменко. Художник Е. Е. Городная. Художественный редактор Б. А. Денисовский. Технический редактор М. И. Брайнина. Корректор Л. И. Хромова

ИБ № 1835. Сдано в набор 03.05.88. Подписано в печать 06.09.88. М-27165. Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 1. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 17. Кр.-отт. 17. Уч.-изд. л. 19,36. Тираж 1520 экз. Индекс МОЛ-61. Заказ № 339. Цена 3 р. 30 к. Гидрометеондат. 199226. Ленинград. ул. Беринга, д. 38.

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 190000, Ленинград, Прачечный переулок, 6.