

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН
В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 621.375:551.521

А.Г. Боровой, Н.А. Вострецов, А.Ф. Жуков, Б.А. Каргин, С.М. Пригарин

ЗАТУХАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ
В СНЕГОПАДАХ

Приведены экспериментальные данные, показывающие, что при распространении лазерного излучения в снегопадах флуктуации интенсивности лазерного излучения затухают, начиная с некоторой длины трассы и (или) при увеличении интенсивности снегопада. Для интерпретации получаемых результатов использована модель флуктуаций света в осадках, предложенная ранее авторами. Согласно этой модели многократно рассеянное поле разделяется на поле, многократно дифрагированное на контуре частиц, и на преломленное поле. Фактор затухания флуктуаций при этом определяется отношением интенсивности этих полей. Проведен расчет фактора затухания методом Монте-Карло.

1. Экспериментальные данные

Флуктуации интенсивности светового излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, как известно [1, 2], по своему характеру подразделяются на две области: область слабых и область сильных флуктуаций. Первая область проявляется на достаточно коротких трассах или при малом значении структурной постоянной C_n^2 турбулентной атмосферы. В этом случае индекс мерцаний

$$\beta^2 = (\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2) / \langle I \rangle^2 \quad (1)$$

монотонно возрастает при увеличении или длины трассы L или величины C_n^2 . Здесь I – интенсивность излучения и скобки $\langle \dots \rangle$ означают статистическое усреднение. В противоположном случае, в области сильных флуктуаций, когда $L \rightarrow \infty$ и/или $C_n^2 \rightarrow \infty$, индекс мерцаний стремится к единице $\beta^2 \rightarrow 1$, т.е. происходит насыщение флуктуаций интенсивности.

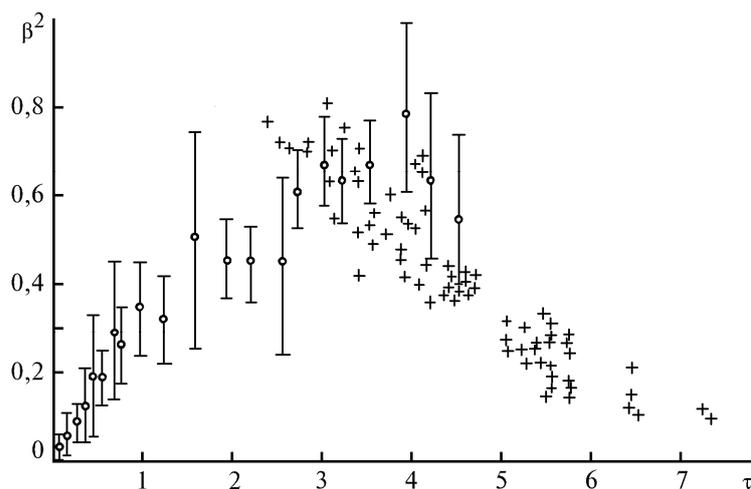


Рис. 1. Индекс мерцаний в зависимости от оптической толщи снегопадов. Средний диаметр снежинок 1–3 мм; диаметр приемника: \circ – 0,1 или 0,3 мм, $+$ – 0,3 или 0,5 мм

Если же в атмосфере присутствуют осадки, то флуктуации интенсивности обнаруживают другие качественные закономерности. Так, на рис. 1 представлены полученные нами значения

индекса мерцаний в снегопадах в зависимости от оптической толщи снегопада τ . Здесь источником излучения служил He–Ne-лазер с диаметром пучка на выходе 3 мм и с угловой расходимостью $2\gamma = 5 \cdot 10^{-4}$ рад. Фотоприемник с диаметром приемной площадки 0,1 или 0,3 мм помещался на оси пучка. Длина трассы варьировалась от 37 до 1936 м.

Как видим, флуктуации интенсивности в этом случае можно подразделить на три области. Первая – это область слабых флуктуаций, когда индекс мерцаний увеличивается монотонно при увеличении или длины трассы L , или интенсивности осадков. Затем, при увеличении длины трассы, проявляется область насыщения флуктуаций. Как показано в работах [3, 4], здесь, в отличие от случая чисто турбулентной атмосферы, индекс мерцаний насыщается уже не на единицу, а на некоторое произвольное число, которое определяется, главным образом, средним размером частиц осадков. И наконец, при дальнейшем увеличении длины трассы или интенсивности осадков индекс мерцаний начинает убывать [5]. Эту область, не имеющую аналога при распространении света в турбулентной атмосфере, мы называем областью затухания флуктуаций.

2. Модель флуктуаций при распространении света в осадках

Теоретический расчет индекса мерцаний при распространении волн в случайных неоднородных средах является довольно громоздкой математической задачей, т.к. требует вычисления четвертого момента поля. К настоящему времени такие расчеты проведены только для случая чисто турбулентной атмосферы. Поэтому в работах [3, 4] при интерпретации флуктуаций интенсивности в области насыщения флуктуаций мы использовали упрощенную физическую модель, которая привела к достаточно хорошему качественному совпадению с экспериментальными данными. В данной статье мы используем эту же модель для интерпретации флуктуаций в области их затухания.

Указанная модель флуктуаций базируется на разделении поля, рассеянного на отдельной частице осадков, на две качественно различающиеся между собой компоненты:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_\sigma + \mathbf{E}_n. \quad (2)$$

Здесь первая компонента \mathbf{E}_σ , по определению, является полем, дифрагированным на контуре частицы. В волновой зоне, т.е. на расстояниях $r \gg s$ (где

$$s = kd^2, \quad (3)$$

$k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны и d – диаметр частицы), поле \mathbf{E}_σ – это расходящаяся сферическая волна, сосредоточенная в малых углах рассеяния $\theta < \lambda/d$. На расстояниях от частицы $r \approx s$ поле \mathbf{E}_σ – это результат френелевой дифракции на контуре частицы. И наконец, в ближней зоне $r \ll s$ это поле локализуется за частицей, образуя в результате геометрическую тень. Поэтому поле \mathbf{E}_σ в зависимости от рассматриваемой ситуации можно называть дифрагированным, малоугловым или тенеобразующим полем.

Перейдем к другой компоненте поля, \mathbf{E}_n . Так как в ближней зоне частицы рассеянное поле описывается геометрической оптикой, то поле \mathbf{E}_n в ближней зоне является результатом отражения и преломления лучей внутри частицы. В волновой зоне поле \mathbf{E}_n также трансформируется в расходящуюся сферическую волну, но это поле будет уже существенным практически под любым углом рассеяния. Поэтому поле \mathbf{E}_n можно называть или преломленным, или квазиизотропным полем.

Суперпозиция (2) переносится и на поле, рассеянное ансамблем частиц осадков. Здесь поле \mathbf{E}_σ образуется многократной дифракцией на контуре частиц, если частицы находятся в волновой зоне друг друга. Если же частицы расположены в ближней зоне друг друга, то в соответствии со значением поля \mathbf{E}_σ за одной частицей многократно рассеянное поле \mathbf{E}_σ образуется многократным взаимным затенением частиц. Соответственно, поле \mathbf{E}_n в рассеивающей среде образуется многократным отражением и преломлением лучей на частицах, если частицы расположены в ближней зоне друг друга.

Ясно, что на больших расстояниях от частиц поле \mathbf{E}_n образует квазиизотропно расходящуюся сферическую волну, тогда как поле \mathbf{E}_σ на этих расстояниях проявляется как малоугловой пик.

Рассмотрим флуктуации интенсивности многократно рассеянного поля, представленного суперпозицией (2). Известно [1, 2], что суперпозиция большого числа изотропно рассеянных

сферических волн является гауссовым полем с нулевым средним значением и с индексом мерцаний, равным единице. Радиус корреляции интенсивности такого поля внутри рассеивающей среды мал, он имеет порядок длины волны. Эти же закономерности проявляются и в квазиизотропном многократно рассеянном поле \mathbf{E}_n , которое приближенно можно заменить на суперпозицию волн, изотропно расходящихся от каждой частицы. Радиус корреляции интенсивности поля \mathbf{E}_n будет, таким образом, порядка длины волны, и такие флуктуации не зафиксируются при обычных схемах измерения.

В результате в предлагаемой модели флуктуаций принимается, что в суперпозиции (2) поле \mathbf{E}_σ в рассеивающей среде является флуктуирующим, а поле \mathbf{E}_n – нефлуктуирующим.

Рассмотрим флуктуации поля \mathbf{E}_σ . Если все частицы рассеивающей среды находятся на расстояниях $r \gg s$ от приемника излучения, то поле \mathbf{E}_σ на приемнике является также суперпозицией расходящихся сферических волн. Но, в отличие от поля \mathbf{E}_n , эти сферические волны сильно анизотропны, т.е. сосредоточены в малых углах рассеяния. Хотя поле \mathbf{E}_σ в этом случае по-прежнему гауссово и его индекс мерцаний равен единице, радиус корреляции интенсивности здесь возрастает, что делает флуктуации интенсивности более легко наблюдаемыми экспериментально. Согласно [6] радиус корреляции интенсивности здесь оценивается как $\rho \approx d/\tau$ при $\tau > 1$ и $\rho \approx d$ при $\tau < 1$, где τ – оптическая толщина среды.

Заметим, что именно суперпозиция сильно анизотропных сферических волн приводит к насыщению индекса мерцаний на единицу в чисто турбулентной атмосфере.

Действительно, неоднородности показателя преломления турбулентной атмосферы, находящиеся в ближней зоне приемника излучения, не влияют на флуктуации интенсивности, так как эквивалентны фазовым экранам. Таким образом, флуктуации интенсивности формируются рассеянными сферическими волнами, приходящими от удаленных неоднородностей. Эти волны и формируют на приемнике гауссово поле.

Противоположная ситуация реализуется для частиц осадков. Здесь частицы из прилегающего к приемнику излучения слоя $r < s$ действуют как амплитудные экраны, что фактически соответствует многократному затенению частицами как друг друга, так и приемника излучения. Таким образом, влияние частиц из удаленного $r \gg s$ и из прилегающего к приемнику слоев неодинаково. Согласно [3, 4, 6] частицы из прилегающего слоя приводят к негауссовой статистике, где индекс мерцаний неограниченно возрастает с увеличением τ и где радиус корреляции интенсивности порядка d . В результате флуктуации интенсивности, наблюдаемые при распространении света в осадках, определяются полем \mathbf{E}_σ , причем вызываются, главным образом, частицами из прилегающего к приемнику излучения слоя. Для узких расходящихся лазерных пучков аналогичное влияние на статистику прошедшего поля играет и слой толщиной $r \approx s$, прилегающий к источнику излучения.

Применим вышеизложенные представления к интерпретации экспериментальных результатов в области затухания флуктуаций. Для этого перейдем к квадратичным величинам поля, а именно к лучевой интенсивности $I(\mathbf{r}, \mathbf{n})$, где \mathbf{n} – направление распространения фотона в данной точке пространства \mathbf{r} . Согласно [6] интерференцией между полями \mathbf{E}_σ и \mathbf{E}_n можно пренебречь. Тогда лучевая интенсивность разделится также на флуктуирующую I_σ и нефлуктуирующую I_n части, каждая из которых образована соответствующими компонентами суперпозиции (2):

$$I(\mathbf{r}, \mathbf{n}) = I_\sigma(\mathbf{r}, \mathbf{n}) + I_n(\mathbf{r}, \mathbf{n}). \quad (4)$$

При конкретных измерениях регистрируется обычно не лучевая интенсивность, а некоторый интеграл от нее, который назовем измеряемым сигналом

$$S = \int I(\mathbf{r}, \mathbf{n}) A(\mathbf{r}, \mathbf{n}) d\mathbf{r} d\mathbf{n}, \quad (5)$$

где A – некоторая аппаратная функция. Тогда любой измеряемый сигнал разделится на флуктуирующую и нефлуктуирующую части, определяемые соответственно лучевыми интенсивностями I_σ и I_n . Пусть индекс мерцаний сигнала, порожденного только лучевой интенсивностью I_σ , будет равен

$$\beta_\sigma^2 = (\langle S_\sigma^2 \rangle - \langle S_\sigma \rangle^2) / \langle S_\sigma \rangle^2. \quad (6)$$

Тогда индекс мерцаний всего сигнала будет меньше за счет нефлуктуирующей добавки, порожденной лучевой интенсивностью I_n :

$$\beta^2 = \beta_0^2 [1/(1 + S_n/\langle S_0 \rangle)^2] \equiv \beta_0^2 K. \quad (7)$$

Выражение (7) и является окончательным выражением для индекса мерцаний измеряемых сигналов в осадках. В рамках рассмотренной модели флуктуаций интенсивности величина β_0^2 является или монотонно возрастающей, или испытывающей насыщение функцией, тогда как множитель K является фактором затухания флуктуаций.

3. Численный расчет фактора затухания флуктуаций

Фактор затухания флуктуаций K в формуле (7) выражается через средние компоненты лучевой интенсивности $\langle I_0(\mathbf{r}, \mathbf{n}) \rangle$ и $I_n(\mathbf{r}, \mathbf{n})$. Как известно, статистически средняя лучевая интенсивность $\langle I(\mathbf{r}, \mathbf{n}) \rangle$ описывается уравнением переноса излучения. Подчеркнем, что уравнение переноса излучения с одинаковым успехом описывает как многократное перерассеяние сферических волн, типичное для поля \mathbf{E}_n , так и многократное затенение частицами друг друга, относящееся к полю \mathbf{E}_0 . Действительно, для интенсивности $\langle I_0(\mathbf{r}, \mathbf{n}) \rangle$ уравнение переноса излучения переходит в малоугловое приближение уравнения переноса. Но, как известно, малоугловое уравнение переноса излучения одинаково применимо для частиц, находящихся и в волновой, и в ближней зоне друг друга, поэтому специального разграничения в решении уравнения переноса по расстоянию между частицами и по расстоянию до приемника излучения не требуется.

Компоненты $\langle I_0(\mathbf{r}, \mathbf{n}) \rangle$ и $I_n(\mathbf{r}, \mathbf{n})$ легко разделяются при численном решении уравнения переноса излучения. Подставим в уравнение переноса излучения индикатрису рассеяния в виде суперпозиции

$$p = p_0 + p_n. \quad (8)$$

Тогда те члены итерационного ряда, которые образуются только индикатрисами p_0 , образуют лучевую интенсивность $\langle I_0(\mathbf{r}, \mathbf{n}) \rangle$. Остальные слагаемые, в которых хотя бы раз появилась индикатриса p_n , относятся к лучевой интенсивности $I_n(\mathbf{r}, \mathbf{n})$.

В данной работе уравнение переноса излучения решалось методом Монте-Карло [7]. Здесь за измеряемый сигнал бралась освещенность на оси пучка

$$S = \int I(\mathbf{r}, \mathbf{n}) \mathbf{N} d\mathbf{n}, \quad (9)$$

где \mathbf{N} – нормаль площадки, перпендикулярной оптической оси. Поскольку явный вид индикатрисы рассеяния на снежинках неизвестен, в качестве первого приближения бралась простейшая функция

$$p_n(\mu) = 1/8\pi,$$

$$p_0(\mu) = \begin{cases} [4\pi(1 - \mu_0)]^{-1} & \text{при } \mu = \cos\theta > \mu_0 = \cos\theta_0, \\ 0 & \text{при } \mu < \mu_0, \end{cases} \quad (10)$$

т.е. квазиизотропная часть индикатрисы рассеяния принималась изотропной, а малоугловая часть считалась константой, отличной от нуля в дифракционном конусе с углом относительно оптической оси $\theta_0 = \lambda/d$, где d – средний диаметр снежинок.

Вычисления проводились методом локальных оценок, при этом возникающие при численном моделировании траектории фотонов разделялись на две группы: траектории с многократным малоугловым рассеянием, дающие величину $\langle I_0(\mathbf{r}, \mathbf{n}) \rangle$, и траектории, содержащие хотя бы один акт рассеяния с индикатрисой p_n , дающие величину $I_n(\mathbf{r}, \mathbf{n})$.

На рис. 2 представлены результаты расчетов для следующих параметров, наиболее близких к параметрам, реализованным в наших экспериментах, а именно: пучок He-Ne-лазера с угловой расходимостью $2\gamma = 7 \cdot 10^{-4}$ рад проходит трассу длиной 1 км. Точечный приемник излучения помещался на оси пучка. Источник излучения отделялся от снегопада на расстояние

1 м, а приемник – на 2,5 м, что соответствовало параметрам экспериментальной установки. Вместе с тем это условие уменьшало дисперсию вычисляемых величин. Средний диаметр частиц был взят равным 1 мм, т.е. $\theta_0 = 6 \cdot 10^{-4}$ рад.

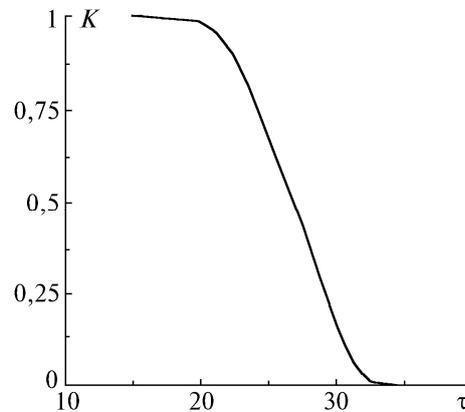


Рис. 2. Фактор затухания флуктуаций в зависимости от оптической толщи

Как видим, вычисленный по формулам (7) – (10) фактор затухания флуктуаций при данных параметрах эксперимента становится существенным, начиная с оптических толщ $\tau \approx 25$, и полностью подавляет флуктуации при $\tau \approx 32$.

Флуктуации интенсивности можно подавить также, увеличивая угловую расходимость пучка. Чтобы оценить это численно, мы провели расчеты фактора K при тех же параметрах экспериментальной установки и при оптической толщ снегопада $\tau = 10$. Как видим из рис. 3, фактор K становится существенным, если увеличить угловую расходимость используемого лазерного пучка в 50 раз, и флуктуации исчезают при увеличении угловой расходимости в 350 раз.

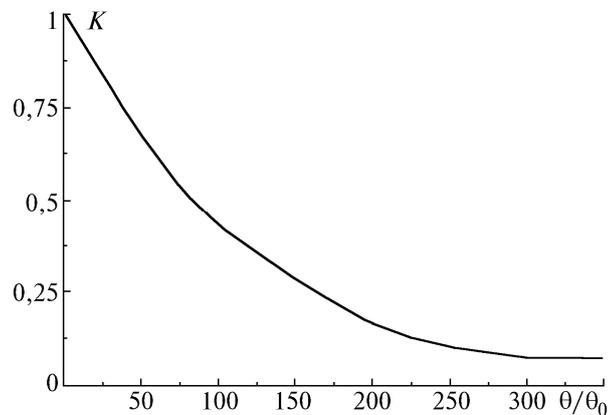


Рис. 3. Фактор затухания флуктуаций в зависимости от угловой расходимости пучка; $\theta_0 = 6 \cdot 10^{-4}$ рад

4. Обсуждение результатов

Согласно представленным на рис. 1 экспериментальным данным, область затухания флуктуаций возникает, начиная с оптических толщ $\tau \approx 5$, тогда как расчетные данные увеличивают эту границу в 5 раз. Столь заметное расхождение экспериментальных и расчетных данных требует как дальнейшего уточнения модели флуктуаций, так и постановки новых экспериментов.

Отметим вероятные причины расхождения модели и эксперимента. Во-первых, возможно, что оценка радиуса корреляции интенсивности $\rho \approx d$, создаваемая прилегающим к приемнику слоем, завышена, т.к. не учитывает степени пространственной когерентности поля, падающего на этот прилегающий слой. В таком случае затухание флуктуаций, наблюдаемое на рис. 1, вызывается не увеличением вклада от компоненты $I_n(\mathbf{r}, \mathbf{n})$, а просто усредняющим действием приемной диафрагмы. В пользу такого предположения говорят, например, экспериментальные

данные рис. 4, полученные при тех же условиях, что и на рис. 1, но при различных диаметрах приемной диафрагмы. Здесь область затухания флуктуаций проявилась при более малых оптических толщах трассы.

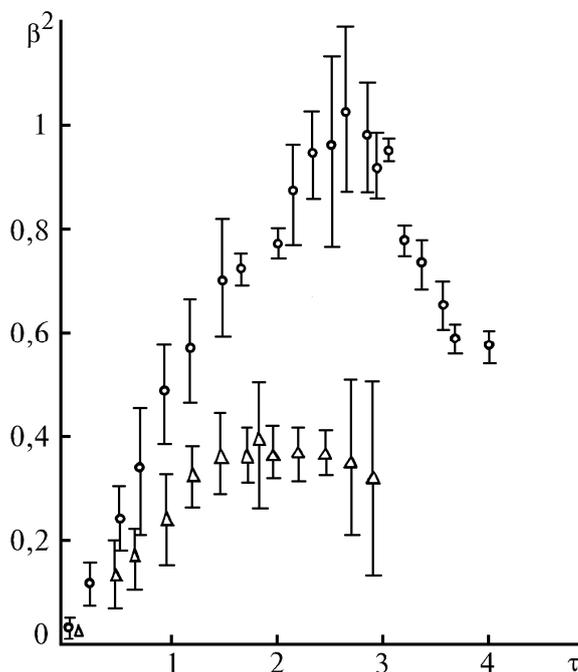


Рис. 4. Индекс мерцаний при больших диаметрах приемника: \circ – 0,8 мм и Δ – 3,1 мм

Во-вторых, при численных расчетах фактора затухания K использовалась изотропная индикатриса рассеяния p_n . Если реальная индикатриса рассеяния p_n имеет заметную асимметрию в переднюю полусферу, то рассчитанная граница области затухания флуктуаций сдвинется в сторону меньших оптических толщ, что может сблизить расчетные и экспериментальные данные.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16388а).

1. Рытов С.И., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1978. 463 с.
2. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. М.: Мир, 1981. 317 с.
3. Borovoi A.G., Zhukov A.F., Vostretsov N.A. // JOSA A. 1995. V. 12. P. 964-969.
4. Borovoi A.G., Patrushev G.Ya., Zhukov A.F. // Atmospheric Propagation and Remote Sensing II. Proc. SPIE. 1993. V. 1968. P. 282-292.
5. Жуков А.Ф. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 1. С. 33-36.
6. Боровой А.Г. // Известия вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. N 4. С. 391-400.
7. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике / Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 281 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск
Вычислительный центр СО РАН, г. Новосибирск

Поступила в редакцию
16 декабря 1996 г.

A.G.Borovoi, N.A.Vostretsov, A.F.Zhukov, B.A.Kargin, S.M.Prigarin. **Region of Fluctuation Damping for Laser Beams Propagating in Snowfalls.**

The obtained experimental data on the fluctuations of laser radiation intensity propagating in snowfalls have revealed that the fluctuations are damped beginning from some propagation distance or/and with the snowfall rate increase. A model of the intensity fluctuations proposed by the authors earlier is applied to interpret the obtained data. According to the model, the multiply scattered field is decomposed into the field which is multiply diffracted by the particle contours and into the refracted field. Ratio of intensities of these fields determines the fluctuation damping factor. The factor is calculated by the Monte-Carlo method.