

УДК 537.87, 621.371

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРИ МАЛОУГЛОВОМ РАССЕЯНИИ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ

(Обзор)

И. Г. Якушкин

СОДЕРЖАНИЕ

- 1. Введение**
- 2. Модели и режимы малоуглового рассеяния**
 - 2.1. Основные модели
 - 2.2. Функция когерентности и лучевая интенсивность
 - 2.3. Режимы малоуглового рассеяния
- 3. Флуктуации интенсивности при малоугловом рассеянии (общий анализ)**
 - 3.1. Функция когерентности четвертого порядка
 - 3.2. Основные параметры задачи
 - 3.3. Стадии эволюции волны при малоугловом рассеянии
 - 3.4. Представление преимущественных корреляций
- 4. Флуктуации интенсивности за хаотическим фазовым экраном в приближении обобщенной геометрической оптики**
 - 4.1. Флуктуации интенсивности плоской волны
 - 4.2. Флуктуации интенсивности в различных режимах распространения
- 5. Насыщенные флуктуации интенсивности волны, распространяющейся в среде со случайными неоднородностями**
 - 5.1. Флуктуации интенсивности плоской волны
 - 5.2. Режимы насыщенных флуктуаций интенсивности
- 6. Некоторые обобщения и нерешенные задачи**
 - 6.1. Область случайных фокусировок в марковской модели и смежные вопросы
 - 6.2. Распространение волн в двухмасштабной среде
 - 6.3. Вероятностное распределение интенсивности
 - 6.4. Обработка сигнала в плоскости приемника и его информативность

Заключение

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди задач, связанных с распространением волновых полей на трассах со случайными неоднородностями, можно выделить задачи, описывающие ситуации, когда волна рассеивается только на углы, близкие к основному направлению распространения. Малоугловое рассеяние возникает в среде или на границе раздела сред при наличии крупномасштабных по сравнению с длиной волны неоднородностей. Подобные задачи привлекли внимание первоначально в связи с изучением рассеяния волн различной природы, распространяющихся в океане или в атмосфере. Позднее особую актуальность приобрело исследование распространения в атмосфере когерентных световых пучков. Существует еще много физических приложений, приводящих к задачам в близкой постановке.

Исследование малоуглового рассеяния удобно вести, основываясь на формуле Гюйгенса—Френеля, описывающей связь между полями в плоскостях источника и наблюдателя при условии, что все характерные размеры, включая и размеры неоднородностей, велики по сравнению с длиной волны и малы по сравнению с длиной трассы.

Для скалярной монохроматической волны формула Гюйгенса—Френеля записывается в виде

$$u(y) = - \left(\frac{ik \cos \alpha}{2\pi} \right) \int u_0(x) G(x, y, L) dx, \quad (1.1)$$

где u_0 — поле в плоскости излучателя, G — малоугловое (параболическое) приближение для функции Грина, учитывающее неоднородности трассы, L — длина трассы, α — угол между направлением распространения и плоскостью излучателя, y — точка в плоскости наблюдения.

Для свободного пространства при $\alpha=0$

$$G = G_0 = (1/L) \exp [ik(y-x)^2/2L]. \quad (1.2)$$

Использование малоуглового приближения допускает учет сильных поворотов волнового фронта, если только пространственный спектр функции Грина всюду остается сосредоточенным в области углов, близких к основному направлению распространения. Для выполнения последнего условия, кроме крупномасштабности неоднородностей, необходима еще малость флуктуаций показателя преломления (для протяженной среды). В более точной формулировке это условие требует малости полного угла рассеяния волны на всей трассе. Вводя масштаб когерентности поля и учитывая его связь с угловым спектром интенсивности, искомое условие можно записать в виде

$$k_{rk} \gg 1. \quad (1.3)$$

В область значений параметров, где флуктуации интенсивности малы по сравнению со средней интенсивностью, для их вычисления используются различные варианты теории возмущений, в первую очередь МПВ [1–4]. Для описания статистики полей рассеяния за пределами этой области оказываются эффективными две основные модели распространения волны на неоднородной трассе:

- а) модель фазового экрана и ее модификации [2, 5];
- б) марковская модель распространения излучения в протяженной среде, разработанная на рубеже семидесятых годов Долинным, Черновым, Шишовым, Татарским, Кляцкиным и др. [2, 6].

Большим достоинством данных моделей является простота вычисления двух первых моментов рассеянного поля. Вычисление высших моментов представляет собой, однако, самостоятельную проблему, при решении которой существенным оказывается различие между рассеянием на неоднородностях с одномасштабным и степенным спектром. Спектр последнего вида характерен, как известно, для турбулентной среды и определяет особенности рассеяния волн в атмосфере.

Исследования сильных флуктуаций интенсивности, проводившиеся в течение 60-х и 70-х годов, привели к теоретическому описанию эффектов насыщения флуктуаций и случайной фокусировки, подробно экспериментально изученных в тот же период Гурвичем и его сотрудниками и другими авторами [3, 27].

Для фазового экрана с малыми одномасштабными вариациями фазы Писарева [9] получила аналитическое описание флуктуаций интенсивности и показала, что на большом расстоянии от экрана происходит их насыщение на уровне, зависящем от дисперсии фазы. Описание явления насыщения за экраном с одномасштабными вариациями фазы при их произвольной дисперсии было дано в работе Mergsier [7], где методом суммирования рядов теории возмущений были вычислены моменты интенсивности на больших расстояниях от экрана. В этой работе было показано, что при больших дисперсиях фазы эффект насыщения флуктуаций интенсивности связан с нормализацией поля. Salpeter [8] дал качественное описание мерцаний интенсивности в об-

ласти случайной фокусировки поля (возникновения случайных каустик), где приближение геометрической оптики для среднего квадрата интенсивности приводит к расходящемуся выражению. Кравцов [10] показал связь между образованием каустик и сильными флуктуациями интенсивности в протяженной среде.

Существенную роль в достижении понимания зависимостей характеристик интенсивности волны, прошедшей хаотический фазовый экран, ог параметров трассы сыграли работы, содержащие численный анализ данной модели и физическое обсуждение результатов, среди которых укажем [9, 11–13]. Численному решению уравнения марковской модели для четвертого момента поля были посвящены работы [14, 15, 28].

Метод суммирования рядов теории возмущений получил развитие в работах Шишова и Гочелашивили, в которых был достигнут решающий прогресс в аналитическом описании сильных флуктуаций интенсивности. В [16, 17] было дано описание насыщенных мерцаний за фазовым экраном, а в [18, 19] — для марковской модели протяженной среды для случаев одномасштабных неоднородностей и неоднородностей со степенным спектром. Шишов [16] и Buckley [25] получили количественное описание характеристик интенсивности за фазовым экраном в области случайных фокусировок.

Результаты, справедливые для различных спектров неоднородностей и для различных типов распространяющегося поля, были получены в [20, 21]. При этом на основе простых физических соображений был развит метод преимущественных корреляций, пригодный для описания сильных флуктуаций интенсивности как в модели фазового экрана, так и в марковской модели. Тот же метод позволил построить асимптотику высших моментов интенсивности в области насыщения флуктуаций [22].

Заворотный, Кляцкин и Татарский [23] и Dashen [24] исследовали насыщение высших моментов интенсивности с помощью метода континуальных интегралов. Из других работ по сильным флуктуациям интенсивности отметим большой цикл исследований флуктуационных характеристик световых пучков в турбулентной атмосфере, проведенный на основе приближения Гюйгенса—Кирхгофа Мироновым и его соавторами и суммированный в [26].

Полученные разными авторами аналитические результаты оказались в хорошем согласии с данными эксперимента и результатами численных расчетов, благодаря чему теория сильных флуктуаций интенсивности для модели хаотического фазового экрана и марковской модели протяженной среды может считаться в основном сформированной. Некоторые итоги подведены в книгах и обзорах [2, 5, 29–32, 38, 39].

В то же время влияние малоуглового рассеяния на характеристики распространяющихся полей продолжает привлекать внимание исследователей. На первый план, однако, выходит вопрос о возможности определения параметров объектов (например астрономических), наблюдаемых в условиях рассеяния, а также параметров среды распространения при ее зондировании волновыми полями [28, 29, 30, 35–41]. Флуктуации параметров трассы здесь могут рассматриваться и как источник ошибок, и как источник полезной информации. Особое внимание сейчас уделяется методам извлечения информации из пятенных (speckle) структур, возникающих при формировании изображения шероховатых объектов или при наблюдении через неоднородную среду [30, 41–45].

В связи со сказанным чувствуется потребность в дополнительном осмыслении и обобщении полученных ранее теоретических результатов, что позволило бы полнее использовать их при решении различных прикладных задач.

Настоящий обзор имеет целью описание важнейших физических результатов и обсуждение современного состояния теории малоугло-

вого рассеяния с единой точки зрения, основанной на работах автора, включая выполненные совместно с С. И. Белоусовым. В ряде случаев в обзоре дается обобщение полученных ранее результатов. Из обширной литературы по теме в первую очередь отмечаются работы последних лет, так как исследования до 1979 г. хорошо освещены в упомянутых выше итоговых работах, на которые и даются необходимые ссылки.

В разд. 2 описаны модели малоуглового рассеяния и на основе анализа функции когерентности дается классификация режимов распространения волны на неоднородной трассе.

В разд. 3 излагаются общие основы теории флюктуаций интенсивности при малоугловом рассеянии и анализируются важнейшие параметры.

В разд. 4 дается описание особенностей флюктуаций интенсивности полей за статистически-однородным фазовым экраном в приближении обобщенной геометрической оптики.

В разд. 5 излагается теория насыщения флюктуаций для марковской модели распространения волны.

В разд. 6 обсуждаются некоторые нерешенные проблемы теории малоуглового рассеяния.

2. МОДЕЛИ И РЕЖИМЫ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ

2.1. Основные модели

а) Модель фазового экрана и ее обобщения. Если учитывать только фазовые искажения в структуре функции Грина, то последнюю можно записать в одной из форм

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, L) = G_0 \exp [i\varphi(\mathbf{x})]; \quad (2.1a)$$

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, L) = G_0 \exp [i\varphi(\mathbf{x}, \mathbf{y}, L)], \quad (2.1b)$$

где G_0 дано (1.2), а φ — набег фазы за счет случайных неоднородностей.

Модель (2.1а) есть собственно модель фазового экрана. Модель (2.1б) основана на приближенном принципе Гюйгенса—Кирхгофа для плавно-неоднородных сред [46], при этом φ вычисляется интегрированием по прямой, соединяющей точки \mathbf{x} и \mathbf{y} . Модели (2.1) применяются при исследовании рассеяния волны тонким слоем среды, не вносящим амплитудных искажений в структуру функции Грина [2, 5], а также для описания рассеяния волн шероховатой поверхностью [47, 48]. Для использования модели (2.1а) при этом необходимо наложить ограничения на пространственный спектр падающего поля. Модификации фазового экрана применяются также для приближенного описания рассеяния волн в протяженной среде [26, 38, 49].

В модели (2.1) φ представляет собой случайное поле с известными статистическими характеристиками. Если поле гауссово и статистически однородно, то его свойства задаются структурной функцией

$$D_\varphi(\Delta \mathbf{x}) = \left\langle \left[\varphi\left(\mathbf{x} + \frac{\Delta \mathbf{x}}{2}\right) - \varphi\left(\mathbf{x} - \frac{\Delta \mathbf{x}}{2}\right) \right]^2 \right\rangle, \quad (2.2)$$

$$D_\varphi(\Delta \mathbf{x}, \Delta \mathbf{y}) = \left\langle \left[\varphi\left(\mathbf{x} + \frac{\Delta \mathbf{x}}{2}, \mathbf{y} + \frac{\Delta \mathbf{y}}{2}\right) - \varphi\left(\mathbf{x} - \frac{\Delta \mathbf{x}}{2}, \mathbf{y} - \frac{\Delta \mathbf{y}}{2}\right) \right]^2 \right\rangle.$$

б) Марковская модель распространения в протяженной случайно-неоднородной среде. При выполнении условий применимости малоуглового приближения процесс распространения волны описывается

параболическим уравнением [2]. Если показатель преломления $n = 1 + \mu(r)$, где $\mu(r)$ — случайное поле, то для моментов поля волны могут быть получены замкнутые уравнения [2, 6, 29, 31, 32]. При выводе делается предположение о дельта-коррелированности поля μ в направлении распространения, а его поперечные корреляционные свойства задаются структурной функцией

$$H(\rho) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} D_{\mu}(\rho, z) dz, \quad (2.3)$$

где $D_{\mu}(r)$ — структурная функция поля μ .

Наиболее изучен к настоящему времени случай распространения волн в среде с гауссовым статистически-однородным полем неоднородностей. Среди выходящих за пределы этих ограничений работ отметим [50], где марковская модель используется для анализа прохождения волн через неоднородный слой, что позволяет совершить предельный переход к модели фазового экрана, и выделим работу [51], где рассмотрена среда с анизотропными неоднородностями, а также ряд работ по волноводному распространению в неоднородных средах [97].

2.2. Функция когерентности и лучевая интенсивность

Рассматривая ниже основные закономерности малоуглового рассеяния, ограничимся случаем скалярных монохроматических волн, мало отклоняющихся от направления распространения вдоль оси z . Основной круг представляющих интерес задач связан с зависящими от времени полями неоднородностей. Хотя анализ временных характеристик регистрируемого сигнала не входит в задачу настоящего обзора, ниже используется представление о регистрации с «длинной и короткой экспозицией», т. е. с большим и малым временем усреднения. Фактически при этом предполагается, что в первом случае регистрируется усредненная по ансамблю величина, а во втором — неусредненная. Будем также считать, что трасса статистически однородна и изотропна в поперечной к направлению распространения плоскости. При анализе марковской модели ограничимся случаем гауссова поля неоднородностей. Для фазового экрана это предположение использовать не будем, так как оно не вполне оправдано в задаче о рассеянии волн поверхностью. Говоря о модели фазового экрана при отсутствии специальных оговорок, будем иметь в виду модель (2.1а). Наконец, так как нас будут интересовать в основном сильные флуктуации интенсивности, заранее предположим, что набеги фазы на трассе достаточно велики, чтобы можно было пренебречь когерентной составляющей.

Функция когерентности поля, прошедшего неоднородную трассу, с помощью (1.1) представима в виде

$$\Gamma_2(y, \Delta y) = \left\langle u \left(y + \frac{\Delta y}{2} \right) u^* \left(y - \frac{\Delta y}{2} \right) \right\rangle = \frac{k^2}{(2\pi)^2} \int \Gamma_{20}(x, \Delta x) \times \\ \times G_2(x, \Delta x, y, \Delta y) dx d\Delta x, \quad (2.4)$$

где Γ_{20} — функция когерентности падающего поля, а

$$G_2 = \left\langle G \left(x + \frac{\Delta x}{2}, y + \frac{\Delta y}{2} \right) G^* \left(x - \frac{\Delta x}{2}, y - \frac{\Delta y}{2} \right) \right\rangle. \quad (2.5)$$

При анализе квадратичных характеристик поля удобно иногда использовать смешанное представление, аналогичное функций Вигнера в квантовой механике [52],

$$W(q, y) = \frac{k^2}{(2\pi)^2} \int u \left(y + \frac{\Delta y}{2} \right) u^* \left(y - \frac{\Delta y}{2} \right) \times \\ \times \exp(-ikq \Delta y) d\Delta y. \quad (2.6)$$

Усредняя (2.6), приходим к известному выражению для лучевой интенсивности поля [5, 53, 54]

$$I(q, y) = \frac{k^2}{(2\pi)^2} \int \Gamma_2(y, \Delta y) \exp(-ikq \Delta y) d\Delta y. \quad (2.7)$$

Характеристики, введенные (2.6) и (2.7) в плоскостях источника и приемника, также могут быть связаны формулами типа Гюйгенса—Френеля. Для лучевой интенсивности такая формула имеет вид

$$I(q, y) = \int I_0(p, x) \psi(p, x, q, y) dp dx, \quad (2.8)$$

где

$$\Psi = \frac{k^4}{(2\pi)^4} \int G_2(x, \Delta x, y, \Delta y) \exp(ikp \Delta x - ikq \Delta y) d\Delta x d\Delta y.$$

С учетом возможной некогерентности исходного поля I_0 задается выражением (2.7).

Величинам (2.6) и (2.7) можно сопоставить распределение интенсивности, регистрируемое в фокальной плоскости линзы размером a^2 . Если W или I имеют по переменным y и q масштабы y_0 и q_0 ($1/kq_0 \ll y_0$), то, выбирая $1/kq_0 \ll a \ll y_0$, можно с определенной точностью измерить W при регистрации с «короткой экспозицией» или I при регистрации с «длинной экспозицией» или при другом способе усреднения.

Если радиус когерентности волны мал по сравнению с наименьшим масштабом неоднородностей, то передаточной функции лучевой интенсивности можно дать геометрооптическую интерпретацию:

$$\Psi(p, x, q, y) = \langle \delta(p - p(x, y)) \delta(q - q(x, y)) |dq/dy|^{-1} \rangle = \\ = \langle \delta(q - q(x, p)) \delta(y - y(x, p)) \rangle = P(x, p, q, y). \quad (2.9)$$

Здесь x и p — координата и угол наклона луча в плоскости $z=0$, а y и q — в плоскости $z=L$. В первом из выражений (2.9) усреднение проводится при $x, y = \text{const}$ с помощью эйлеровой плотности вероятности, во втором при $x, p = \text{const}$ — с помощью лагранжевой плотности вероятности. Тем самым, $P(x, p, q, y)$ — лагранжева плотность вероятности перехода луча из состояния (x, p) в состояние (y, q) [32, 55, 56].

Заметим, что (27) сохраняет свой, хотя и не вполне лучевой, смысл и при рассеянии волны неоднородностями меньше радиуса когерентности. При этом дельта-функции (2.9) расплюются.

Рассмотрим квадратичные характеристики поля для различных моделей распространения:

а) свободное пространство —

$$G_2 = G_{20} = L^{-2} \exp[(ik/L)(y - x)(\Delta y - \Delta x)], \quad (2.10)$$

$$\psi = \psi_0 = \delta(q - p) \delta(y - x - qL);$$

б) обобщенный фазовый экран —

$$G_2 = G_{20} \tilde{G}_2(\Delta x, \alpha \Delta y), \quad \Psi = \Psi(q - p, (y - x - qL)/\alpha), \quad (2.11)$$

где α — мера заполненности трассы неоднородностями, при прохождении волной слоя толщиной h , $\alpha \sim h/L$.

При малом α и достаточно узком спектре падающего поля можно использовать обычную модель фазового экрана, для которой

$$\tilde{G}_2 = \Gamma_2^n(\Delta x) = \left\langle \exp \left[i\varphi \left(\mathbf{x} + \frac{\Delta \mathbf{x}}{2} \right) - i\varphi \left(\mathbf{x} - \frac{\Delta \mathbf{x}}{2} \right) \right] \right\rangle, \quad (2.12)$$

Γ_2^n — функция когерентности плоской волны.

В случае гауссова экрана

$$\Gamma_2^n = \exp [-(1/2)D_\varphi(\Delta x)], \quad \Delta x = |\Delta \mathbf{x}|. \quad (2.13)$$

Как видно, функция когерентности не зависит от расстояния от экрана. Для лучевой интенсивности имеем

$$\Psi = \Psi(q - p)\delta(y - x - qL), \quad (2.14)$$

$$\Psi(x) = k^2(2\pi)^{-2} \int \Gamma_2^n(\Delta x) \exp(-ikx\Delta x) d\Delta x.$$

В приближении геометрической оптики $\Psi(x)$ — плотность вероятности наклонов фазового фронта на экране.

в) *Марковская модель протяженной среды*. Из известного уравнения для функции когерентности [2, 3, 6] следует

$$G_2 = G_{20}\tilde{G}_2, \quad \tilde{G}_2 = \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^1 D_\varphi(\Delta yt + \Delta x(1-t)) dt \right], \quad (2.15)$$

где

$$D_\varphi = (k^2 L/2)H(\Delta x).$$

Для плоской волны, как и в случае фазового экрана, функция когерентности имеет вид (2.13). D_φ в этом случае можно трактовать как структурную функцию виртуальной фазы, вычисляемой интегрированием по прямым линиям и играющей до известной степени ту же роль, что и фаза, заданная на экране [29].

Передаточная функция лучевой интенсивности для марковской модели выражается в виде

$$\Psi(p, x, y, q) = \Psi(q - p, y - x - qL). \quad (2.16)$$

Основной масштаб, характеризующий потерю волной когерентности — радиус когерентности плоской волны, определяется из

$$\Gamma_2^n(\rho_k) = \exp(-1), \quad (1/2)D_\varphi(\rho_k) = 1. \quad (2.17)$$

Передаточная функция ψ имеет по переменной $\mathbf{x} = \mathbf{q} - \mathbf{p}$ масштаб $(k\rho_k)^{-1}$, характеризующий уширение линий пространственного спектра плоской волны за счет рассеяния. По пространственной координате $(y - x)$ Ψ имеет масштаб $L/k\rho_k$, указывающий на размах блужданий узкого пучка на неоднородной трассе. Модель фазового экрана отличается от модели протяженной среды локальным пространственным масштабом передаточной функции ψ по переменной $y - x$ при $q = \text{const}$. Этот масштаб, равный $\alpha(L/k\rho_k)$, указывает на заполненность трассы неоднородностями.

2.3. Режимы малоуглового рассеяния

Так как функция когерентности и ее масштаб зависят от структуры исходного поля, можно попытаться выделить различные режимы

распространения волны. Для различных частных случаев попытки классификации режимов делались в ряде работ [28, 29].

Сравнительно общую классификацию, развивающую приведенную в [216], можно получить исходя из формулы связи между функциями когерентности в плоскостях \mathbf{x} и \mathbf{y} и соотношений между масштабами G_2 и G_1 .

Пусть исходное поле описывается моделью вида

$$\Gamma_{20} = \Phi(\mathbf{x}/a, \Delta\mathbf{x}/b) \exp(i k \mathbf{x} \cdot \Delta\mathbf{x}/R_0). \quad (2.18)$$

Для когерентных полей можно считать $a=b$ (при $a^2 \ll R_0/k$ — френелево поле, при $a^2 \gg R_0/k$ — фраунгоферово поле), для полей протяженных некогерентных источников — $b \ll a$. Возможны следующие режимы:

1) Режим плоской волны — $L \ll R_0, a \gg L/k\rho_k, L/kb$ —

$$\Gamma_2 = \Gamma_{20}(\mathbf{y}, \Delta\mathbf{y}) \Gamma_2''(\Delta\mathbf{y}). \quad (2.19)$$

Функция когерентности рассеянного поля может быть представлена в виде произведения функции когерентности исходного поля на функцию когерентности плоской волны на неоднородной трассе. Тем самым, она удовлетворяет условию изопланатизма [5, 38]. Здесь возможны два подрежима: а) $\rho_k \ll b$, когда угловой спектр лучевой интенсивности и размеры излучающей апертуры, т. е. области в плоскости \mathbf{x} , из которой излучение приходит в данную точку, определяются трассой, б) $\rho_k \gg b$ (режим квазисвободного пространства), когда указанные величины слабо искажаются по сравнению со значениями для исходного поля.

2) Режим сферической волны — $L \ll R_0, b \ll \rho_k, L/ka; L \gg R_0, b \ll \rho_k$ или $R_0/ka \ll \rho_k$ —

$$\Gamma_2 = \Gamma_{20}(\mathbf{y}, \Delta\mathbf{y}) \tilde{G}_2(\Delta\mathbf{x}_0, \Delta\mathbf{y}), \quad \Delta\mathbf{x}_0(\Delta\mathbf{y}) \ll \Delta\mathbf{y}. \quad (2.20)$$

Функция когерентности также представляет собой произведение, в которое входит функция когерентности двух сферических волн на трассе. Здесь также можно выделить режим квазисвободного пространства.

3) Режим статистически дальней зоны — $L \ll R_0, \rho_k \ll b, L/ka; L \gg R_0, \rho_k \ll b, R_0/ka$ —

$$\Gamma_2 = \frac{k^2}{2\pi^2} \int \Gamma_{20}(\mathbf{x}, 0) G_{20}(\mathbf{x}, 0, \mathbf{y}, \Delta\mathbf{y}) d\mathbf{x} \int \tilde{G}_2(\Delta\mathbf{y}, \Delta\mathbf{x}) d\Delta\mathbf{x}.$$

Для этого режима характерно, что угловой спектр интенсивности определяется трассой, а эффективная апертура — исходным полем.

В режиме квазисвободного пространства, который реализуется, например, при распространении некогерентного излучения, структура лучевой интенсивности исходного поля мало искажается. В остальных режимах исходная информация в значительной степени стирается. С другой стороны, в этих режимах пространственный спектр содержит информацию о передаточной функции неоднородной трассы. Эта функция связана, в первую очередь, с функцией распределения углов поворота фазового фронта на трассе, т. е. дает сведения о градиентах показателя преломления среды или распределения фазы на экране, усредненных по всем неоднородностям достаточно большого масштаба. Информация о мелкомасштабной части спектра неоднородностей трассы заключена в «хвостах» передаточной функции.

Данная классификация режимов справедлива при регистрации сигнала приемником с «длинной экспозицией». Сигнал, регистрируемый с «короткой экспозицией», несет много больше информации и об исходном поле, и о свойствах трассы. Частично ее удается извлечь, исследуя флюктуации интенсивности сигнала [38, 30, 41–45].

3. ФЛЮКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРИ МАЛОУГЛОВОМ РАССЕЯНИИ (Общий анализ)

3.1. Функция когерентности четвертого порядка

Рассмотрим общие свойства функции когерентности четвертого порядка для марковской модели протяженной среды и модели фазового экрана.

С помощью формулы Гюйгенса—Френеля четвертый момент поля в плоскости приемника может быть представлен в виде интеграла по плоскости излучателя:

$$\begin{aligned} \Gamma_4(y_1, y_2, y_3, y_4) = & \\ = \frac{k^4}{(2\pi)^4} \int \Gamma_4^0(x_1, x_2, x_3, x_4) G_4(y_1, y_2, y_3, y_4, x_1, x_2, x_3, x_4) \times & \\ \times \prod_{i=1}^4 dx_i, \quad G_4 = \langle G(y_1, x_1) G(y_2, x_2) G^*(y_3, x_3) G^*(y_4, x_4) \rangle. & \end{aligned} \quad (3.1)$$

Будем использовать в обеих плоскостях координаты

$$\begin{aligned} a_1 = a_s + \frac{a_u + a_v}{2} + \frac{a_w}{4}, \quad a_2 = a_s - \frac{a_u + a_v}{2} + \frac{a_w}{4}, & \\ a_3 = a_s + \frac{a_u - a_v}{2} - \frac{a_w}{4}, \quad a_4 = a_s - \frac{a_u - a_v}{2} - \frac{a_w}{4}. & \end{aligned} \quad (3.2)$$

В таких суммарно-разностных координатах функция Грина для модели фазового экрана имеет вид

$$G_4 = L^{-2} \exp [ikL^{-1}(y_s - x_s)(y_w - x_w)] \tilde{G}_4, \quad (3.3)$$

где \tilde{G}_4 не зависит от y_s и x_s . Для гауссова экрана

$$\begin{aligned} \tilde{G}_4 = L^{-2} \exp [ikL^{-1}(y_u - x_u)(y_v - x_v) - (1/2)\Phi(x_u, x_v, x_w)], & \\ \Phi = D_\varphi(|x_u + x_w|) + D_\varphi(|x_u - x_w|) + & \\ + D_\varphi(|x_v + x_w|) + D_\varphi(|x_v - x_w|) - D_\varphi(|x_u + x_v|) - D_\varphi(|x_u - x_v|). & \end{aligned} \quad (3.4)$$

В марковской модели Γ_4 и G_4 удовлетворяют уравнению [2, 6]

$$\frac{\partial \Gamma_4}{\partial z} = \frac{i}{k} (\nabla_{y_s} \nabla_{y_w} + \nabla_{y_u} \nabla_{y_v}) \Gamma_4 - \frac{1}{2} \Phi' \Gamma_4, \quad z\Phi' = \Phi, \quad (3.5)$$

откуда следует, что G_4 также может быть представлена в виде (3.3).

В случае распространения плоской волны для обеих моделей формула связи (3.1) упрощается (при $y_w = 0$):

$$\Gamma_4(y_u, y_v) = k^2 (2\pi)^{-2} \int \tilde{G}_4 dx_u dx_v. \quad (3.6)$$

Для обеих моделей флюктуации интенсивности плоской волны зависят от одной и той же комбинации структурных функций:

$$\tilde{\Phi} = 2D_\varphi(x_u) + 2D_\varphi(x_v) - D_\varphi(|x_u - x_v|) - D_\varphi(|x_u + x_v|), \quad x = |x|. \quad (3.7)$$

В марковской модели D_φ — структурная функция виртуальной фазы. Области, существенные для интегрирования в (3.6), совпадают с областями, где величина $\tilde{\Phi}$ мала [20, 21].

3.2. Основные параметры задачи

Обратимся к физическому смыслу функции $\tilde{\Phi}$. Если $x_u \gg x_v$, то $\tilde{\Phi} = 2D_\varphi(x_v)$, что соответствует попарному усреднению сомножителей при вычислении интеграла (3.1). Если $x_u = x_v$, то

$$\Phi(x) = \langle [\bar{L}_\varphi(x) + \varphi(-x) - 2\varphi(0)]^2 \rangle = 4D_\varphi(x) - D_\varphi(2x). \quad (3.8)$$

Из равенства $\tilde{\Phi}(\rho_\Phi) = 1$ можно найти характерный масштаб статистической зоны Френеля, через которую определяется радиус кривизны фазового фронта на экране или фронта виртуальной фазы: $R_0 = k\rho_\Phi^2$. Заметим, что данное определение сохраняет смысл и за пределами применимости геометрической оптики, если не учитывать при этом флуктуации фазы на масштабе меньше ρ_Φ . Этот масштаб характеризует локальную некогерентность волны вследствие искривлений волнового фронта, в то время как масштаб ρ_k учитывает и его повороты [22, 57].

Длину трассы, для которой равны средний и флуктуационный масштабы зоны Френеля, можно назвать фокусным расстоянием трассы L_0 :

$$\rho_\Phi(L_0) = \sqrt{L_0/k}, \quad \tilde{\Phi}(\sqrt{L_0/k}) = 1. \quad (3.9)$$

Условие (3.9) совпадает с условием перехода от слабых флуктуаций интенсивности к сильным, которое следует из МПВ [1, 2, 6]. Режим распространения при этом удобно характеризовать параметром $q = k\rho_\Phi^2/2L$, указывающим на относительную роль статистических эффектов. Важную роль играет также волновой параметр

$$d = \frac{2L}{kl^2} \quad (L < L_0), \quad d = \frac{2L_0}{kl^2} = 2 \left(\frac{\rho_\Phi}{l} \right)^2 \quad (L > L_0), \quad (3.10)$$

показывающий отношение френелевского масштаба к масштабу неоднородностей. Так как масштаб Френеля максимален при $L = L_0$, то и d при $L = L_0$ имеет максимальное значение. Таким образом, если $d_0 = 2L_0/kl^2 \ll 1$, то масштаб Френеля по всей трассе много меньше масштаба неоднородностей. Естественно, это утверждение для анализируемого класса задач нужно понимать в среднестатистическом смысле. Этот случай соответствует применимости приближения обобщенной геометрической оптики [20, 57].

Зададим структурную функцию фазы в виде $D = 2\sigma^2 A(\rho/l)$, где σ^2 и l выбраны из условий $A''(0) = 1$, $A'''(0) = -2$, и предполагается также, что все производные $A(x)$ не превосходят по порядку величины единицу.

Для фазового экрана при малых значениях волнового параметра, используя разложение A в ряд Тэйлора, имеем

$$\rho_k = \frac{\sqrt{2}l}{\sigma}, \quad \rho_\Phi = \frac{l}{\sqrt{\frac{4}{2}\sqrt{\sigma}}} = \sqrt{\frac{\rho_k l}{2}}, \quad L_0 = \frac{kl^2}{\sqrt{2}\sigma},$$

$$d_0 = \frac{\sqrt{2}}{\sigma} , \quad q = \frac{1}{2} \frac{L_0}{L} . \quad (3.11)$$

Для протяженной среды при $d_0 \ll 1$, полагая

$$\sigma^2 = (k^2 L l / 2) \sigma_\mu^2 , \quad 2l\sigma_\mu^2 A(\rho/l) = H(\rho) , \quad (3.12)$$

получим

$$\rho_k = \frac{2\sqrt{l}}{k\sqrt{L}\sigma_\mu} , \quad \rho_\Phi = \frac{l^{3/4}}{L^{1/4}k^{1/2}\sigma_\mu^{1/2}} , \quad d_0 = \frac{2}{kl\sigma_\mu^{2/3}} , \quad q = \frac{1}{2\sigma_\mu} \left(\frac{l}{L} \right)^{3/2} . \quad (3.13)$$

Отметим, что среднее поле за фазовым экраном при больших дисперсиях фазы практически равно нулю. В протяженной среде оно затухает на расстояниях, где становится большой дисперсия виртуальной фазы. Для одномасштабной среды при $d_0 \ll 1$ длина экстинкции равна

$$L_0 \sim (k^2 l \sigma^2)^{-1} \sim d_0^2 L_0 . \quad (3.14)$$

При большой величине волнового параметра для одномасштабной протяженной среды длина экстинкции равна фокусному расстоянию.

Особый интерес представляют трассы с многомасштабным спектром неоднородностей. Для турбулентности различных типов характерно существование инерционного интервала, в котором структурная функция меняется по степенному закону [1, 29], т. е. при $l < \rho < l_1$, $H = A\rho^\nu$. Здесь l и l_1 — микро- и макромасштабы среды. Для турбулентной атмосферы $\nu = 5/3$, $A = 0,47\pi C_\epsilon^2$ [1]. В случае многомасштабной структурной функции можно говорить о микро- и макродисперсии флуктуаций фазы. Если волновой параметр мал по отношению к макрофлуктуациям и велик по отношению к микрофлуктуациям, при условии $\nu < 2$ для протяженной среды характерные величины выражаются соотношениями [21, 22]

$$\rho_k \sim \rho_\Phi \sim \left(\frac{k^2 L}{2} A \right)^{-1/\nu} , \quad L_0 \sim A^{-2/(2+\nu)} k^{(4-\nu)/(2-\nu)} . \quad (3.15)$$

Режимы распространения определяются параметром $q = k\rho_{zk}/2L$.

При $\nu = 5/3$, вводя величину $\beta_0^2 = 0,31 C_\epsilon^2 k^{7/6} L^{11/6}$, равную дисперсии флуктуаций интенсивности плоской волны, вычисленной в приближении МПВ, имеем

$$\rho_k = \sqrt{\frac{L}{k}} \left(\frac{0,9}{\beta_0^{12/5}} \right) , \quad \beta_0(L_0) \sim 1 , \quad q = \frac{0,405}{\beta_0^{12/5}} .$$

Длина экстинкции в этом случае определяется макрофлуктуациями. Флуктуации интенсивности на трассах с более сложным спектром неоднородностей рассматривались в [58, 59].

При рассеянии полей сложной структуры или при наличии регулярной неоднородности трассы также могут быть использованы основные параметры L_0, d, q . Наряду с ними можно рассматривать модифицированные параметры, для определения которых следует учитывать структуру фазового фронта исходной волны или его искажение за счет регулярной рефракции.

3.3. Стадии эволюции волны при малоугловом рассеянии

Стадии эволюции волны в условиях малоуглового рассеяния удобно связать с изменением параметра q . На рис. 1 показана структура

поля лучей волны за фазовым экраном. При $q \gg 1$ (в области однолучевого распространения) масштаб зоны Френеля для свободного пространства слабо возмущается за счет неоднородностей трассы, что приводит к слабым флуктуациям интенсивности волны. При $q \sim 1$, $L \sim L_0$ флуктуации размера зоны Френеля становятся одного порядка с ее средней величиной, что приводит к случайным фокусировкам излучения. При этом возникает характерная пятенная структура распределения интенсивности, экспериментально исследованная в [27]. Каждый участок трассы с поперечным размером l действует на волну как фокусирующая или дефокусирующая линза, расслаивая первоначальный фронт на отдельные пучки. При больших значениях волнового параметра фокусирующие участки имеют размер порядка r_k , а для пятен характерна большая размазанность. При $q \ll 1$ размер зоны Френеля определяется статистическим масштабом. В точку при этом приходит много лучей, число которых для фазового экрана можно оценить через отношение размера эффективной апертуры в начальной плоскости к размеру неоднородностей: $L/kr_k l \sim 1/q \sim N$. Тем самым параметр q можно интерпретировать как величину, обратную числу приходящих в точку лучей. Для протяженной среды $1/q \sim \lg_2 N$. Качественный смысл эти соотношения сохраняют и при больших значениях волнового параметра для многомасштабных неоднородностей, где вместо l следует брать r_k . На стадии многолучевого распространения пятенная структура образуется как результат интерференции лучей и имеет характерный масштаб r_k .

Чтобы лучше уяснить себе структуру четвертого момента поля в области сильных флуктуаций интенсивности, представим волну, приходящую в некоторую точку наблюдения, в виде суммы парциальных лучевых полей:

$$u = \sum_k \sqrt{I_k} \exp(i\phi_k). \quad (3.16)$$

Считая фазы разных членов суммы некоррелированными, среднюю интенсивность волны представим в виде

$$\langle I \rangle = \sum \langle I_k \rangle = \langle N \rangle \langle I_k \rangle, \quad (3.17)$$

где $\langle N \rangle$ — среднее число лучей, $\langle I_k \rangle$ — средняя интенсивность поля одного луча.

Так как для плоской волны единичной амплитуды $\langle I \rangle = 1$, то $\langle I_k \rangle = 1/\langle N \rangle$ и средний квадрат интенсивности выражается формулой (при $\langle N \rangle \gg 1$)

$$\langle I^2 \rangle = \langle N \rangle \langle I_k^2 \rangle + 2 \frac{\langle N(N-1) \rangle}{\langle N \rangle^2} \text{ при } \langle N \rangle \gg 1 \quad \langle I_k \rangle \sim 2 \frac{\langle N^2 \rangle}{\langle N \rangle^2}. \quad (3.18)$$

Из (3.18) следует, что флуктуации интенсивности волны складываются из двух компонент, связанных с «однолучевыми» и «межлучевыми» флуктуациями и соответствующих разным областям малости функции Φ , задаваемой (3.7). Если дисперсия числа приходящих в точку лучей мала, то $\langle I^2 \rangle \approx 2$, что говорит о нормализации поля и о стремлении закона распределения интенсивности к рэлеевскому. Сходным образом можно интерпретировать и функцию корреляции интенсивности.

3.4. Представление преимущественных корреляций

Рассмотрим выражение (3.6) для четвертого момента поля плоской волны. Общий метод вычисления характеристик интенсивности волны с помощью этого выражения основан на выделении областей, существенных для интегрирования. Поскольку подынтегральная функция фактически представляет собой произведение четырех волновых полей, то

область, существенная для интегрирования, является одновременно областью корреляции сомножителей. Поэтому удобно перейти к представлению, которое выделяет более коррелированные пары сомножителей. Для плоской волны простейший вариант этого представления можно получить разбиением гиперплоскости \mathbf{x} на две подобласти: $x_u < x_v$ и $x_v < x_u$ [20, 21]. Такое разбиение приводит к выражению

$$\Gamma_4(y_u, y_v) = F(y_u, y_v) + F(y_v, y_u), \quad (3.19)$$

$$F(y_u, y_v) = \frac{k^2}{(2\pi)^2} \int \tilde{G}_4(x_u, x_v, y_u, y_v) dx_u dx_v.$$

Интегрирование ведется по области $x_v < x_u$.

Используя вигнеровское представление для функции Грина, получаем выражение для F в форме, удобной для перехода к геометрической оптике:

$$F(y_u, y_v) = \frac{k}{2\pi} \int \tilde{\Psi}_2(y_u, x_u, p_u, q_u) \frac{J_1(kp_u x_u)}{p_u} \times \\ \times \exp(-ikq_u y_v) x_u dx_u dp_u dq_u, \quad (3.20)$$

$$\tilde{\Psi}_2 = \frac{k^4}{(2\pi)^4} \int G_4(x_u, y_u; x_v, y_v) \exp(ikq_u y_v + ikp_u x_v) dy_v dx_v.$$

В каждом слагаемом область, где подынтегральное выражение вносит заметный вклад в значение интеграла, можно назвать каналом когерентности [22].

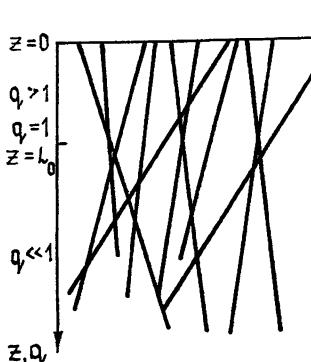


Рис. 1.

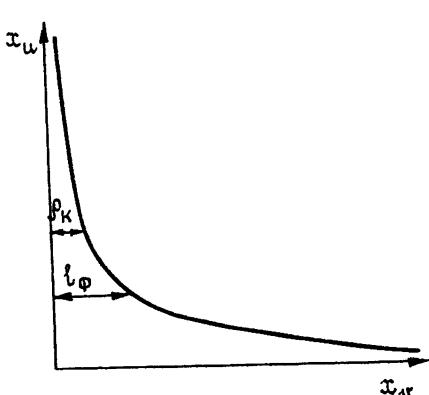


Рис. 2.

Ясный смысл представление преимущественных корреляций приобретает при $L \gg L_0$, когда каналы когерентности разделяются и имеют по разным переменным резко отличающиеся масштабы: p_k и L/kp_k . Область $x_u \sim x_v \sim p_k$ является областью перекрытия каналов. При $L \leq L_0$ область, существенная для интегрирования, совпадает с областью перекрытия каналов (при малых y_u и y_v), однако и здесь представление преимущественных корреляций удобно для перехода к геометрической оптике. При этом представлении понятие луча связывается с парой более коррелированных сомножителей и, таким образом, удается устранить расходимость, возникающую при формальном переходе к геометрической оптике [2, 8]. Можно сказать, что (3.20) учитывает дифракцию волны на размере лучевой трубы. Область,

существенная для интегрирования на плоскости x_u, x_v при $q \ll 1$, показана на рис. 2.

В приближении геометрической оптики, т. е. при $d_0 \ll 1$, четвертый момент функции Грина в вигнеровском представлении можно трактовать как совместную вероятность перехода двух лучей из состояния (x_s, x_u, p_s, p_u) в плоскости $z=0$ в состояние (y_s, y_u, q_s, q_u) в плоскости $z=L$ [32, 55–57] (рис. 3):

$$\Psi_2 = P_2(x_s, x_u, p_s, p_u, y_s, y_u, q_s, q_u). \quad (3.21)$$

Интегрируя по суммарным переменным, получим вероятность для разностных параметров лучей $\tilde{\Psi}_2 = \tilde{P}_2(x_u, p_u, y_u, q_u)$.

Если нас интересует результат регистрации полей в разнесенных точках или с помощью большой апертуры, т. е. при $y_u > r_\phi$ ($L \leq L_0$),

$y_u > L/kr_\phi$ ($L > L_0$), то в представлении преимущественных корреляций нет необходимости, и можно пользоваться формулой

$$\Gamma_4(y_u, y_v) = \int \tilde{\Psi}_2(x_u, p_u = 0, y_u, q_u) \times \\ \times \exp(iky_v q_u) dx_u dq_u, \quad (3.22)$$

где сомножители объединены в соответствии с расположением точек приема, и при переходе к геометрической оптике расходимость не возникает.

Заметим, что функция Ψ_2 сильно зависит от взаимного расположения френелевских объемов, связанных с парами сомножителей [60], и может быть выражена через более простые формулы, если трассы лучей проходят по сильно или слабо коррелированным неоднородностям.

4. ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗА ХАОТИЧЕСКИМ ФАЗОВЫМ ЭКРАНОМ В ПРИБЛИЖЕНИИ ОБОБЩЕННОЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

4.1. Флуктуации интенсивности плоской волны

Под приближением обобщенной геометрической оптики в данном случае следует понимать асимптотику характеристик интенсивности распространяющейся волны при малых значениях волнового параметра, учитывающую особенности поля, связанные с возникновением каустик. При вычислении средних величин, однако, не возникает необходимости в детальном анализе этих особенностей, так как фактически проводится усреднение по углу выхода лучей из точки начальной плоскости, а следовательно, и по расположению каустики. Представление преимущественных корреляций (3.20) связывает флуктуации интенсивности с рассеянием двух лучей, выходящих из точек начальной плоскости, находящихся на расстоянии x_u . При этом оно включает в расмотрение не только лучи со значением волнового вектора, соответствующего падающему полю, но и лучи с волновыми векторами $k\Delta p \sim x_u^{-1}$. После такого «расширения» исходного лучевого поля оказывается возможным дальнейшее использование геометрооптических представлений. В рамках данного приближения удается получить полное асимптотическое описание флуктуаций интенсивности поля за фазовым экраном на всех стадиях распространения при малых значениях волнового параметра.

При $d_0 \ll 1$ для модели фазового экрана функция P_2 , имеющая смысл вероятности перехода двух лучей между двумя состояниями, принимает вид

$$P_2 = W_2(q_s - p_s, q_u - p_u, x_u) \delta(y_s - x_s - q_s L) \delta(y_u - x_u - q_u L),$$

где W_2 — двухточечное распределение углов наклона фазового фронта на экране.

При сближении и удалении точек W_2 выражается через предельные формулы, которые для $\tilde{W}_2 = \int W_2 d\mathbf{p}_s$ имеют вид

$$\tilde{W}_2(x_u \rightarrow \infty) = W^2[(q_u - p_u)/2], \quad \tilde{W}_2(x_u \rightarrow 0) = \tilde{W}_{20}(\eta).$$

Здесь составляющие η описывают кривизну фазового фронта в направлении \mathbf{x}_u и перпендикулярно к нему:

$$\mathbf{x} = \mathbf{q}_u - \mathbf{p}_u, \quad x_1 = \eta_1 x_{u1} - \eta_2 x_{u2}, \quad x_2 = \eta_1 x_{u2} + \eta_2 x_{u1}. \quad (4.1)$$

Функция W_{20} имеет масштаб k_0^2 .

Формула (3.20), описывающая флуктуации интенсивности плоской волны, приобретает вид

$$\begin{aligned} \Gamma_4 &= F(\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_v) + F(\mathbf{y}_v, \mathbf{y}_u), \\ F &= \frac{k}{2\pi} \int W_2(q_u - p_u, x_u) \delta(y_u - x_u - q_u L) \times \\ &\quad \times \exp(ikq_u y_v) J_1(kp_u x_u) (x_u/p_u) dx_u dp_u dq_u. \end{aligned} \quad (4.2)$$

При разнесенных точках приема отсюда следует обычное приближение геометрической оптики:

$$\Gamma_4 = \int \tilde{W}_2(q_u - p_u, x_u) \delta(y_u - x_u - q_u L) \exp(ikq_u y_v) dx_u dq_u. \quad (4.3)$$

Интеграл (4.3) расходится при $y_u = y_v = 0$, что показывает некорректность непосредственного перехода к геометрической оптике в этом случае. При слабых флуктуациях интенсивности геометрическая оптика используется в приближенной форме, не приводящей к расходимостям.

Способ вычисления Γ_4 [20, 61] основан на выделении однолучевых и межлучевых флуктуаций интенсивности. При этом интервал интегрирования по x_u разбивается точкой x_0 ($\rho_0 < x_0 < l$) на две части. В первом слагаемом \tilde{W}_2 можно заменить на предельное значение \tilde{W}_{20} , а во втором — справедлива замена $J_1(kp_u x_u) x_u / 2\pi p_u$ на $\delta(p_u) k^{-1}$. Иной подход, предложенный ранее в [16] и [25], связан с вычислением отдельных участков спектра функции корреляции интенсивности; при этом, однако, не удается получить полного асимптотического описания исследуемых величин.

Индекс мерцаний интенсивности плоской волны для изотропного гауссова фазового экрана выражается формулой [20]

$$\begin{aligned} m^2 &= \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1 = -\frac{q^2}{\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \ln r \exp\left(-\frac{1+2\cos^2\varphi}{3} r^2\right) \times \\ &\quad \times \cos(\sqrt{2}qr \cos\varphi) r dr d\varphi + \sqrt{3} q^2 \exp\left(-\frac{1}{2} q^2\right) \ln \sigma - \end{aligned}$$

$$-2q^2 \int_0^\infty \frac{d}{dr} \varphi_1 \varphi_2 \exp(-q^2 \varphi_1/2) \ln r dr - 1, \quad (4.4)$$

где

$$\varphi_1 = r[1-A''(r)]^{-1/2}, \quad \varphi_2 = r[1-A'(r)r^{-1}]^{-1/2}, \quad q = kl^2/\sqrt{2}L\sigma.$$

Выражение (4.4) дает равномерное по q асимптотическое описание индекса мерцаний при $\sigma \rightarrow \infty$. Первое слагаемое соответствует геометрооптическим флюктуациям и дает при $q \gg 1$ результат, совпадающий с МПВ приближением: $m^2 = m_0^2 = 8/3q^2$. Второе слагаемое, описывающее случайные фокусировки, имеет наибольшую величину $\sim \ln \sigma$ при $q \sim 1$. Логарифмический множитель возникает в результате регуляризации приближения геометрической оптики. Последнее слагаемое отвечает межлучевым флюктуациям, причем при $q \ll 1$, $m^2 \approx 1$, что говорит о нормализации поля.

Функция корреляции интенсивности плоской волны $B_I(\rho) = [\langle I(\rho/2) I(-\rho/2) \rangle - \langle I \rangle^2] / \langle I \rangle^2$ при $L < L_0$ имеет масштаб корреляции, равный масштабу неоднородностей l . При $L > L_0$ проявляется двухмасштабная структура $B_I(\rho)$, соответствующая двум слагаемым в выражении (4.2). Первое слагаемое имеет масштаб $-\rho_k$, второе слагаемое $L/k\rho_k$. Двухмасштабность функции корреляции интенсивности является следствием многолучевого распространения волны, при котором интенсивность в точке наблюдения имеет слагаемые, зависящие и не зависящие от фазовых соотношений между интерферирующими полями [61].

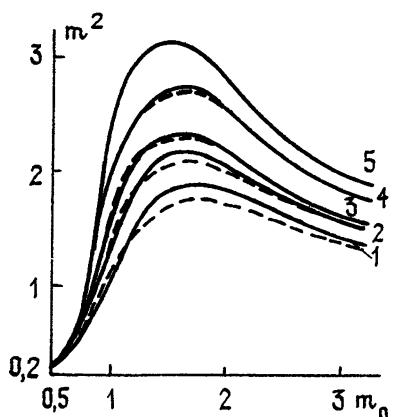


Рис. 4.

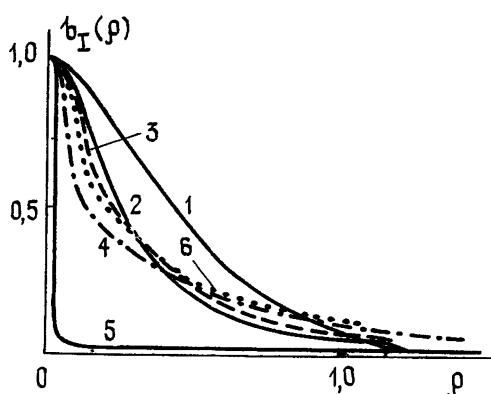


Рис. 5.

На рис. 4 и 5 приведены результаты расчета характеристик мерцаний интенсивности плоской волны, прошедшей изотропный гауссов фазовый экран, с гауссовой функцией корреляции фазы [61]. На рис. 4 пунктиром показана зависимость индекса мерцаний от его величины, вычисленной в приближении МПВ $m^2(m_0)$ ($m_0^2 = 8/3q^2$), рассчитанная по (4.4) при значениях $1-\sigma=1,6$; $2-\sigma=2,2$; $3-\sigma=2,6$; $4-\sigma=3,7$; $5-\sigma=5,2$. Сплошной кривой нанесены результаты численного расчета по полным формулам для тех же значений параметров [62-66]. На рис. 5 приведены графики нормированной функции корреляции интенсивности $b_I(\rho)$, вычисленные при постоянном значении волнового параметра $d=1/3$ и следующих значениях m_0 : $1-m_0=0,5$; $2-m_0=1$; $3-m_0=1,3$; $4-m_0=3,5$; $5-m_0=17$. Для сравнения на рисунке нанесены результаты эксперимента (кривая 6) [27], полученные для про-

тяженной среды при $d \sim 1$ и $m_0 = 1.8$. (О сопоставлении фазового экрана с протяженной средой см. [61].) Для функции корреляции интенсивности мы имеем неплохое согласие между экспериментом и теорией (несмотря на условность сравнения). Для индекса мерцаний такого согласия не наблюдается, что легко объяснимо тем, что эксперимент [27, 63] проводился на границе применимости теории по значению волнового числа.

При разнесенном приеме можно пользоваться формулой (4.3), где W_2 описывает фокусирующие свойства экрана. Если $|y_u - q_u L| < l$, то W_2 описывает локальную фокусировку за счет искривлений волнового фронта. Если $|y_u - q_u L| > l$, то W_2 связана с совместной плотностью вероятности углов выхода двух слабо коррелированных лучей. При этом справедлива формула

$$\Gamma_4(y_u, y_v) = \Gamma_2^2(y_v) + \int \left[W_2(q_u, y_u - q_u L) - W^2\left(\frac{q_u}{2}\right) \right] \times \exp(ikq_u y_v) dq_u, \quad (4.5)$$

из которой следует двухмасштабность Γ_4 , а также функции корреляции интенсивности при $q \ll 1$. Выбор способа регистрации сигнала помогает выделить фокусировку, связанную с определенными масштабами.

4.2. Флуктуации интенсивности в различных режимах распространения

При анализе зависимости флуктуаций интенсивности от исходной структуры волны классификация режимов, данная в разд. 2, оказывается недостаточной, так как в рассматриваемом случае мы имеем дело с регистрацией сигнала с «короткой экспозицией».

Задаваясь той же моделью падающего поля, что и в разд. 2, получаем, что Γ_{40} может быть представлен для когерентного поля в виде

$$\Gamma_{40} = \Phi_2\left(\frac{x_s}{a}, \frac{x_u}{a}, \frac{x_v}{a}, \frac{x_w}{a}\right) \exp\left[\frac{ik}{R_0}(x_s x_w + x_v x_u)\right] \quad (4.6a)$$

и для поля некогерентного гауссова источника в виде

$$\begin{aligned} \Gamma_{40} = & \left[\Phi_2\left(\frac{x_s}{a}, \frac{x_u}{a}, \frac{x_v}{b}, \frac{x_w}{b}\right) + \Phi_2\left(\frac{x_s}{a}, \frac{x_v}{a}, \frac{x_u}{b}, \frac{x_w}{b}\right) \right] \times \\ & \times \exp\left[\frac{ik}{R_0}(x_s x_w + x_u x_v)\right]. \end{aligned} \quad (4.6b)$$

При временной некогерентности источника одно из слагаемых в (4.6б) можно не учитывать, вследствие временного усреднения в приемнике [29].

Анализируя (3.1), можно заключить, что различие режимов зависит от соотношения между масштабами a, b, l . Тем самым возникают две накладывающиеся друг на друга классификации.

Опишем основные свойства режимов, ограничиваясь случаем $R_0 \rightarrow \infty$.

1) *Режим широкого пучка:* $a, b > l$. В этом режиме, который может сочетаться с режимами плоской волны и статистически дальней зоны, целесообразно использовать представление преимущественных корреляций:

$$\Gamma_4 = F(y_s, y_u, y_v, y_w) + F(y_s, y_v, y_u, y_w),$$

$$F = \frac{k}{2\pi} \int \Gamma_{40}(\mathbf{x}_s, \mathbf{x}_u, \mathbf{x}_v = \mathbf{x}_w = 0) W_2(q_s, q_u - p_u, \mathbf{x}_u) \times \\ \times \delta(y_s - x_s - q_s L) \delta(y_u - x_u - q_u L) J_1(k p_u x_u) \times \\ \times \exp(i k q_s y_w + i k q_u y_v) x_u p_u^{-1} dk_s dx_u dp_u dq_s dq_u. \quad (4.7)$$

Характеристики флюктуаций интенсивности когерентного источника при этом зависят от параметров $\sigma, m_0, \alpha = k a p_k / L$ [206, 48, 84]. При $\alpha \gg 1$

$F = \Gamma_{40}(y_s, y_u) \tilde{F}$, где \tilde{F} — соответствующая функция для плоской волны.

При $\alpha \ll 1$ наблюдается переход в режим статистически дальней зоны, где характеристики интенсивности, включая предельное значение индекса мерцаний при $L \rightarrow \infty$, зависят от l/a вследствие ограниченности числа приходящих в точку лучей. Последнее обстоятельство препятствует нормализации поля.

2) Режим узкого пучка: $a, b < l$. Этот режим, перекрывающийся с режимами сферической волны и статистически дальней зоны, описывается упрощенной формулой (в представлении преимущественных корреляций нет необходимости из-за обрезающих свойств Γ_{40}):

$$\Gamma_4 = \int \theta_0(\mathbf{x}_s, \mathbf{x}_u, p_s, p_u) W_2(q_s - p_s, q_u - p_u, \mathbf{x}_u) \delta(y_s - x_s - q_s L) \times \\ \times \delta(y_u - x_u - q_u L) \exp(i k q_s y_w + i k q_u y_v) dp_u dq_u dx_u dp_s dq_s dx_s, \quad (4.8)$$

где

$$\theta_0 = \frac{k^4}{(2\pi)^4} \int \Gamma_{40} \exp(-i k p_u x_v - i k p_s x_w) dx_w dx_v.$$

В режиме узкого пучка возможны очень сильные флюктуации интенсивности вследствие блужданий пучка как целого. Предельное значение индекса мерцаний коллимированного пучка при $L \rightarrow \infty$ $m^2 \sim (l/a)^2$ [48]. В режиме сферической волны мерцаний интенсивности относительно малы и исчезают при $b/p_k \rightarrow 0$. Надо иметь в виду, однако, не применимость модели фазового экрана в предельном случае.

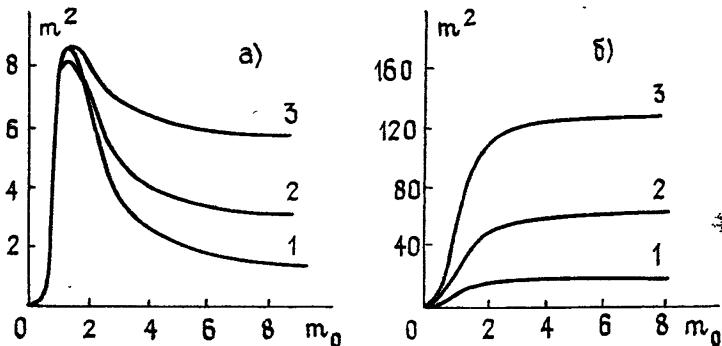


Рис. 6.

На рис. 6 показана зависимость индекса мерцаний на оси гауссова коллимированного пучка, прошедшего гауссов фазовый экран, с гауссовой же функцией корреляции фазы, от параметров $l/a, m_0$ при $\sigma=400$. На рис. 6а кривая 1— $l/a=0,1$; 2— $l/a=0,6$; 3— $l/a=1,0$. На рис. 6б кривая 1— $l/a=2$; 2— $l/a=5$; 3— $l/a=10$.

На рис. 7 приведена таблица масштабов функции корреляции интенсивности и характерных значений индекса мерцаний в зависимости от параметров $\alpha, l/a, m_0$.

Зависимость характеристик интенсивности волны при $m_0 \rightarrow \infty$ от l/a была также исследована в работах по насыщенным флюктуациям интенсивности для модели обобщенного фазового экрана [28].

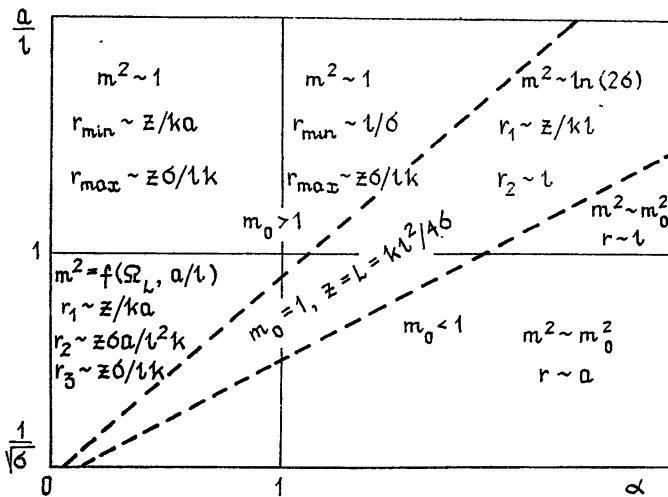


Рис. 7.

3) Некогерентный режим: $a \gg l, b \ll l$. В данном режиме также справедлива формула (4.8), из которой следует, что мерцания интенсивности спадают при $b/\rho_k \rightarrow 0$, что соответствует режиму квазисвободного пространства. Более подробно прохождение некогерентного излучения через фазовый экран освещено в [29, 30].

Если нас интересует корреляция интенсивностей в сильно разнесенных точках или обработка сигнала с помощью большой апертуры, то независимо от режима можно пользоваться формулой (4.8). При $a \gg l, L/k\rho_k$, интегрируя по $\mathbf{y}_s, \mathbf{y}_u$, из нее получаем

$$\int \Gamma_4(\mathbf{y}_s, \mathbf{y}_u, \mathbf{y}_v) d\mathbf{y}_s d\mathbf{y}_u = \\ = \Gamma_{40}(\mathbf{y}_s = 0, \mathbf{y}_u = 0, \mathbf{y}_v) \int W_2(q_s, q_u, \mathbf{x}_u) \exp(i k q_u \mathbf{y}_v) dq_s dq_u d\mathbf{x}_u. \quad (4.9)$$

Как мы видим, при известных свойствах передаточной функции возможно измерение пространственного спектра исходного поля. Выражение (4.9) можно понимать как результат обработки изображений объекта, полученных с «короткой экспозицией», что позволяет выявить больше информации, чем при измерениях с «длинной экспозицией» [30, 38, 44–45]. Это можно связать также с тем, что корреляционный масштаб функции Грина по интенсивности значительно больше, чем по полу. Если алгоритм (4.9) не дает возможности для измерений, может быть использована более сложная обработка по \mathbf{y}_u [44].

Результаты данного раздела получены для малого волнового параметра. В противоположном случае, включая фазовый экран с многоспектральной структурной функцией фазы, аналитическое исследование возможно только для слабых и насыщенных флюктуаций интенсивности. Для промежуточной стадии используются численные расчеты [2, 11–13, 82, 65–69].

5. НАСЫЩЕННЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОЛНЫ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ В СРЕДЕ СО СЛУЧАЙНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

5.1. Флуктуации интенсивности плоской волны

Обратимся к описанию насыщенных флуктуаций интенсивности плоской волны для марковской модели распространения в протяженной среде. Основной интерес представляет случай многомасштабной структурной функции поля неоднородностей: $H(\rho) = A\rho^v$ ($l < \rho_1 < l_1$).

В рамках представления преимущественных корреляций рассмотрим распространение Γ_4 в одном канале когерентности [21, 22]. Пусть для данного канала выбрана приближенная функция Грина \tilde{G}_{40} , удовлетворяющая уравнению (3.5) с невязкой $D\tilde{G}_{40}$. Для компоненты Γ_4 , связанной с данным каналом, можно получить уравнение

$$F(\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_v, L) = \frac{k^2}{(2\pi)^2} \int \tilde{G}_{40}(\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_v, \mathbf{x}_u, \mathbf{x}_v, L) d\mathbf{x}_u d\mathbf{x}_v - \\ - \frac{k^2}{(2\pi)^2} \int_0^L F(\mathbf{x}_u, \mathbf{x}_v, z) D\tilde{G}_{40}(\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_v, \mathbf{x}_u, \mathbf{x}_v, L-z) d\mathbf{x}_u d\mathbf{x}_v dz. \quad (5.1)$$

Интегрирование в (5.1) ведется по области $x_u \geq x_v$. В качестве \tilde{G}_{40} естественно выбрать предельное значение \tilde{G}_4 при $x_u \gg x_v$:

$$\tilde{G}_{40} = z^2 G_2^2(\mathbf{y}_u/2, \mathbf{y}_v, \mathbf{x}_u/2, \mathbf{x}_v). \quad (5.2)$$

Тогда

$$-D\tilde{G}_{40} = (k^2/4) Q \tilde{G}_{40}, \\ -Q = 2H(y_u) - H(|\mathbf{y}_u + \mathbf{y}_v|) - H(|\mathbf{y}_u - \mathbf{y}_v|). \quad (5.3)$$

В строгой постановке (5.1) следует дополнить уравнением по границе между каналами, однако при построении асимптотических разложений учет дополнительного уравнения приводит лишь к поправкам более высокого порядка малости.

При $q = k\rho_k^2/2L \gg 1$ асимптотическое решение (5.1) дает результат, совпадающий с результатами МПВ. При $q \sim 1$ удается получить только поведение функции корреляции интенсивности на больших расстояниях между точками.

В области насыщенных флуктуаций $q \ll 1$ подынтегральное выражение в (3.19) имеет резко различающиеся масштабы ρ_k и $L/k\rho_k$ по переменным x_v и x_u (рис. 2), благодаря чему в основной области интегрирования можно считать $x_u \gg x_v$, и, следовательно, приближение (5.2) оказывается удачным. Интегральный член в (5.1) при этом имеет порядок q^{2-v} , т. е. уравнение можно решать методом последовательных приближений. Для первых двух членов разложения имеем

$$F_0 = \Gamma_2^2(y_v); \quad (5.4)$$

$$F_1 = \frac{k^4}{16\pi^2} \int Q(\mathbf{x}_u, \mathbf{x}_v) \tilde{G}_{40}(\mathbf{y}_u, \mathbf{y}_v, \mathbf{x}_u, \mathbf{x}_v, L-z) \times \\ \times \Gamma_2^2(\mathbf{x}_v, z) d\mathbf{x}_u d\mathbf{x}_v dz. \quad (5.5)$$

Для Q в (5.5) можно воспользоваться приближенным выражением при $x_u \gg x_v$:

$$Q = H'(x_u) [(x_v x_u)^2 - (x_u x_i)^2] x_u^{-3} + H''(x_u) (x_i x_u)^2 x_u^{-2}.$$

Из (5.4) и (5.5) следует, что функция корреляции интенсивности представляет собой сумму двух слагаемых с масштабами ρ_k и $L/k\rho_k$:

$$B_1(\rho) = F_0(y_v=\rho) + F_1(y_v=\rho, y_u=0) + F_1(y_v=0, y_u=\rho).$$

Короткомасштабное слагаемое определяется в основном нулевым приближением. Для длинномасштабного слагаемого, используя степенное представление для $H(\rho)$, при $\rho \sim L/k\rho_k$ имеем

$$\begin{aligned} F_1(0, y_u) &= 2\gamma\nu(2-\nu) q^{2-\nu} \frac{\Gamma(1+\nu/2)}{\Gamma(2-\nu/2)} \int_0^1 \zeta^{\nu-2} \int_0^\infty J_0\left(2q \frac{\rho y_u}{\zeta}\right) \rho^{3-\nu} \times \\ &\quad \times \exp\left[-\zeta \int_0^1 D_\varphi(\rho x) dx - (1-\zeta)D_\varphi(\rho)\right] d\rho d\zeta, \end{aligned} \quad (5.6)$$

где $\gamma = (k^2 LA/4) \rho_k^{\nu}$ (при $\rho_k > l$, $\gamma = 1$).

Индекс мерцаний выражается формулой $m^2 = 1 + 2F_1(0, 0)$. Для турбулентной атмосферы, когда спектр диэлектрической проницаемости задается формулой $\Phi_e(x) = 0,0033 C_e^2 x^{-11/3} \exp(x^2/x_m^2)$, $x_m = 5,92/l$ [1], используя параметр $\beta_0^2 = 0,31 C_e^2 k^{7/6} L^{11/6}$, получаем

$$m^2 = 1 + \frac{0.86}{\beta_0^{4/5}} \quad (\rho_k \gg l), \quad m^2 = 1 + \frac{0.96}{\beta_0^{4/5}} \left(\frac{l}{\rho_k}\right)^{7/15} \quad (\rho_k \ll l). \quad (5.7)$$

При увеличении β_0 происходит насыщение флюктуаций интенсивности на уровне, соответствующем нормализации поля. В то же время заметное отличие m^2 от единицы, проявляющееся для многомасштабной структурной функции неоднородностей при ограниченных β_0 , указывает на роль крупных неоднородностей, фокусирующих волну.

Заметим, что при решении уравнения (5.1) возможен также выбор в качестве нулевого приближения так называемого фазового приближения метода Гюйгенса—Кирхгофа, которое получается, если протяженную среду заменить обобщенным фазовым экраном [28, 70].

Приведенные выше результаты, следующие из представления преимущественных корреляций, были получены также (для степенного спектра $H(\rho)$) в [18] методом суммирования рядов теории возмущений, в [71a] на основе гипотезы о нормализации поля, в [23, 24] методом континуальных интегралов. Эти результаты хорошо согласуются с данными эксперимента и численными расчетами [2, 28, 29–31].

Что касается сравнения трех основных методов решения данного класса задач, то достоинством метода преимущественных корреляций можно считать его наглядность и техническую простоту. Метод континуальных интегралов позволяет взглянуть на процесс распространения волны с более глубокой точки зрения. Основываясь на той же физической идее о существовании каналов когерентности, при континуальном подходе эти каналы рассматриваются в пространстве всевозможных путей, соединяющих излучатель и приемник, тогда как при использовании изложенного выше метода учитываются лишь простейшие пути. При вычислении основных членов разложения оба метода приводят к вполне эквивалентным результатам, однако с точки зрения

возможности построения полного асимптотического ряда метод континуальных интегралов имеет преимущества.

Из других работ по флюктуациям интенсивности плоской волны отметим исследование зависимости различных характеристик от ρ_k/l [71], аналитическое [72] и численное [73] исследование свойств четырехточечной функции Γ_4 , исследование продольных корреляций интенсивности [74].

В задаче о фазовом экране насыщенные флюктуации интенсивности плоской волны могут быть исследованы с помощью аналогичного подхода при более простых вычислениях. Задача об экране с многоспектральным спектром фазы рассматривалась в [11, 17, 20а, 23, 75].

5.2. Режимы насыщенных флюктуаций интенсивности

При исследовании распространения волновых пучков в протяженной среде для области насыщенных флюктуаций в случае режимов плоской волны и статистически дальней зоны можно пользоваться представлением преимущественных корреляций в той же форме, что и для плоской волны. В режиме сферической волны можно использовать другое интегральное представление, интегрируя, например, по промежуточному экрану, помещенному между излучателем и приемником. Такое представление удобно симметрией относительно приемника и излучателя. В области применимости асимптотических формул результат не зависит от положения экрана в том случае, если пространственный масштаб поля велик по сравнению с зоной Френеля.

Представление преимущественных корреляций позволяет разделить каналы когерентности, а дальнейшие вычисления ведутся, как и в случае плоской волны, для одного канала. В качестве нулевого приближения при решении интегрального уравнения следует выбрать [216]

$$F_0 = \Gamma_2 \left(\mathbf{y}_s + \frac{\mathbf{y}_u}{2}, \mathbf{y}_v + \frac{\mathbf{y}_w}{2} \right) \Gamma_2 \left(\mathbf{y}_s - \frac{\mathbf{y}_u}{2}, \mathbf{y}_v - \frac{\mathbf{y}_w}{2} \right). \quad (5.8)$$

Следующее приближение представляет собой многократный интеграл, не поддающийся вычислению. Аналогичный результат следует из метода континуальных интегралов [76]. Упрощение достигается при исследовании распространения гауссовых пучков (исходное поле вида $\exp(-x^2/2a^2 + ikx^2/2F)$) и при $\rho_k/l \ll 1$, т. е. когда для структурных функций, входящих в показатель Γ_2 , достаточно учесть один член разложения $H(\rho) \sim \rho^2$. Можно, впрочем, ожидать, что и при $\rho_k > l$ замена при вычислениях в показателе Γ_2 структурной функции на квадратичную при сохранении масштаба корреляции дает хорошую аппроксимацию результата [77].

Проведенные при этих предположениях вычисления показывают, что в области насыщенных флюктуаций интенсивности возможны режимы плоской и сферической волны и статистически дальней зоны, переход между которыми определяется свойствами функции когерентности Γ_2 [216]. Эти режимы различаются значениями радиуса когерентности поля, что сказывается на размерах френелевского объема распространяющейся волны, а через него на числе приходящих в точку лучей и на индексе мерцаний. Для турбулентной атмосферы при $\rho_k < l$, где ρ_k — радиус когерентности плоской волны, имеем:

$$\begin{aligned} \text{плоская волна} &— m^2 = 1 + 0,96\beta_0^{-4/5}(l/\rho_k)^{7/15}, \\ \text{сферическая волна} &— m^2 = 1 + 2,8\beta_0^{-4/5}(l/\rho_k)^{7/15}, \\ \text{статистически дальнняя зона} &— m^2 = 1 + 2,5\beta_0^{-4/5}(l/\rho_k)^{7/15}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

На рис. 8 показана зависимость индекса мерцаний от числа Френеля гауссова коллимированного пучка $\Omega = ka^2/L$ ($1 - \beta_0 = 1,8$; $2 - \beta_0 = 556$

$=4,6$; $3-\beta_0=32$). Сплошными кривыми показаны результаты, относящиеся к оси пучка, пунктирными — усредненные по его сечению [216, 78]. Штрихпунктирная кривая отражает данные эксперимента, проводившегося при $4 < \beta_0 < 7$ [3]. Расхождение эксперимента и теории связано с тем, что при не очень больших β_0 асимптотическая теория хуже описывает ограниченные пучки, а также с возможным влиянием крупных неоднородностей, приводивших к блужданию пучка как целого при эксперименте.

На рис. 9 показана функция корреляции интенсивности коллимированного пучка, рассчитанная при $\beta_0=2,8$ и следующих значениях числа Френеля: 1— $\Omega=10^4$; 2— $\Omega=10^{-4}$; 3— $\Omega=1$. Заметим, что функция корреляции интенсивности поля пучка, вычисленная данным методом, не удовлетворяет условию сохранения интеграла от нее [2, 6]. Это объясняется тем, что она имеет малую по амплитуде, но растянутую область отрицательных значений, не описываемую асимптотикой.

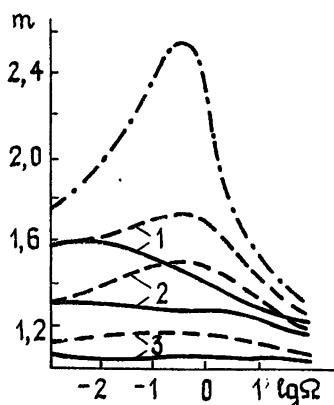


Рис. 8.

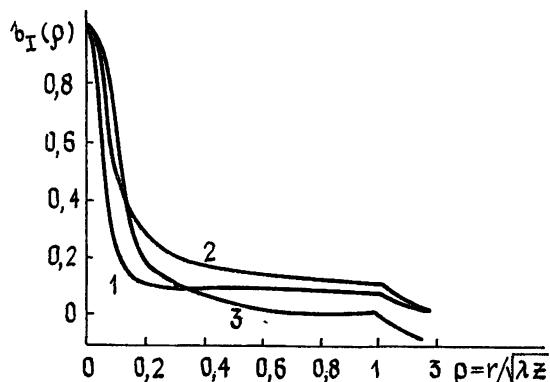


Рис. 9.

Различные характеристики коллимированного пучка в рамках описываемого подхода исследовались в [78, 79]. Результаты исследования режима сферической волны, а также флуктуаций интенсивности в фокусированном пучке методом суммирования рядов приведены в [29].

Характеристики волновых пучков, прошедших протяженную трассу со случайными неоднородностями (турбулентную атмосферу), изучались также с помощью модели обобщенного фазового экрана [26, 38]. Следует, однако, указать на разницу между распространением ограниченных пучков за экраном и в протяженной среде, особенно проявляющуюся при $r_k \ll l$. Если в первом случае ограниченность числа приходящих в точку лучей мешает нормализации поля (предельное значение индекса мерцаний отлично от единицы), то во втором случае, как видно из (5.9), поле всегда нормализуется вследствие расширения пространственного спектра пучка в процессе распространения. В связи с этим несколько иной смысл получают режимы флуктуаций интенсивности, описанные в разд. 4. Режим узкого пучка полностью реализуется только в области слабых флуктуаций интенсивности плоской волны. К этой области фактически относится исследование пучков с использованием квадратичной структурной функции, что означает учет только блужданий пучка как целого [80, 81] и более строгие исследования, учитывающие фокусировку [82, 83].

Остановимся еще на режиме квазисвободного пространства, реализующемся при распространении излучения некогерентного источника. Более подробное изложение относящихся сюда результатов дано в [29, 114].

Если четвертый момент поля описывается (4.66) и можно вследствие временного усреднения учитывать одно слагаемое, то при $a \rightarrow \infty$, $R_0 \rightarrow \infty$, $b \ll r_k$ можно не выделять каналов когерентности и решать уравнение для четвертого момента методом последовательных приближений, выбирая в качестве нулевого приближения $\Gamma_4^0 = \Gamma_{20}^2(x_i)$.

С учетом следующего приближения для индекса мерцаний получаем при $\Gamma_{20}(0) = 1$

$$m^2 - 1 = \frac{k^2}{4} \int Q(x_u, x_v) \Gamma_{20}^2(x_v) \frac{1}{z^2} \times \\ \times \exp\left(\frac{ik}{z} x_u x_v\right) dx_u dx_v dz \sim A k^{4-\nu} L^{\nu-1} b^{4-\nu}. \quad (5.10)$$

В (5.10) входят те же величины, что и в формулу (5.5).

Индекс мерцаний растет с увеличением длины трассы до тех пор, пока радиус корреляции поля за счет малоуглового рассеяния не сравняется с исходным радиусом корреляции. Рост индекса мерцаний говорит о некоторой денормализации некогерентного излучения, проходящего через турбулентную среду [84].

Обратим внимание на сходство формул (5.10) и (5.5). Смысл этого соответствия в том, что (5.5) описывает два разных эффекта: потерю волновой когерентности за счет малых неоднородностей и фактически борновское рассеяние некогерентной волны на крупных неоднородностях. Формула (5.10) также описывает второй из эффектов. Заметим, что если при регистрации интенсивности первоначально когерентной волны использовать экспозицию, достаточно длинную для усреднения по неднородностям масштаба r_k , но короткую по сравнению с временами, связанными с неоднородностями масштаба $L/k r_k$, то отмеченная аналогия станет еще более полной. Дополнительное обсуждение затронутых вопросов содержится в следующем параграфе.

Отметим, что описанные выше результаты позволяют оценить возможности извлечения информации из флюктуационных характеристик излучения, распространяющегося в протяженной среде. Как видно из (5.5), в зоне насыщенных флюктуаций наблюдается отчетливая связь четвертого момента поля с крупномасштабной частью спектра неоднородностей.

6. НЕКОТОРЫЕ ОБОБЩЕНИЯ И НЕРЕШЕННЫЕ ЗАДАЧИ

6.1. Область случайных фокусировок в марковской модели и смежные вопросы

В теории сильных флюктуаций интенсивности остается не вполне решенной задача о случайных фокусировках волн в протяженной среде. Область случайных фокусировок интересна сама по себе, так как здесь мы имеем дело с образованием каустик, приводящим к концентрации энергии волны вблизи некоторых поверхностей и к возникновению высоко контрастной пятенной структуры. Вблизи каустик и фокальных точек при этом образуются характерные распределения полей, слабо зависящие от начальных условий. Эти структуры имеют известное сходство со структурами, возникающими при разлете слабо взаимодействующих частиц [85, 86]. И те и другие образуются как некоторая промежуточная стадия эволюции начального распределения. Волновые структуры, однако, сохраняются лишь в небольшой области пространства и быстро распадаются. При этом происходит хаотизация поля и возникает пятенная структура иного типа.

Статистические характеристики поля в области случайных фокусировок изучены в приближении обобщенной геометрической оптики для фазового экрана. В марковской модели протяженной среды при $d_0 \ll 1$ основная проблема сводится к вычислению вероятности перехода P двух лучей из состояния с разностными координатами $(0, p_u)$ в состояние (y_u, q_u) . Эта вероятность перехода в переменных y_u, η , где η вводится, как и для экрана, формулой (4.1), удовлетворяет уравнению [57]

$$\begin{aligned} \partial P / \partial z + \eta_1 y_u \partial P / \partial y_u = (\eta_1^2 - \eta_2^2) \frac{\partial P}{\partial \eta_1} + 2\eta_1 P + 2\eta_1 \eta_2 \frac{\partial P}{\partial \eta_2} + \\ + \frac{1 - A''(y_u)}{4y_u^2} \frac{\partial^2 P}{\partial \eta_1^2} + \frac{y_u - A'(y_u)}{4y_u^3} \frac{\partial^2 P}{\partial \eta_2^2}. \end{aligned} \quad (6.1)$$

Начальное условие имеет вид $P_0 = (1/z^2) \delta(\eta_1 - 1/z) \delta(\eta_2 - 0)$ ($z \rightarrow 0$). Если $y_u \rightarrow 0$, то в (6.1) $(1 - A'')/y_u^2 \rightarrow 1$, $[y_u - A'(y_u)]/y_u^3 \rightarrow 1/3$ и возникающее упрощенное уравнение описывает однолучевые флуктуации, включая фокусировки.

Индекс мерцаний поля плоской волны выражается формулой

$$\begin{aligned} m^2 = - \int \frac{\ln \eta}{\eta} \frac{\partial P}{\partial \eta}(\eta, 0) d\eta + 2\pi(C - \ln d_0) P(\eta = 0, 0) - \\ - 4\pi \int \ln y_u \frac{d}{dy_u} P(\eta = 0, y_u) dy_u - 1, \end{aligned} \quad (6.2)$$

где C — постоянная Эйлера.

Даже без решения (6.1) формула (6.2) представляет известный интерес, выявляя зависимость индекса мерцаний от волнового параметра и показывая его структуру. Как и для фазового экрана, слагаемые в (6.2) можно соотнести с геометрооптическими флуктуациями, случайными фокусировками (этот член содержит $P(0,0)$ -вероятность схлопывания лучевой трубки) и межлучевыми флуктуациями. Для решения (6.1) целесообразно использовать сочетание численных и аналитических методов.

Вычисление обычных статистических характеристик еще не дает полного исследования пятенной структуры с элементами детерминированности и случайности, своего рода лучевой турбулентности. В этом смысле недостаточно исследована и задача о фазовом экране. Здесь нужен подход, позволяющий выявить когерентные структуры. Один из вариантов такого подхода — изучение выбросов интенсивности — был намечен в свое время в [88]. Представляет интерес и сочетание статистического описания с идеями теории катастроф [87, 99].

Что касается области хаотизации (нормализации) излучения, то в протяженной среде разрушение случайных фокусировок происходит во многом иначе, чем за фазовым экраном. В протяженной среде идет процесс непрерывного дробления волновых пучков и появления каустик, который при геометрооптическом взгляде на него близок к процессам, происходящим при многократном отображении отрезка на себя, описываемым теорией Фейгенбаума [89]. Интерес представляет здесь исследование среднего числа каустик на единицу площади. В то же время возникает вопрос о пределах применимости геометрооптических представлений и других способах описания поля [90, 91].

6.2. Распространение волн в двухмасштабной среде

Важной проблемой остается разработка способов анализа малоуглового рассеяния в среде, средние характеристики которой зависят от координат, а также на трассах с неоднородностями мелкого и крупного масштабов. По неоднородностям второго типа в процессе регистрации сигнала может не происходить усреднения. Среди работ, посвященных этой тематике, включая исследования по распространению волн в случайно-неоднородных волноводах, отметим [32, 92–98, 101]. Методы анализа, применяющиеся в существующих работах, основываются на различии между характерными градиентами и масштабами неоднородностей. С этой точки зрения целесообразна классификация задач, выделяющая типы, требующие разных вариантов теории возмущений. Для задач нелинейной акустики подобная классификация была дана в [100]. Наметим ее контуры для задачи о прохождении волны через фазовый экран.

Пусть фаза на экране представима в виде двух слагаемых: ϕ и ψ , где ψ — стационарный случайный процесс, так что поле за экраном описывается формулой

$$u = -\frac{k}{2\pi L} \int \exp \left[i\phi(x) + i\psi(x) + i\frac{k}{L}(y-x)^2 \right] dx. \quad (6.3)$$

Каждую из компонент можно также характеризовать наклоном $\alpha_i = \sigma_i/k l_i$ и кривизной $1/R_i = \sigma_i/k l_i^2$ фазового фронта. Символами без индексов l , α , $1/R$ обозначим величины, относящиеся к суммарной модуляции и равные большей из соответствующих парциальных величин. Через $a = L\alpha$ обозначим размер эффективной апертуры, участвующей в формировании поля в точке. Возможны следующие ситуации.

а) $1/R = 1/R_\phi > 1/R_\psi$, $a < l$. Структура поля определяется компонентой ϕ , но несколько размывается вследствие присутствия шумовой компоненты ψ .

б) $\alpha = \alpha_\phi > \alpha_\psi$, $a > l$. Поле имеет интерференционную структуру с масштабом, определяемым ϕ , но с нарушенной регулярностью (коherenceностью).

в) $1/R = 1/R_\phi > 1/R_\psi$, $a < l$. Локальная структура определяется шумовой компонентой, а влияние ϕ проявляется в дополнительной модуляции. При $l = l_\phi > l_\psi$ компонента ϕ приводит к слабой фокусировке волны неоднородностями масштаба, много больше масштаба когерентности, зависящего от ψ . Фактически подобные задачи рассматривались в разд. 5.

г) $\alpha = \alpha_\phi > \alpha_\psi$, $a > l$. Поле имеет интерференционную структуру, в основном зависящую от шумовой компоненты.

Данная классификация принимает во внимание то, что на неоднородной трассе возможны эффекты, связанные с неоднородностями различных масштабов. Такими эффектами могут быть, например, потеря волной когерентности за счет мелкомасштабных неоднородностей и амплитудная модуляция за счет крупномасштабных. При этом возможно использование двухмасштабной модели рассеяния, до некоторой степени аналогичной моделям, используемым в теории рассеяния волны широковатыми поверхностями [4, 101] и в теории обратного рассеяния волн в неоднородной среде [102]. Близкая модель была недавно предложена в [103]. Используя двухмасштабную модель, можно, наряду с обычными средними, рассматривать величины, усредненные только по мелкомасштабным неоднородностям. Физически такое усреднение реализуется при

специально подобранным временем экспозиции [38, 101].

Не вдаваясь в подробное рассмотрение, отметим, что существует связь между перечисленными выше ситуациями и режимами распространения, указанными в разд. 2,4.

6.3. Вероятностное распределение интенсивности

Асимптотика моментов интенсивности в области насыщенных флюктуаций на основе выделения каналов когерентности была получена в работах [22–24], где было показано, что при распространении волны в протяженной среде $\langle I^n \rangle \approx n(n-1) \langle I \rangle$, т. е. одноточечное вероятностное распределение интенсивности стремится к рэлеевскому. Для фазового экрана аналогичные результаты были получены в [7, 23]. Для много- масштабной среды, однако, стремление моментов к предельным значениям оказывается неравномерным по n , так как крупные неоднородности фокусируют излучение, выполняя роль линз. В результате приближение моментов к асимптотическим значениям происходит медленно (по длине трассы), что для атмосферы было показано экспериментально [3].

Существует целый ряд более или менее удачных попыток подобрать эмпирическое распределение, описывающее экспериментальные данные в области, где не годятся ни характерное для слабых флюктуаций логонормальное распределение, ни рэлеевское [30, 104, 105]. Интересные попытки улучшить логонормальное распределение, расширив область его применимости с помощью кумулянтного метода, были предприняты в [106, 107]. Кумулянтный подход был использован также в [108]. Впрочем, несмотря на перспективность кумулянтного подхода, задача еще далека от полного решения.

Значительный интерес представляет также работа [109], где методы теории катастроф применены для вычисления высших моментов интенсивности поля плоской волны за одномерным фазовым экраном.

Что касается области, где существенна многолучевость распространения, то попытка уточнения закона распределения интенсивности была сделана Гочелашвили и Шишовым [110], которые построили функцию распределения на основе представления о двух типах неоднородностей: мелких, приводящих к нормализации поля, и крупных, приводящих к его денормализации. Действительно, как уже говорилось в разд. 3, флюктуации интенсивности зависят как от среднего числа лучей, приходящих в точку, так и от дисперсии этого числа. Среднее число лучей зависит от мелких неоднородностей, дисперсия — от крупных. Малоугловое рассеяние приводит к относительному изменению обеих характеристик, так что в зависимости от влияния того или другого эффекта наблюдается нормализация или денормализация поля. С этим связана и денормализация диффузного поля, распространяющегося через турбулентную атмосферу [84]. Как указывалось в разд. 5, пока радиус когерентности волны практически не меняется, основную роль играет фокусировка на крупномасштабных неоднородностях. Когда же радиус когерентности начинает уменьшаться, поле снова нормализуется.

Кроме исследования статистики интенсивности поля, регистрируемой при точечном приеме, представляет интерес и статистика сигнала с учетом различного рода усреднений по приему. Такая статистика в ряде случаев может оказаться более простой и в то же время информативной.

6.4. Обработка сигнала в плоскости приемника и его информативность

Известно большое количество работ [5, 30, 38, 40–45, 111, 112], где с целью выявления той или иной информации обсуждается обработка сигнала,

рассеянного неоднородной средой или шероховатой поверхностью. Мы коснемся лишь немногих аспектов темы.

Отметим прежде всего полный параллелизм между взаимодействием передаточной функции среды с исходным полем в плоскости излучателя и с функцией, описывающей алгоритм пространственной обработки в плоскости приема. Отсюда следует целесообразность классификации режимов приема, подобной классификации режимов распространения, приведенной в настоящем обзоре.

Выявление информации, заключенной в четвертом моменте поля, возможно с помощью измерений с короткой экспозицией. Среди таких измерений в первую очередь надо различать:

а) точечные измерения, когда размер измерительной апертуры меньше френелевского масштаба поля. Эти измерения информативны (если мы не попадаем в область многолучевого распространения) в режимах слабых флуктуаций интенсивности, случайных фокусировок, а также в режиме узкого пучка. Измерения функции корреляции интенсивности в двух точках содержат информацию о фокусирующих свойствах крупных неоднородностей;

б) апертурные измерения, когда размер апертуры велик по сравнению с френелевским масштабом. Такие измерения включают в себя и формирование изображения с помощью тем или иным образом сфокусированной линзы.

Как показали работы последних лет, измерения с «короткой экспозицией» дают значительную информацию о свойствах источника, излучение которого рассеивается на неоднородной трассе. При этом предполагается, что статистические свойства передаточной функции среды получены из независимых измерений. По-видимому, здесь может оказаться полезным использование более полной статистики сигнала, а не только характеристик, связанных с четвертым моментом.

Апертурные измерения полезны и при попытках извлечь информацию о трассе распространения. Например, при исследовании свойств шероховатой поверхности, выбирая размеры апертуры и способ регистрации, можно измерять корреляцию углов наклона поверхности в точках, разнесенных на разные расстояния. При этом применение больших линз, сфокусированных на поверхность (или на рассеивающий экран), в некотором отношении эквивалентно использованию узкого пучка в передающей плоскости. Представляют также интерес измерения с помощью линзы, сфокусированной на максимальную контрастность пятенной структуры, т. е. на максимум флуктуаций интенсивности.

В случае протяженной среды, как упоминалось, более просты измерения крупномасштабной части спектра неоднородностей. Измерения мелкомасштабной части спектра естественно проводить в режиме слабых флуктуаций интенсивности. В недостаточной степени ясен вопрос о флуктуациях интенсивности за линзой, сфокусированной оптимальным образом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре главное внимание уделялось некоторым общим подходам и представлениям, полезным в теории малоуглового рассеяния волн, в первую очередь выделению преимущественных корреляций, лучевому приближению, классификации режимов распространения. При этом хотелось подчеркнуть значительную общность, существующую между частными проблемами. Возможны здесь и интересные аналогии с другими разделами физики, хотя они фактически остались за пределами работы. Среди важных задач, не освещенных в обзоре, надо отметить задачи о флуктуациях интенсивности полей на разных частотах, флуктуациях интенсивности импульсного излучения, мало-

угловое рассеяние на трассах с отражением, адаптивный прием и т. д. Материалы по этим темам представлены в обзорах [5, 28, 29, 38, 113] и т. д.

Автор выражает искреннюю благодарность В. И. Татарскому за внимание к работе, А. С. Гурвичу за полезные замечания, С. И. Белоусову и В. У. Заворотному за обсуждение затронутых вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.
2. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. — М.: Наука, 1978, ч. 2.
3. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1976.
4. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически-неровной поверхности. — М.: Наука, 1972.
5. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. — М.: Мир, 1982, т. 2.
6. Татарский В. И. Препринт ОФАГ. — М., 1970.
7. Mergier R. P. — Proc. Cambridge Phil. Soc., 1962, 58, № 2, p. 382.
8. Salpeter E. E. — Astrophys. J., 1967, 147, № 2, p. 433.
9. Писарева В. В. — Астр. ж., 1958, 35, № 1, с. 112.
10. Кравцов Ю. А. — ЖЭТФ, 1968, 55, № 3, с. 798.
11. Погорелов В. И. — Геомагн. и аэрон., 1967, 7, № 4, с. 637.
12. Альбер Я. И., Ерухимов Л. М., Рыжков В. А., Урядов В. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 9, с. 1371.
13. Bramley E. N., Young M. — Proc. IEE 1967, 114, № 5, p. 553.
14. Дагкесаманская И. М., Шишов В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1970, 13, № 1, с. 16.
15. Brown W. P. — JOSA 1972, 62, № 1, p. 45.
16. Шишов В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1971, 14, № 1, с. 85.
17. Gochelashvily K. S., Shishov V. I. — Opt. Acta, 1971, 18, № 4, p. 313.
- 18а. Gochelashvily K. S., Shishov V. I. — Opt. Acta, 1971, 18, № 18, p. 767.
- 18б. Гочелашвили К. С., Шишов В. И. — ЖЭТФ, 1974, 66, № 4, с. 1237.
19. Шишов В. И. — ЖЭТФ, 1971, 61, № 4, с. 1397.
- 20а. Якушкин И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 9, с. 1350.
- 20б. Якушкин И. Г. — Труды МЭИ, 1974, вып. 194, с. 108.
- 21а. Якушкин И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 11, с. 1660.
- 21б. Якушкин И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 3, с. 384.
22. Якушкин И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 8, с. 1194.
23. Заворотный В. У., Кляцкин В. И., Татарский В. И. — ЖЭТФ, 1977, 73, № 2, с. 481.
24. Dashen R. — J. Math. Phys., 1979, 20, № 5, p. 894.
25. Buckley R. — Aust. J. Phys., 1971, 24, № 4, p. 373.
26. Миронов В. Л. — Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. — Новосибирск: Наука, 1981.
- 27а. Гурвич А. С., Кан В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 3, с. 398.
- 27б. Гурвич А. С., Каллистратова М. А., Мартвель Ф. Э. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 7, с. 1020.
28. Гурвич А. С., Елепов Б. С., Покасов В. В., Сабельфельд К. К., Татарский В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 2, с. 198.
29. Гочелашвили К. С., Шишов В. И. Итоги науки и техники. Радиофизика, Физические основы электроники, Акустика. — М.: ВИНИТИ, 1981.
30. Фанте Р. Л. — ТИИЭР, 1980, 68, № 11, с. 75.
31. Tatarskii V. I., Zavorotny V. U. In: Progress in Optics. — Amsterdam, 1980, 18.
32. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. — М.: Наука, 1980.
33. Лотова Н. А. — УФН, 1975, 115, № 4, с. 603.
34. Артюх В. С., Шишов В. И. — Астрон. журн., 1982, 59, № 5, с. 896.
35. Haugstad B. S. — Icarus, 1978, 35, № 1, p. 421; № 3, p. 410; № 3, p. 422.
36. Ерухимов Л. М., Максименко О. И. — В сб.: Дрейфы и неоднородности в атмосфере. — М.: Наука, 1973.
37. Гундз Е., Чжаохань Л. — ТИИЭР, 1982, 70, № 4, с. 5.
38. Распространение лазерного пучка в атмосфере. — М.: Мир, 1981.
39. Распространение звука во флуктуирующем океане. — М.: Мир, 1982.
40. Мур Р. К., Фэн А. К. — ТИИЭР, 1979, 67, № 11, с. 40.
41. Roddier F. In: Progress in Optics. — Amsterdam, 1981, 19.
42. Франсон М. — Оптика спеклов. — М: Мир, 1980.
43. Speckle in Optics, JOSA, 1976, 66, № 11.

44. Fried D. L. — Opt. Acta, 1979, **26**, № 5, p. 597.
 45. Бакут П. А., Устинов Н. Д., Троицкий И. Н., Свиридов К. Н. — Зарубежная электроника, 1976, № 7, с. 15; 1977, № 9, с. 3; 1977, № 1, с. 3.
 46. Кравцов Ю. А., Фейзуллин З. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1969, **12**, № 6, с. 886.
 47. Тамойкин В. В., Фрайман А. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, **11**, № 1, с. 56.
 48. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, **24**, № 11, с. 1375.
 49. Якушкин И. Г. — Тезисы докладов VI симпозиума по дифракции и распространению волн. — М., 1973, т. 1, с. 316.
 50. Заворотный В. У. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, **22**, № 4, с. 508.
 51. Ерухимов Л. М., Шпиро П. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, **24**, № 4, с. 443.
 52. Татарский В. И. — УФН, 1983, **139**, № 4, с. 587.
 53а. Долин Л. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1964, **7**, № 3, с. 559
 53б. Долин Л. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, **11**, № 6, с. 840.
 54. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А. — УФН, 1984, **142**, № 4, с. 689.
 55. Кляцкин В. И., Татарский В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1971, **14**, № 5, с. 706.
 56. Саичев А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, **21**, № 7, с. 996.
 57. Якушкин И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, **23**, № 5, с. 576.
 58. Шишов В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, **17**, № 11, с. 1684.
 59. Шишов В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, **19**, № 1, с. 91.
 60. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. — М.: Наука, 1980.
 61. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, **24**, № 8, с. 945.
 62. Whale H. A. — J. Atm. Terr. Phys., 1975, **37**, № 5, p. 739.
 63. Кашкаров С. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, **22**, № 9, с. 1091.
 64. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. — Тезисы докладов VIII симпозиума по дифракции и распространению волн. — М.: 1981, т. 3, с. 134.
 65. Buckley R. — J. Atm. Terr. Phys., 1975, **37**, № 10, p. 1431.
 66. Bonazzola S., Celnikier L. M., Cheverton M. A. — Astrophys. J., 1978, **219**, № 1, p. 690.
 67. Booker H. G., Majudiani G. — J. Atm. Terr. Phys., 1981, **43**, № 11, p. 1199.
 68. Kiang Y. W., Liu C. H. — Radio Sci., 1982, **17**, № 5, p. 1211.
 69. Uscinsky B. J., Booker H. G., Marians M. — Proc. Roy. Soc., 1981, **374A**, № 1759, p. 503.
 70. Распространение оптических волн в атмосфере. — Новосибирск: Наука, 1979.
 71а. Fante R. L. — Radio Science, 1975, **10**, № 1, p. 77.
 71б. Fante R. L. — JOSA, 1983, **73**, № 3, p. 277.
 72. Заворотный В. У. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, **22**, № 4, с. 462.
 73. Tigr M. — JOSA, 1982, **72**, № 12, p. 1683.
 74. Белоусов С. И., Джулякян В. М., Заворотный В. У. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, **24**, № 11, с. 1345.
 75. Веггу М. В. — J. Phys., 1979, **A12**, № 6, p. 781.
 76. Чарноцкий М. И. — Тезисы докладов V Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения. — Томск, 1979, ч. 2, с. 74.
 77. Белельский М. С., Миронов В. Л. — Квантовая электроника, 1980, **7**, № 5, с. 1042.
 78. Белоусов С. И., Якушкин И. Г. — Квантовая электроника, 1980, **7**, № 3, с. 530.
 79. Белоусов С. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, **25**, № 10, с. 1223.
 80. Leader J. C. — JOSA, 1979, **69**, № 1, p. 73.
 81. Leader J. C. — JOSA, 1981, **71**, № 5, p. 542.
 82. Воробьев В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1971, **14**, № 6, с. 865.
 83. Саичев А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, **21**, № 4, с. 543.
 84. Rao Gudimetla V. S., Holmes J. F. — JOSA, 1982, **72**, № 9, p. 1213.
 85. Зельдович Я. Б., Мамаев А. В., Шандырин С. Ф. — УФН, 1983, **139**, № 1, с. 153.
 86. Гурбатов С. Н., Саичев А. И., Якушкин И. Г. — УФН, 1983, **141**, № 2.
 87. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. — УФН, 1983, **141**, № 4, с. 591.
 88. Бункин Ф. В., Гочелашивили К. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, **11**, № 12, с. 1864.
 89. Feigenbaum M. J. — J. Stat. Phys., 1978, **19**, № 1, p. 25.
 90. Пасманик Г. А., Сидорович В. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, **23**, № 10, с. 1217.
 91. Барапова Н. Б., Зельдович Я. Б. — ЖЭТФ, 1981, **80**, № 5, с. 1789.
 92. Миллер М. А., Пермитин Г. В., Фрайман А. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, **21**, № 11, с. 1603.

93. Пермитин Г. В., Фрайман А. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 2, с. 189.
94. Тинин М. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 1, с. 36.
95. Борисов Н. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 10, с. 1147.
96. Долин Л. С., Нечаев А. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 11, с. 1337.
97. Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 4, с. 408.
98. Молодцов С. Н., Саичев А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 12, с. 1785.
99. Веггу М. В. — J. Phys., 1977, A10, № 12, р. 2061.
100. Якушкин И. Г. — ЖЭТФ, 1983, 84, № 3, с. 947.
101. Елемент Ю. А., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 4, с. 503.
102. Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 1, с. 106.
103. Fante R. L. — Radio Sci., 1982, 17, № 6, р. 1521.
104. Bussolati L. R., Wizniowich P. L. — Appl. Opt., 1979, 18, № 10, р. 1590.
105. Милютин Е. Р., Яременко Ю. И. — Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 11, с. 2273.
106. Furutsu K. — Radio Sci., 1979, 14, № 1, р. 287.
107. Ito S., Furutsu K. — JOSA, 1982, 72, № 6, р. 760.
108. Малахов А. Н., Молодцов С. Н., Саичев А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 2, с. 250.
109. Наппу J. H. — Opt. Acta, 1982, 29, № 12, р. 1631.
110. Гочелашивили К. С., Шишов В. И. — ЖЭТФ, 1978, 74, № 6, с. 1974.
111. Fried D. L. — JOSA, 1982, 72, № 1, р. 52.
112. Кремер И. Я., Мельников Ю. В. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 1, с. 37.
113. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. — УФН, 1982, 137, № 3, с. 501.
114. Банах В. А., Булдаков В. М., Миронов В. Л. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 6, с. 703.

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
23 сентября 1983 г.,
в окончательном варианте
6 ноября 1984 г.

ИНФОРМАЦИЯ

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXIV, № 5, 6, 1984 г.

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Трифонов А. П., Костица З. А., Радченко Т. А. Об одной статистической модели отражений от слоя E_s .

Предложена статистическая модель отражений, основанная на представлении вариаций предельной частоты и частоты экранирования в виде случайных процессов. Модель позволяет описать закономерности изменения основных параметров отражений от E_s при вертикальном зондировании и функциональные зависимости между ними. Правомерность модели проверена на экспериментальных данных ионосферных станций.

Коломийцев О. П., Савченко П. П. О влиянии тропической области F ионосферы на распространение коротких радиоволн.

При наличии расслоения образуется специфическая форма высотного профиля электронной концентрации, во многом определяющая характер и условия распространения коротких радиоволн в низких широтах. Вычисления, проведенные с помощью метода фазовых траекторий, дают качественное представление влияния расслоения максимума электронной концентрации на формирование, динамику и выражение дополнительных ионосферных волноводных каналов в тропических широтах.

Калишер А. Л., Поляков А. Р. Флуктуации группового запаздывания геомагнитных пульсаций $Pc1$.

Представлены результаты поиска возможного эффекта многократного прохождения $Pc1$ в магнитосфере по трассе, содержащей случайные неоднородности.