

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 3 — 1973

УДК 621.391.812.62

Р. А. ПЕЛЕВИНА, Т. И. АРСЕНЬЯН

ВЛИЯНИЕ ХАОТИЧЕСКОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СКОРОСТИ ПЕРЕНОСА НА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ СВЯЗИ ФЛУКТУАЦИЙ СИГНАЛА

Проводится расчет зависимости величины максимумов кривых пространственно-временной корреляции и сдвигов максимумов этих кривых от дисперсии скорости переноса как по величине, так и по направлению для гауссовой модели турбулентной атмосферы. Анализ проводится для различных размеров неоднородностей, различных значений скорости переноса, различных баз разнесения приемных элементов и различных ориентаций баз разнесения относительно направления переноса.

Теоретические расчеты влияния турбулентности атмосферы на распространение электромагнитных волн обычно проводятся с использованием гипотезы «замороженной турбулентности» [1, 2]. Такой анализ приводит к пренебрежению влиянием внутренних изменений неоднородностей, происходящих за счет молекулярной диффузии и теплопроводности за малое время τ . В реальных условиях поле турбулентности искажается также за счет изменений скорости v в течение более длительных промежутков времени. В этих случаях проводят анализ для «локально замороженной» неоднородности [3].

Используя для пространственно-временного спектра диэлектрической проницаемости в случае локально замороженной среды выражение [3]

$$U_e(\vec{\kappa}, \Omega) = \Phi_e(\vec{\kappa}) \frac{1}{\sqrt{\frac{2}{3} \pi \kappa^2 \sigma_v^2}} \exp \left[-\frac{(\Omega + \vec{\kappa} \vec{v}_0)^2}{\frac{2}{3} \kappa^2 \sigma_v^2} \right] \quad (1)$$

и связь его с корреляционной функцией

$$B_e(\vec{\rho}, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \int e^{-i(\vec{\kappa} \vec{\rho} + \Omega \tau)} U_e(\vec{\kappa}, \Omega) d^3 \kappa d\Omega, \quad (2)$$

получим [4] зависимость пространственно-временных корреляционных функций флуктуаций уровня сигнала от соотношения величины поперечной составляющей скорости ветра v_{\perp} и среднеквадратичного отклонения скорости ветра σ_v , величины базы разнесения ρ , размера неодно-

родностей r_0 и угла β между базой разнесения ρ в плоскости наблюдения и поперечной составляющей скорости ветра v_{\perp} .

Эксперименты, проведенные на трассах различной протяженности и характеризующиеся различными метеорологическими условиями, свидетельствуют о наличии сдвига максимума пространственно-временного коэффициента корреляции и о сильной зависимости этой величины от параметров трассы [4—6]. Однако предварительные оценки, проведенные на основе концепции «замороженной турбулентности» [5, 6], не описывают процесса с достаточной полнотой. В данной работе дается оценка поведения пространственно-временного коэффициента корреляции и сдвига его максимума с учетом вариаций скорости переноса неоднородностей на трассе по величине и направлению. Выбранные для расчета значения скоростей переноса, времени автокорреляции, времени сдвига, баз разнесения и размеров неоднородностей соответствуют экспериментальным данным, полученным при работе на приземной трассе в зоне прямой видимости [5].

В случае гауссовой модели турбулентной атмосферы, когда пространственный спектр мощности флуктуаций диэлектрической проницаемости ϵ определяется зависимостью

$$\Phi_{\epsilon}(\vec{x}) = \frac{\bar{\epsilon}^2 r_0}{8\pi \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{x^2 r_0}{4}\right), \quad (3)$$

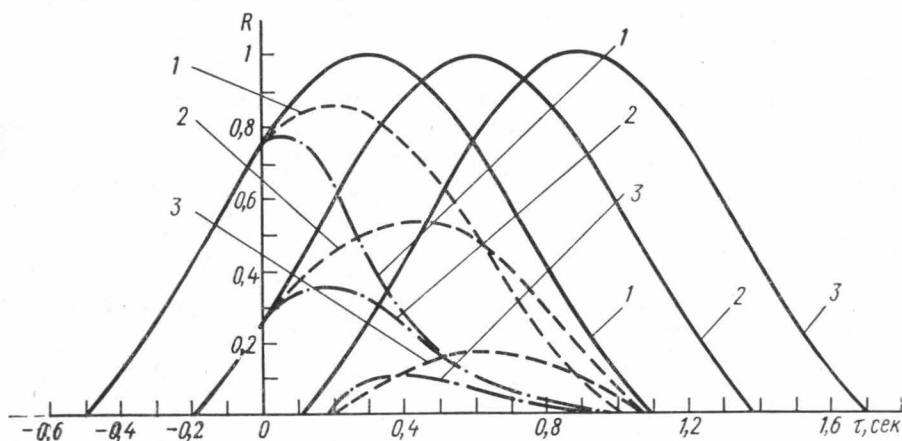
выражение для пространственно-временной корреляционной функции флуктуаций уровня имеет вид

$$B_{\chi}(\rho, \tau) = \frac{\sqrt{\pi}}{24} \frac{\bar{\epsilon}^2 r_0^3 L^3}{\left(\frac{r_0^2}{4} + \frac{\sigma_v^2 \tau^2}{6}\right)^3} \left[1 - 2 \frac{\rho^2 - 2\rho v_{\perp} \tau \cos \beta + v_{\perp}^2 \tau^2}{r_0^2 + \frac{2}{3} \sigma_v^2 \tau^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho^2 - 2\rho v_{\perp} \tau \cos \beta + v_{\perp}^2 \tau^2}{r_0^2 + \frac{2}{3} \sigma_v^2 \tau^2} \right)^2 \right] \exp\left[-\frac{\rho^2 - 2\rho v_{\perp} \tau \cos \beta + v_{\perp}^2 \tau^2}{r_0^2 + \frac{2}{3} \sigma_v^2 \tau^2} \right]. \quad (4)$$

Нормирование (4) позволило провести расчет коэффициентов пространственно-временной корреляции для различных условий на трассе, в том числе: для мелких ($r_0=0,1$ м), средних ($r_0=1$ м) и крупных ($r_0=10$ м) неоднородностей (в сравнении с базой разнесения ρ); различных скоростей переноса: слабый ветер ($v_{\perp}=1$ м/сек), средний ($v_{\perp}=3$ м/сек), сильный ($v_{\perp}=5$ м/сек); при различных ориентациях базы разнесения ρ относительно направления дрейфа, т. е. при $\beta=0$ — поперечное горизонтальное разнесение; $\beta = \frac{\pi}{4}$ — наклонное разнесе-

ние; $\beta = \frac{\pi}{2}$ — вертикальное разнесение. Расчет проводился для баз разнесения ρ от 0 до 1,5 м при $\Delta\rho=0,3$ м. На рисунке приведены графики, соответствующие результатам расчета для случая чистого переноса ($\sigma_v=0$). При переносе поперек трассы ($\beta=0$) происходит сдвиг максимума корреляционной функции R_m по временной оси. Для наименьшего (при проведении расчета) размера неоднородностей сдвиг τ_m наибольший. С увеличением скорости переноса сдвиг τ_m уменьшается, оставаясь пропорциональным базе разнесения ρ . Значения нормированных функций корреляции в максимуме равны единице, кривые симметричны относительно максимума. При изменении угла β между на-

правлением переноса и базой разнесения сдвиги максимумов уменьшаются, резко уменьшается значение коэффициента корреляции в максимуме R_m , спадая до нуля. Для средних значений характеристического размера неоднородностей на трассе при $\beta=0$ сдвиги максимумов не изменяются по сравнению с предыдущим случаем. При этом сдвиг максимума уменьшается с ростом скорости регулярного дрейфа (см. табл.). Изменение ориентации базы разнесения относительно направления скорости переноса приводит к уменьшению временных сдвигов τ_m по срав-



Зависимость сдвигов максимумов коэффициента пространственно-временной корреляции от базы разнесения приемных элементов при скорости переноса $U_{\perp}=1$ м/сек: 1 — $\rho=0,3$ м, 2 — $\rho=0,6$ м; 3 — $\rho=0,9$ м. Прямая при $\sigma_v=0$, $\beta=0$, пунктир при $\sigma_v=0$, $\beta=\pi/4$; штрихпунктир при $\sigma_v=2$ м/сек; $\beta=\pi/4$

нению со случаем $\beta=0$; пропорциональность базам разнесения сохраняется. Значения коэффициента корреляции в максимуме R_m при этом становятся меньше единицы. В случае крупных неоднородностей для различных баз ρ и скоростей v_{\perp} отличие сдвигов τ_m при $\beta=\frac{\pi}{2}$ незначительно. Значения R_m уменьшаются с увеличением угла β . С увеличением размера неоднородностей значения сдвигов τ_m в соответствующих случаях уменьшаются, за исключением случая $\beta=0$.

ρ , м	0,3	0,6	0,9	1,2
$\downarrow v_{\perp}$, м/сек	τ_m , сек			
1	0,3	0,6	0,9	1,2
2	0,1	0,2	0,3	0,4
3	0,06	0,12	0,18	0,24

Если хаотическая составляющая скорости движения неоднородностей не равна нулю, вид кривых R изменяется. Об этом свидетельствуют результаты расчета, приведенные на рисунке. Для небольших неоднородностей при $\sigma_v=2$ м/сек при $\beta=0$ сдвиги уменьшаются по сравнению с «чистым» переносом и нарушается линейная зависимость от базы разнесения. Значения R_m очень малы, кривые становятся несимметричными относительно максимума. С ростом σ_v и β эти явления усилива-

ются. Анализ показывает, что качественная картина сохраняется и для неоднородностей больших размеров.

С появлением и увеличением хаотической составляющей скорости роль дрейфа уменьшается, наибольший вклад в изменение корреляции дают при этом движения неоднородностей с $\sigma_v \neq 0$.

Анализ, проведенный для различных размеров неоднородностей, показывает, что для меньших r_0 коэффициент корреляции спадает быстрее, поскольку в этом случае даже при небольших базах флуктуационные изменения в точках разнесения оказываются почти полностью некоррелированными, так как эти точки принадлежат разным неоднородностям.

С ростом угла β коэффициент корреляции спадает медленнее, так как условия в точках разнесения в этом случае изменяются меньше. Уменьшение сдвигов τ_m при этом объясняется уменьшением величины проекции скорости переноса на направление базы разнесения. При $\beta = \frac{\pi}{2}$ имеющиеся сдвиги определяются наличием хаотической составляющей скорости переноса. Значения коэффициентов корреляции для различных баз в случае больших неоднородностей отличаются незначительно, так как база разнесения при этом находится целиком внутри одной неоднородности, условия для которой не изменяются. Для неоднородностей меньших размеров в случае больших баз разнесения такая зависимость не имеет места.

Полученные результаты представляют интерес для выяснения пространственно-временной структуры флуктуаций сигнала при распространении в случайно-неоднородной тропосфере. Они могут оказаться также полезными для решения ряда задач, связанных с проблемами лазерной локации атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Красильников В. А. «Изв. АН СССР», сер. геогр. и геофиз., **13**, № 1, 1949.
2. Tailor G. J. «Proc. Roy. Soc.», **A-164**, 476, 1938.
3. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967.
4. Литвинова Т. П. Пространственно-временная когерентность амплитудных флуктуаций в локально-замороженной турбулентной атмосфере. Аннотации докладов на Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. Харьков, 1969.
5. Арсеньян Т. И. «Изв. АН СССР», сер. «Физика атмосферы и океана», **3**, 1967.
6. Мень А. В. «Радиотехника и электроника», т. 7, № 3, 1962.

Поступила в редакцию
7.8 1971 г.

Кафедра
волновых процессов