

Г.А. Калошин, В.В. Носов

## Флуктуации интенсивности регистрируемого сигнала лазерных зрительных навигационных устройств

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 22.07.2002 г.

Приведены результаты исследований совместного влияния в регистрируемом сигнале лазерных зрительных навигационных устройств (ЛНУ) особенностей сканирования лазерных пучков и флуктуаций интенсивности в турбулентной атмосфере на горизонтальных трассах. Рассматривается схема экспериментальной установки для измерения формы и длительности регистрируемых импульсов лазерного маяка на основе лазерного дозиметра ИЛД-2. Оценки относительного среднеквадратического отклонения флуктуаций интенсивности на приемнике для различных турбулентных условий распространения на трассах протяженностью до десятка километров сопоставлены с измеренными флуктуациями сигнала за счет сканирования. Оценен диапазон изменения регистрируемого сигнала при совместном влиянии обоих факторов, оценены соответствующие изменения яркости при зрительной регистрации.

Показано, что учет совместного влияния турбулентной атмосферы и характера сканирования важен как для получения количественных данных флуктуаций регистрируемого сигнала, так и для разработки технических решений по уменьшению этого влияния.

Работа зрительных лазерных навигационных устройств (ЛНУ) предполагает формирование секторов ориентирования сканирующим лазерным пучком. Этим достигается максимальный уровень регистрируемого сигнала. Причем частоты горизонтальной и вертикальной разверток отличаются в сотни раз [1, 2]. Как следствие, регистрируемый сигнал (проблеск) состоит из пачки импульсов, образующая которой повторяет распределение интенсивности лазерного пучка, а количество импульсов пачки меняется с течением времени. Соответственно, для неподвижного приемника энергия регистрируемых проблесков флуктуирует. Наряду с этим наблюдаются флуктуации интенсивности лазерного пучка в турбулентной атмосфере на неоднородностях показателя преломления воздуха. Поэтому представляет интерес оценка совместного влияния во флуктуациях сигнала каждого из этих явлений.

### Флуктуации интенсивности сигнала за счет сканирования

Эффективная освещенность  $E_{эф}$  при зрительной регистрации проблесковых сигнальных огней описывается эмпирической формулой Блонделя-Рея, которая дает хорошие результаты для проблесков прямоугольной формы [3]. В настоящее время с появлением разнообразных источников света, в том числе и импульсных,  $E_{эф}$ , определяемая расчетно-экспериментальным путем, записывается в виде формулы Schmidt-Clausen  $E_{эф} = E_{max} \tau_n / (a_{BR} F^{-1} + \tau_n)$  [4]. Здесь  $E_{max}$  – максимальное значение освещенности в пределах одного проблеска;  $\tau_n$  – длительность проблеска;  $a_{BR}$  – постоянная Блонделя-Рея, равная 0,3–0,1 с в зави-

симости от параметров источника излучения и условий наблюдения;  $F$  – коэффициент (индекс формы), численно равный отношению площадей под кривой проблеска и под прямоугольным проблеском той же длительности и максимальным значением освещенности. В частности, для случая регистрации проблесков ЛНУ, распределение интенсивности которых описывается кривой Гаусса,  $F = 0,584$ . Смысл введения  $F$  состоит в замене имеющегося профиля проблеска на прямоугольный той же длительности и максимальной интенсивности, но с последующей коррекцией через индекс формы.

Для количественного выяснения величины флуктуаций интенсивности сигнала за счет сканирования было использовано устройство управления лазерным пучком створного маяка «Марс-1» [2]. Отметим, что в данной статье не рассматриваются причины, приводящие к флуктуациям сигнала за счет сканирования. Детальное рассмотрение этих причин является самостоятельным вопросом. Регистрация проблесков осуществлялась измерителем ИЛД-2 для лазерной дозиметрии, который позволял измерять энергию и плотность энергии одиночных проблесков излучения, длительность проблесков  $\tau_n$  в пределах  $10^{-6} \div 10^{-2}$  с и максимальное значение энергии проблесков с погрешностью не хуже 12%. Для наиболее характерных углов и временных характеристик сканирования, равных  $f_{гор} = 1$  Гц,  $\gamma_{гор} = 3^\circ$  и  $\gamma_{верт} = 1,5^\circ$ , нормированное стандартное отклонение при измерении плотности энергии проблесков составило  $\sigma_I^{скан} = 0,17$ .

Зрительное ощущение зависит от освещенности сетчатки, которая пропорциональна яркости наблюдаемого объекта. Однако связь между уровнем освещенности сетчатки и возникающим ощущением доста-

точно сложна и имеет нелинейный характер [5]. Согласно закону Вебера–Фехнера при зрительной регистрации ощущение изменения светлоты от  $B$  до  $B_1$  пропорционально логарифму изменения яркости от  $L_1$  до  $L$  или аналитически:

$$B - B_1 = \frac{1}{\varepsilon} \ln \frac{L}{L_1},$$

где  $\varepsilon$  – пороговый контраст, равный в довольно широком интервале яркостей 0,02. Считая, что для пороговой яркости светлота равна 1, получим

$$B = \frac{1}{\varepsilon} \ln \frac{L}{L_1} + 1.$$

Тогда экспериментально измеренное характерное изменение светлоты  $B_{\text{скан}}$  за счет сканирования будет равно 8,85, т.е. величина, равная 8,85 пороговым значениям разности яркости.

### Влияние атмосферной турбулентности

При распространении лазерного пучка в атмосфере происходит существенное перераспределение световой энергии в поперечном сечении пучка. Искажения волнового фронта, вносимые турбулентными флуктуациями показателя преломления воздуха, приводят к флуктуациям интенсивности световой волны. Атмосферная турбулентность влияет также на геометрические параметры пучка, вызывая турбулентное уширение пучка и случайные смещения его как целого.

Оценим влияние атмосферной турбулентности на энергию и частотный спектр сигнала. С позиций энергии регистрируемого сигнала величину случайной пространственной модуляции интенсивности характеризуют относительным среднеквадратическим отклонением флуктуаций интенсивности  $\sigma_I$ , квадрат которой представляет собой нормированную дисперсию флуктуаций интенсивности

$$\sigma_I^2 = (\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2) / \langle I \rangle^2,$$

где  $I$  – случайная интенсивность излучения;  $\sigma_I$  иногда называют индексом мерцания.

Для зрительных ЛНУ практический интерес представляет также разрешаемая зрением низкочастотная часть временного частотного спектра флуктуаций интенсивности. Так как частотный спектр характеризует распределение энергии флуктуаций интенсивности по частотам, то величина

$$P(f)/P_0 = \int_0^f df' W_I(f') / \int_0^\infty df' W_I(f')$$

соответствует доле энергии, содержащейся в интервале частот  $0 \leq f' \leq f$ , в полной энергии флуктуаций. Здесь  $W_I(f')$  – частотный спектр флуктуаций интенсивности (преобразование Фурье от ненормированной временной корреляционной функции);  $P_0$  – полная энергия флуктуаций (интеграл от спектра по всем частотам),  $P_0 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = P(\infty)$ ;  $f$  – некоторая граничная частота;  $0 \leq P(f)/P_0 \leq 1$ .

Известно [3], что зрение имеет инерцию, которая в основном зависит от яркости фона  $B_{\text{фон}}$ . Зрительная инерция характеризуется временем инерции, определяемым как  $\theta = 0,13 - 0,08 \text{ th} (\lg B_{\text{фон}} + 1)$ . Наряду с этим инерция зрения характеризуется критической частотой слияния мельканий  $f_{\text{крит}}$ , при которой наблюдатель перестает видеть понижение и повышение яркости. Для  $\theta = 0,05$  с  $f_{\text{крит}} \approx 25$  Гц. В частности, если  $f = f_{\text{крит}}$ , то  $P(f_{\text{крит}})/P_0$  характеризует относительную энергию флуктуаций, разрешаемых зрением. Ясно, что при  $P(f_{\text{крит}})/P_0 \ll 1$  флуктуации интенсивности происходят в основном на частотах, превышающих критическую частоту  $f_{\text{крит}}$  ( $f_{\text{крит}} \leq f < \infty$ ), при этом временные изменения интенсивности слабо разрешимы зрением. В противоположном случае, когда  $P(f_{\text{крит}})/P_0 \rightarrow 1$ , практически вся энергия флуктуаций сосредоточена в интервале  $0 \leq f \leq f_{\text{крит}}$ , и временные изменения хорошо видны наблюдателю.

Оценим величины  $\sigma_I$  и  $P(f_{\text{крит}})/P_0$  для типичных условий, реализующихся на горизонтальных трассах: ЛНУ – наблюдатель. Для условий судовождения с использованием ЛНУ средняя высота оптической трассы над поверхностью моря  $h_T$  обычно варьируется от 10 до 20 м. Для таких высот условия прямой видимости реализуются на трассах длиной  $l$  до 20 км. В расчетах среднюю высоту трассы примем равной 15 м, а ее длину будем считать переменной со значениями из указанного интервала. Типичные параметры лазерных источников, используемых в зрительных ЛНУ, находятся в диапазонах:

$$0,5 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,7 \text{ мкм}; \quad 4 \text{ мм} \leq 2a \leq 10 \text{ мм};$$

$$4 \text{ угл. мин} \leq \varphi_0 \leq 10 \text{ угл. мин},$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения;  $a$  – радиус излучающей апертуры;  $\varphi_0$  – полный угол начальной расходимости пучка.

Для указанных значений параметров источника и трасс число Френеля передающей апертуры

$$\Omega = ka^2/l,$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число, удовлетворяет неравенству  $\Omega \ll 1$ . Это означает [6–9], что в зрительных ЛНУ реализуется режим квазисферической волны, который характеризуется малыми значениями числа Френеля и типичными для ЛНУ углами расходимости ( $\varphi_0$ ) лазерного пучка.

Согласно [6–9] нормированное среднеквадратическое отклонение флуктуаций интенсивности сферической волны  $\sigma_I$  задается следующими асимптотическими формулами:

$$\sigma_I = 0,63 \beta_0 \text{ при } \beta_0 \ll 1,$$

$$\sigma_I = 1 + 1,4 \beta_0^{-4/5} \text{ при } \beta_0 \gg 1; \quad (1)$$

$$\beta_0^2 = 1,23 C_n^2(h_T) k^{7/6} l^{11/6},$$

где  $C_n^2(h_T)$  – структурная характеристика флуктуаций показателя преломления воздуха в континентальных, прибрежных и морских условиях соответственно,

измеренная на высоте пучка  $h_T$ . Параметр  $\beta_0$  в выражениях (1) характеризует комплексное влияние атмосферной турбулентности на распространение оптического излучения (интервалы  $\beta_0 \leq 1$  и  $\beta_0 \geq 1$  задают, соответственно, области слабых и сильных флуктуаций интенсивности). В промежуточной области, где  $\beta_0 \approx 1$ , величину  $\sigma_I$  можно оценить на основании данных [9].

Для расчета величины  $P(f)/P_0$  воспользуемся частотными спектрами квазисферической волны в соответствии с результатами [6–9]. Нормированные частотные спектры обычно оказываются существенно различенными по частотам. Поэтому интеграл от спектра (величина  $P(f)/P_0$ ), в первую очередь, определяется положением максимума нормированного спектра на оси частот. Зависимость от формы спектральной плотности (при изменении параметров трассы, источника и атмосферы) проявляется в значительно меньшей мере, и в расчетах, не требующих большой точности, ею можно пренебречь.

Положение максимума нормированного спектра задается соответствующей характерной частотой временных флуктуаций. Характерные частоты в областях слабых и сильных флуктуаций имеют различные представления [6–9]. Объединим эти представления в одно выражение и на основании данных [8] произведем обобщение на случай флуктуирующего ветра. В результате характерную частоту временных флуктуаций  $f_0$  можно представить следующим образом:

$$f_0 = (1 + 3,12 \beta_0^{6/5}) \sqrt{(v_+^2 + \sigma_+^2)/(2\pi\lambda l)}, \quad (2)$$

где  $v_+$  – модуль вектора перпендикулярной к оптической трассе составляющей средней скорости ветра ( $v_+ = |v_+|$ );  $\sigma_+$  – модуль вектора случайных вариаций поперечной составляющей скорости ветра (вектора отклонений поперечной скорости ветра от своего среднего значения) ( $\sigma_+ = |\sigma_+|$ ). В частных случаях слабых и сильных флуктуаций из выражения (2) следуют представления для характерных частот, соответствующие этим областям [6–9]. При этом частота  $f_0$  определяется скоростью переноса турбулентных неоднородностей ветром поперек пучка через радиус первой зоны Френеля (слабые флуктуации) или через радиус когерентности поля сферической волны (сильные флуктуации).

Расчет величины  $P(f)/P_0$ , проведенный с использованием экспериментальных данных для частотного спектра квазисферической волны [6], показывает, что флуктуации интенсивности излучения происходят в основном на частотах, не превышающих частоту  $f_n = nf_0$ , значение которой соответствует сумме нескольких характерных частот флуктуаций интенсивности  $f_0$  ( $0 \leq f \leq nf_0$ ;  $P(f)/P_0 = 0,65$  при  $n = 2$ ;  $P(f)/P_0 = 0,81$  при  $n = 3$ ;  $P(f)/P_0 = 0,91$  при  $n = 4$ ).

Для прогноза величин  $\sigma_I$  и  $P(f_{\text{крит}})/P_0$  в типичных условиях, реализующихся на континентальных, прибрежных и морских трассах: ЛНУ – наблюдатель, необходимо для этих условий вычислить величину комплексного параметра  $\beta_0$  в выражениях (1), (2).

Для этого необходимо задать типичные значения структурной характеристики  $C_n^2(h_T)$  на высоте трассы  $h_T$ .

Воспользуемся феноменологической моделью высотного профиля структурной характеристики [6–9], построенной путем обобщения экспериментальных данных. Значения  $C_n^2(h)$ , наблюдаемые в приземном слое на высоте  $h = 2,5$  м, в этой модели разбиваются на четыре группы:

$$\begin{aligned} 1) & C_n^2(h) \geq C_{n1}^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}, \\ 2) & C_{n1}^2 > C_n^2(h) \geq C_{n2}^2 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}, \\ 3) & C_{n2}^2 > C_n^2(h) \geq C_{n3}^2 = 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2/3}, \\ 4) & C_{n3}^2 > C_n^2(h). \end{aligned} \quad (3)$$

Каждой группе значений в (3) соответствуют предельные зависимости, характерные для приземного слоя атмосферы. На основании результатов [7, 10–12] можно утверждать, что для каждой группы в (3) в атмосфере реализуются различные режимы турбулентности. Этим режимам соответствуют различные температурные стратификации атмосферы, установившиеся над обширными территориями. Следовательно, каждую группу значений  $C_n^2(h)$  в (3) можно рассматривать как соответствующую некоторому типичному устойчивому состоянию атмосферной турбулентности. Для краткости каждому такому состоянию (т.е. каждой группе в (3)) можно поставить в соответствие его типичного представителя, которым является некоторое выбранное значение  $C_n^2(h)$ .

На основе анализа теоретических и экспериментальных результатов [7, 10–12] укажем наиболее вероятные диапазоны изменений приземных значений  $C_n^2(h)$  (номера групп в соотношениях (3)), которые могут реализоваться в зависимости от широты места наблюдения, структуры подстилающей поверхности, сезонов года, времени суток и типа погоды. Ясно, что вследствие большого разнообразия типов подстилающей поверхности и погодно-климатических условий, характеризующих тот или иной географический регион, эта классификация будет в значительной мере условной. Тем не менее она позволит проследить динамику вариаций приземных значений  $C_n^2(h)$  в различных погодно-климатических и географических зонах.

В табл. 1–3 приведены наиболее вероятные номера групп приземных значений  $C_n^2(h)$  в соотношениях (3), реализующиеся в зависимости от широты места наблюдения и типов подстилающей поверхности (табл. 1), сезонов года и времени суток (табл. 2), типа погоды и силы ветра (табл. 3). При формировании таблиц за основу (в качестве исходных или стандартных) приняты условия, при которых величина  $C_n^2(h)$  в средних широтах максимальна. Эти условия соответствуют летнему ясному, малооблачному безветренному дню, наблюдающемуся над сухой открытой ровной местностью в средних широтах. В каждой приведенной таблице указаны отклонения от принятых исходных условий по соответствующим группам

параметров. Чтобы получить вероятные номера групп значений  $C_n^2(h)$  для произвольных погодно-климатических условий в разных географических зонах, следует вначале найти вероятный номер группы в какой-либо одной из табл. 1–3 (например, в табл. 1). Затем обратиться к следующей таблице (например, к табл. 2) и на основании динамики изменений номеров групп, зафиксированной в этой таблице (в табл. 2), скорректировать номер группы, найденный из предыдущей таблицы (из табл. 1). После получения скорректированного номера группы следует обратиться к следующей (третьей) таблице и аналогичным образом произвести вторую корректировку номера группы.

Таблица 1

**Наиболее вероятные номера групп приземных значений  $C_n^2(h)$  в соотношениях (3), реализующиеся в зависимости от широты места наблюдения и типов подстилающей поверхности (средние высоты над уровнем моря: равнинной местности 0–200 м, горной местности 200–600 м). Лето, день, ясно, слабый ветер**

Широты места наблюдения	Тип подстилающей поверхности			
	суша, равнина, открытая ровная местность	суша, равнина, пересеченная местность	суша, горы	море
Высокие	2	2–3	3–4	3–4
Средние	1	1–2	2–3	2
Низкие	1	1	2	1

Таблица 2

**Наиболее вероятные номера групп приземных значений  $C_n^2(h)$  в соотношениях (3), реализующиеся в зависимости от сезонов года и времени суток. Средние широты, суша (открытая ровная местность). Ясно, слабый ветер**

Сезон года	Время суток		
	день	утро, вечер	ночь
Лето	1	1–2	2
Весна, осень	2	2–3	3
Зима	3–4	3–4	4

Таблица 3

**Наиболее вероятные номера групп приземных значений  $C_n^2(h)$  в соотношениях (3), реализующиеся в зависимости от типа погоды и силы ветра. Средние широты, суша (открытая ровная местность). Лето, день**

Тип погоды	Сила ветра	
	Слабый ветер (до 5 м/с)	Сильный ветер (свыше 5 м/с)
Ясно	1	2–3
Пасмурно (заметная облачность, осадки)	2	3

Так как в логарифмическом масштабе длины второго и третьего интервалов приземных значений в (3) практически одинаковы, то в качестве представителей этих интервалов естественно выбрать значения  $C_n^2(h)$ , соответствующие центрам интервалов. Для первого и четвертого интервалов в (3) их представителями будут значения  $C_n^2(h)$ , отстоящие от границ интервалов на половину длины второго (или третьего) интервала. Выполняя указанные действия,

для типичных представителей каждого из интервалов в (3) получаем следующие значения:

$$\begin{aligned} 1) & 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-2/3}, & 2) & 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}, \\ 3) & 8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2/3}, & 4) & 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2/3}. \end{aligned} \quad (4)$$

Чтобы перевести значения (4) на высоту пучка  $h_T$ , необходимо, используя модель [7, 8], умножить значения (4) на величину  $(h_T/h)^{-\alpha}$ , где  $\alpha = 4/3, 2/3, 0$  соответственно для группы 1, групп 2 и 3, группы 4 из выражений (3), (4).

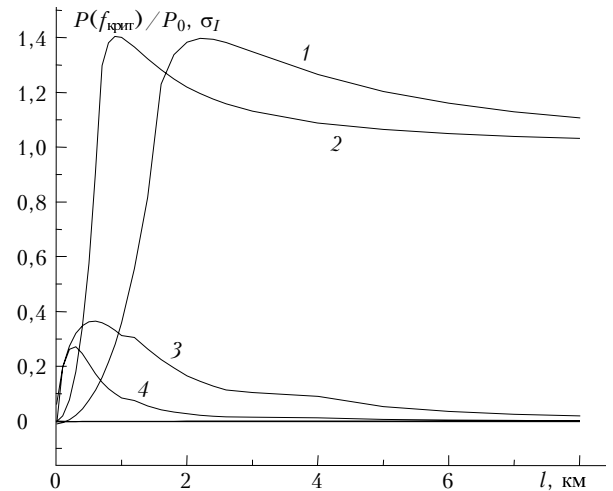


Рис. 1. Зависимости  $P(f_{\text{крит}})/P_0$  и  $\sigma_I$  для типичных значений  $C_n^2(h_T)$  первой и второй групп в (3), (4) от длины трассы  $l$ : кривые 1, 2 соответствуют  $\sigma_I$ ; кривые 3, 4 –  $P(f_{\text{крит}})/P_0$ ; кривые 2, 4 соответствуют первой группе, а 1, 3 – второй группе значений структурной характеристики в выражениях (3), (4); для кривых 3, 4 –  $\sqrt{v_+^2 + \sigma_+^2} = 1 \text{ м/с}$ ,  $f_{\text{крит}} = 25 \text{ Гц}$

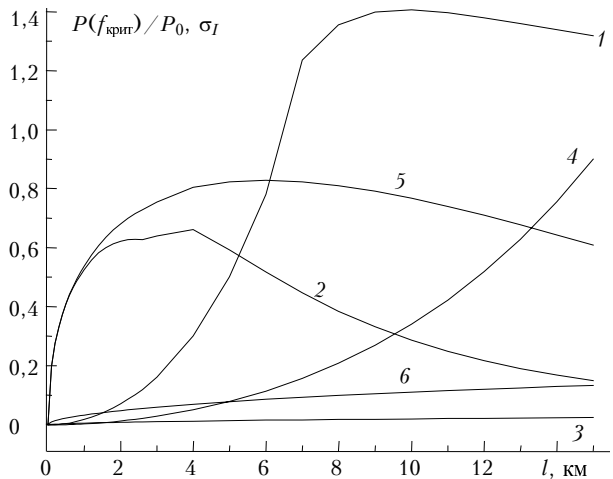


Рис. 2. Зависимости  $P(f_{\text{крит}})/P_0$  и  $\sigma_I$  для типичных значений  $C_n^2(h_T)$  третьей и четвертой групп в (3), (4) от длины трассы  $l$ : кривые 1, 4 соответствуют  $\sigma_I$ , а кривые 2, 3, 5, 6 –  $P(f_{\text{крит}})/P_0$ ; кривые 1, 2, 3 соответствуют третьей группе, 4, 5, 6 – четвертой группе значений структурной характеристики в выражениях (3), (4). Для кривых 2, 5  $\sqrt{v_+^2 + \sigma_+^2} = 1 \text{ м/с}$ , а для кривых 3, 6  $\sqrt{v_+^2 + \sigma_+^2} = 5 \text{ м/с}$ ,  $f_{\text{крит}} = 25 \text{ Гц}$

На рис. 1 и 2 приведены графики функций  $P(f_{\text{крит}})/P_0$  и  $\sigma_I$  в зависимости от длины трассы

для значений (4) структурной характеристики  $C_n^2(h_T)$ , вычисленных на высоте  $h_T = 15$  м. Графики построены для квазисферической волны при  $\lambda = 0,63$  мкм.

## Обсуждение результатов

Как видно из рис. 1, 2, с уменьшением интенсивности турбулентности на трассе (при переходе от первой группы значений в (3), (4) к четвертой)  $\sigma_I$  в среднем уменьшается, при этом возрастает доля энергии флуктуаций, содержащаяся в частотном интервале  $0 \leq f \leq f_{\text{крит}}$  и характеризуемая функцией  $P(f_{\text{крит}})/P_0$ . Это означает, что для третьей и четвертой групп при слабом поперечном ветре временные изменения интенсивности (светлоты) регистрируемых сигналов ЛНУ хорошо «разрешаются» зрением.

Отметим, что режим слабого поперечного ветра, в соответствии с определением (2) характерной частоты временных флуктуаций интенсивности  $f_0$ , реализуется либо в практически безветренную погоду ( $v_+ \leq 1-3$  м/с,  $\sigma_+ \approx 0$ ), либо при ветре произвольной силы, вектор скорости которого направлен параллельно оптической трассе ( $v_+ \approx 0$ ,  $\sigma_+ \leq 1-3$  м/с).

Для первой и второй групп временные флуктуации интенсивности источника практически не разрешаются зрением (или разрешаются слабо), однако для этих групп случайные изменения интенсивности значительны. Для протяженных трасс (более 2 км)  $\sigma_I \geq 1$ , что означает 100% модуляцию интенсивности. Для такой модуляции достаточно даже небольшой доли энергии флуктуаций из частотного интервала  $0 \leq f \leq f_{\text{крит}}$ , разрешаемого зрением.

Сравнивая среднеквадратические отклонения флуктуаций сигнала, возникающие за счет сканирования  $\sigma_I^{\text{скан}}$  ( $\sigma_I^{\text{скан}} = 0,17$ ) и за счет атмосферной турбулентности  $\sigma_I$ , из рис. 1, 2 можно видеть, что они совпадают ( $\sigma_I^{\text{скан}} = \sigma_I$ ) при  $l = 0,3; 0,74; 3,1; 7,1$  км и  $\sigma_I^{\text{скан}} = \sigma_I/2$  при  $l = 0,4; 0,96; 4,2; 9,95$  км соответственно для первой, второй, третьей и четвертой групп значений  $C_n^2(h)$  в (3).

Из табл. 1–3 следует, что над морем практически не реализуются: в средних широтах – первая группа  $C_n^2(h)$  в (3), а в высоких широтах – первая и вторая группы указанных значений. Следовательно, первая и вторая группы  $C_n^2(h)$  маловероятны. Поэтому вклад флуктуаций за счет сканирования в суммарную величину флуктуаций сигнала оказывается существенным (на расстояниях до 10 км) для большого числа географических зон в различных погодных-климатических условиях.

Если, для примера, выбрать в качестве средних значений  $\sigma_I = 0,4$ , а  $P(f)/P_0 = 0,85$ , полученные для  $l = 4$  и 10 км и  $C_n^2(h)$  для третьей и четвертой групп значений, то тогда зрительное ощущение изменения светлоты составит  $V_{\text{турб}} \approx 25,5$ .

Сопоставление  $V_{\text{турб}}$  и  $V_{\text{скан}}$  показывает, что  $V_{\text{скан}}$  имеет значительную величину и ее вклад в суммарное значение  $V = V_{\text{турб}} + V_{\text{скан}}$  существен. Учитывая, что  $V_{\text{скан}}$  не меняется при изменении дистанции  $l$ , его вклад на малых  $l$  будет сопоставим и даже превышать  $V_{\text{турб}}$ .

Кроме того, изменение светлоты за счет сканирования и за счет турбулентной атмосферы имеет разный частотный диапазон. Если в первом случае он составляет  $\approx 1$  Гц, то во втором случае частота флуктуаций интенсивности находится в диапазоне от единиц до нескольких сотен герц. Как уже упоминалось, инерция зрения характеризуется критической частотой слияния мельканий  $f_{\text{крит}}$ , при которой наблюдатель перестает видеть понижение и повышение яркости. Для  $\theta$ , равной 0,05 с,  $f_{\text{крит}} \approx 25$  Гц. Это означает, что вклад  $V_{\text{скан}}$  в  $V$  еще более существен, так как он полностью разрешается зрением, в то время как для  $V_{\text{турб}}$  он заметен только до 20–25 Гц. Наши измерения показывают [13], что основной вклад в спектральное распределение мощности сигнала вносят частоты больше 20 Гц.

Следовательно, нужно максимально уменьшать  $V_{\text{скан}}$ , несмотря на определенные технические сложности и затраты, учитывая, что  $V_{\text{турб}}$  является следствием принципиально не устранимой причины, обусловленной турбулентной атмосферой.

Отметим, что величину  $V_{\text{турб}}$  можно уменьшить за счет увеличения апертуры приемника, например при наблюдении в бинокль.

1. Зуев В.Е., Пересыпкин В.И., Калошин Г.А., Фадеев В.Я., Федоров Р.С. Лазерные устройства для обеспечения судовождения. Новосибирск: Наука, 1985. 128 с.
2. Калошин Г.А. Лазерные зрительные средства навигационного оборудования // Материалы научно-тех. семинара «Наукоемкие технологии двойного назначения и механизмы их реализации на предприятиях ВПК». Томск, 22–23 сентября, 1999 г. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. С. 59–62.
3. Луизов А.В. Глаз и свет. Л.: Энергоатом, 1983. 144 с.
4. Cordell A., Holmes J.G. A profile index for flashing light calculation // IALA Bull. 1985. V. 2. P. 30–36.
5. Меишов В.В., Матвеев А.Б. Основы светотехники. Ч. 2. Физиологическая оптика и калориметрия. М.: Энергоатомиздат, 1989. 432 с.
6. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Сер. «Современные проблемы атмосферной оптики». Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 272 с.
7. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
8. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 247 с.
9. Аксенов В.П., Алексеев А.В., Банах В.А., Булдаков В.М., Веретенников В.В., Жуков А.Ф., Кабанов М.В., Креков Г.М., Макушкин Ю.С., Миронов В.Л., Мицель А.А.,

- Нелюбин Н.Ф., Носов В.В., Пономарев Ю.Н., Пхалогов Ю.А., Фирсов К.М.* Влияние атмосферы на распространение лазерного излучения / Под ред. В.Е. Зуева, В.В. Носова. Т. II. Томск: Изд. ТФ СО АН СССР, 1987. 247 с.
10. *Монин А.С., Яглом А.М.* Статистическая гидромеханика. Т. 1. М.: Наука, 1967. 696 с.
11. *Зилитинкевич С.С.* Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970.
12. *Тверской П.Н.* Курс метеорологии (физика атмосферы). Л.: Гидрометеиздат, 1962. 700 с.
13. *Горячев Б.В., Калошин Г.А.* Исследование статистических характеристик излучения, распространяющегося в замутненной атмосфере // Рассеяние и рефракция оптических волн в атмосфере. Томск: Изд. ИОА СО АН СССР, 1976. С. 63–68.

*G.A. Kaloshin, V.V. Nosov. Intensity fluctuations of recorded signal in laser visual navigators.*

The joint effect of laser beam scanning features and intensity fluctuations in the turbulent atmosphere for horizontal paths on the recorded signal of laser visual navigators (LVN) is studied. An experimental setup based on ILD-2 laser dosimeter is considered as applied to measurement of the shape and duration of laser beacon signals. The estimated standard deviation of intensity fluctuations at a receiver for different propagation conditions and for paths up to tens kilometers long are compared with measured signal fluctuations due to scanning. The range of signal variation at the joint effect of the both factors is estimated, as well as the corresponding brightness fluctuations at visual observation.

It is shown that allowance for the joint effect of the turbulent atmosphere and the scanning character is important both for obtaining quantitative data on fluctuations of the recorded signal and for developing engineering solutions to diminish this effect.