

УДК 621.371.25

Т. А. ГАЙЛИТ, М. М. МИРИНОЯТОВ

## ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ МНОГОМОДОВОГО СИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО ОТ ИОНОСФЕРЫ

Рассматривается зависимость глубины и скорости флуктуаций интенсивности сигнала от числа лучей в точке приема при определенной модели неоднородностей ионосферы. Проведено качественное сопоставление теории с результатами эксперимента и выявлены определенные тенденции в поведении параметров флуктуаций многомодового сигнала.

Непрерывный радиосигнал, отраженный от ионосферы, в общем случае является многомодовым. Флуктуации такого сигнала определяются как интерференцией нескольких лучей, пришедших в точку приема разными путями, так и рассеянием на ионосферных неоднородностях каждого луча.

В статье рассматривается зависимость глубины и скорости флуктуаций интенсивности сигнала от числа лучей (мод) в точке приема при определенной модели неоднородностей ионосферы. Проведено качественное сопоставление теории с результатами эксперимента и выявлены определенные тенденции в поведении параметров флуктуаций многомодового сигнала.

Комплексная амплитуда гармонического поля волны, отраженной от ионосферы, представляется в виде суммы двух членов

$$E(r, t) = E_0(r, t) + E_s(r, t). \quad (1)$$

Случайный компонент  $E_s(r, t)$  обусловлен рассеянием на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы, имеющих линейные размеры порядка сотен метров [1]. Он предполагается распределенным нормально, так как в случае мелкомасштабных неоднородностей точка приема находится в зоне дифракции Фраунгофера, где случайное поле нормализуется [2]. Компонент  $E_0(r, t)$  представляет собой среднее значение поля и обычно в литературе [1] рассматривается как «зеркальный» компонент вида  $a_0 e^{i\varphi_0}$ , где  $a_0$ ,  $\varphi_0$  — регулярная амплитуда и фаза среднего поля. Известно, что в действительности средняя фаза испытывает медленные изменения, обусловленные влиянием так называемых крупномасштабных неоднородностей [3]. Так как крупномасштабные неоднородности имеют размеры порядка десятков и сотен километров, точка приема в этом случае находится в области применимости геометрической оптики, для которой флуктуации фазы ионосферного

сигнала значительно больше флуктуаций амплитуды [4]. Поэтому в дальнейшем предполагается, что  $E_0(r, t) = a_0 \exp[i\varphi(r, t)]$ , где  $a_0$  — постоянная, а  $\varphi(r, t)$  — случайная, нормально распределенная величина.

Таким образом, рассматривается модель двухкомпонентной неоднородной ионосферы, причем размеры неоднородностей сильно различаются. Соответственно ионосферный сигнал (1) состоит из двух компонентов, каждый из которых связан с рассеянием на неоднородностях одного масштаба. В рамках этих предположений рассматривается интенсивность  $I$  сигнала, состоящего из  $n$ -мод, каждая из которых имеет вид (1)

$$I = EE^*, E = \sum_{m=1}^n (a_m \exp i\varphi_m + E_{sm}).$$

Рассчитываются величины, характеризующие глубину и скорость флуктуаций интенсивности:

$$\gamma = \frac{\overline{I^2} - (\overline{I})^2}{(\overline{I})^2}; \quad \tau_0 = \int_0^{\infty} R_I(\tau) d\tau, \quad (1)$$

$$\text{где } R_I(\tau) = \frac{\overline{I I_\tau} - \overline{I} \overline{I_\tau}}{\overline{I^2} - (\overline{I})^2}. \quad (2)$$

При этом предполагается независимость мод между собой, а также независимость компонентов, связанных с рассеянием на неоднородностях разного масштаба, в каждой моде. Учитывается, что крупномасштабные флуктуации фазы велики [2]:  $\sigma_\varphi^2 = \overline{\varphi^2} - (\overline{\varphi})^2 \gg 1$ , и вследствие этого коэффициент корреляции компонента  $E_0(r, t)$  приближенно равен:

$$R(\tau) \simeq \exp\{-\sigma_\varphi^2 [1 - \rho(\tau)]\}, \quad \text{где } \rho(\tau) = \frac{\overline{\varphi\varphi_\tau} - \overline{\varphi} \overline{\varphi_\tau}}{\sigma_\varphi^2}.$$

С учетом этих предположений для простейшего случая  $n$  одинаковых мод получаем

$$\gamma = \frac{\frac{n-1}{n} \beta^4 + 2\beta^2 + 1}{\beta^4 + 2\beta^2 + 1}, \quad (3)$$

$$R_I(\tau) = \frac{\frac{n-1}{n} \beta^4 R^2(\tau) + 2\beta^2 R(\tau) r(\tau) + r^2(\tau)}{\frac{n-1}{n} \beta^4 + 2\beta^2 + 1},$$

где

$$a_m \equiv a_0, \quad E_{sm} = E_s, \\ \beta^2 = \frac{a_0^2}{2\sigma^2}, \quad 2\sigma^2 = \overline{E_s E_s^*}, \quad r(\tau) = \frac{\overline{E_s E_{s\tau}^*}}{2\sigma^2}.$$

Введенный здесь параметр  $\beta^2$  равен отношению интенсивностей двух компонентов поля (1) в одной моде.

Для того чтобы определить  $\tau_0$ , необходимо задать вид функций  $R(\tau)$  и  $r(\tau)$ . Предполагаем

$$\begin{aligned} r(\tau) &= \exp\left(-\frac{\pi\tau^2}{4\tau_1^2}\right), \quad \rho(\tau) = \exp\left(-\frac{\pi\tau^2}{4\tau_2^2}\right), \\ R(\tau) &\approx \exp\left(-\frac{\pi\sigma_\varphi^2\tau^2}{4\tau_2^2}\right), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\tau_1, \tau_2$  — временные радиусы корреляции мелко- и крупномасштабных флуктуаций сигнала. Подставив (4) в (2) и учитывая (3), получим для временного радиуса флуктуаций интенсивности многомодового сигнала

$$\tau_0 = \frac{\tau_1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\frac{n-1}{n} \cdot \frac{1}{\alpha} \beta^4 + \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{1+\alpha^2}} \beta^2 + 1}{\frac{n-1}{n} \beta^4 + 2\beta^2 + 1}, \quad (5)$$

где  $\alpha = \frac{\tau_1 \sigma_\varphi}{\tau_2}$ .

Учет различия мод приводит к более громоздким, но аналогичным выражениям, отличающимся коэффициентами при тех же степенях  $\beta$  и корреляционных функций. Например, для двухмодового сигнала, состоящего из двух различных мод:

$$\gamma = \frac{\frac{\beta^4}{2} \zeta^2 \eta^2 + \beta^2 \frac{\eta(1+\eta)(1+\zeta^2\eta)}{2} + \frac{(1+\eta^2)^2}{4}}{\beta^4 \frac{\zeta^2 \eta^2 (1+\zeta^2\eta)^2}{4} + \beta^2 \frac{\eta(1+\eta)(1+\zeta^2\eta)}{2} + \frac{(1+\eta^2)^2}{4}}, \quad (6)$$

где

$$\beta^2 = \frac{a_1^2}{\sigma_1^2}, \quad \eta = \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1^2}, \quad \zeta^2 \beta^2 = \frac{a_2^2}{\sigma_2^2}.$$

На рис. 1 изображены кривые зависимости глубины флуктуаций интенсивности  $\gamma$  от числа мод  $n$  при различных  $\beta$ , т. е. при различной относительной интенсивности рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях. Кривые построены в предположении равенства мод. На рис. 1 показано, что значения  $\gamma$ , вычисленные по формуле (6) для двух различающихся мод при условиях  $\eta=0,5$  и  $\zeta=2$ , равны при  $\beta=1, 2, 3$  соответственно 0,76; 0,56 и 0,50. Видно, что в случае различающихся мод значения  $\gamma$  попадают между кривыми, соответствующими  $\beta$  и  $3\beta$ . На рисунке видно, что глубина флуктуаций интенсивности растет с увеличением числа мод. Увеличение это существенно при больших  $\beta$ , т. е. при слабом рассеянии. При сильном рассеянии ( $\beta \rightarrow 0$ ) глубина флуктуаций для одномодового сигнала уже близка к предельному для данной модели значению ( $\gamma=1$ ). Пределы изменения глубины флуктуаций интенсивности  $\gamma$ , соответствующие определенным пределам изменения  $\beta$  (заштрихованная область рисунка), при увеличении числа лучей уменьшаются.

На рис. 2 изображены кривые зависимости радиуса корреляции интенсивности  $\tau_0$  от числа лучей при различных значениях  $\beta$  и  $\alpha$ . Величина  $\alpha$  в общем случае может быть как больше, так и меньше единицы. На рисунке видно, что в зависимости от этого временной радиус корреляции уменьшается или увеличивается с ростом числа лучей. В обоих случаях пределы изменения  $\tau_0$  при определенных пределах изменения  $\beta$

(заштрихованная область рисунка) с ростом числа лучей увеличиваются.

Для сопоставления результатов расчета с экспериментом были использованы измерения амплитуды  $A$  непрерывного радиосигнала, произведенные в дневные (12—16) и вечерние (18—21) часы августа 1969 г. Приемный пункт находился в Москве, передающие станции — в Иркут-

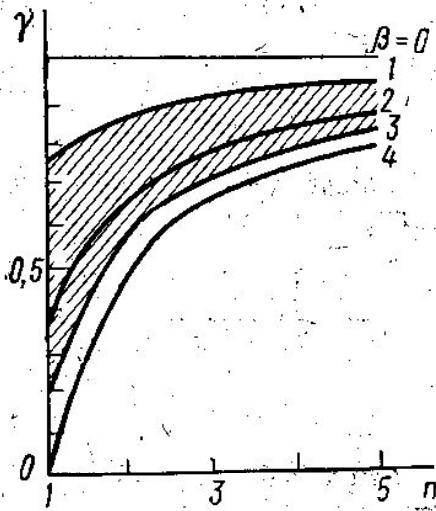


Рис. 1

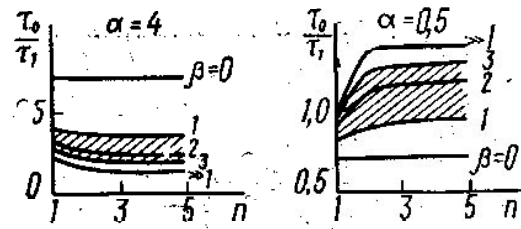


Рис. 2

ске, Новосибирске и Ташкенте. Длительность сеансов составляла 3 мин, период выборки при обработке 0,5 с. Для каждого сеанса определялись величины  $\gamma$  и  $\tau_{0A}$ . Для этого на ЭВМ вычислялись величины

$$\gamma = \frac{\overline{I^2} - (\overline{I})^2}{(\overline{I})^2} = \frac{\overline{A^2} - \overline{A}^2}{\overline{A}^2}, \quad R_A(\tau) = \frac{\overline{AA_\tau} - \overline{A} \overline{A_\tau}}{\overline{A^2} - (\overline{A})^2}$$

По условию  $R_A(\tau) = 0,5$  определялся радиус корреляции амплитуды  $\tau_{0A}$ . В дальнейшем предполагалось, что радиус корреляции амплитуды  $\tau_{0A}$ , который определялся экспериментально, подчиняется тем же закономерностям, что и радиус корреляции интенсивности  $\tau_0$ . Общее число обработанных сеансов превышает 300. Условия распространения для них сильно различаются, поэтому весь объем данных был разбит

Трасса	Время (московское), час	Частота, МГц	№ массива	Число мод	$\tilde{\gamma}$	$\tau_{0A}$ , с
Иркутск—Москва	12—16	15	1	1	0,70	2,5
		10	2	2	0,55	2,4
	18—21	10	3	3	0,66	0,4
		5	4	3	0,65	0,3
Новосибирск — Москва	12—16	15	5	1	0,58	2,7
		10	6	2	0,66	1,8
Ташкент — Москва	12—16	10	8	1	0,64	2,0
		18—21	10	9	2	0,70
			5	10	3	0,70

на десять массивов, относящихся к определенной трассе, интервалу времени наблюдения и рабочей частоте (см. таблицу). Для каждого массива рассчитывалось число мод  $n$  при распространении с учетом ионосферных условий на трассе [5]. Расчетные значения  $n$ , указанные в таблице, являются весьма приближенными, однако относительное увеличение числа мод на трассе при изменении условий обычно достаточно достоверно. Поэтому полученные данные могут быть использованы для качественного сравнения с теорией.

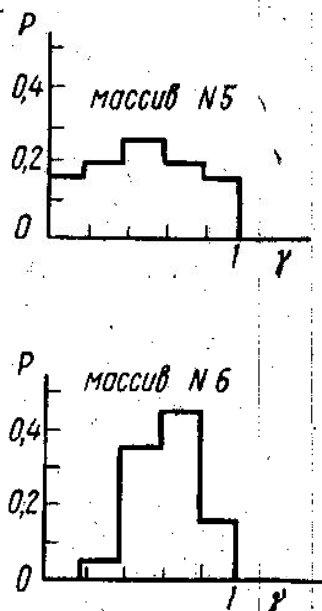


Рис. 3

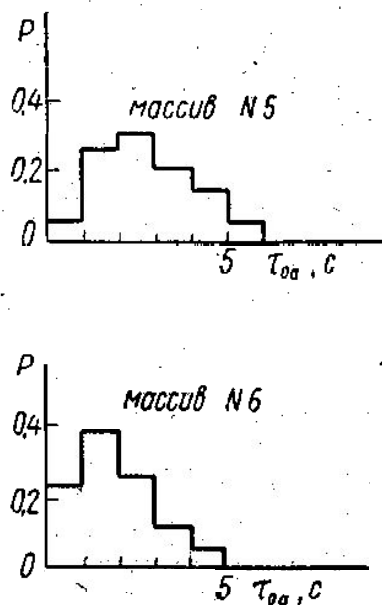


Рис. 4

Для каждого массива, имеющего объем 20—40 сеансов, были построены гистограммы  $\gamma$  и  $\tau_{0A}$  и вычислены средние по массиву значения  $\gamma$  и  $\tau_{0A}$ . Примеры гистограмм  $\gamma$  и  $\tau_{0A}$ , относящихся к одной трассе и времени суток, но к разному числу мод, приведены на рис. 3 и 4. Из таблицы видно, что с увеличением числа мод происходит увеличение глубины флуктуаций  $\gamma$  и уменьшение временного радиуса  $\tau_{0A}$ . Для одномодового сигнала в зависимости от условий эксперимента  $\gamma$  составляет от 0,58 до 0,70, для многомодового — от 0,55 до 0,83. Величина  $\tau_{0A}$  лежит в пределах 2—2,7 с для одномодового сигнала и 0,3÷2,4 с для многомодового сигнала. Гистограммы величины  $\gamma$ , сдвигаясь с увеличением числа мод в сторону больших значений, одновременно в большинстве случаев сужаются (рис. 3). Изменение ширины гистограмм  $\tau_{0A}$  менее четко. Однако в большинстве случаев гистограммы расширяются или практически не изменяются по ширине (рис. 4). Все эти результаты согласуются с теоретическими расчетами, причем характер изменения  $\tau_0$  может быть объяснен при предположении, что  $\alpha > 1$ . Действительно, возьмем некоторые средние значения величин  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и  $\sigma_\phi$ , известные из литературы. Например,  $\tau_1 = 3$  с,  $\tau_2 = 3$  мин,  $\sigma_\phi = (100 \div 50)\pi$ . В этом случае  $\alpha = 5,2 \div 2,6$ .

На основании проделанных расчетов и сопоставления их с экспериментом можно сделать следующие выводы о глубине и скорости флуктуаций интенсивности многомодового сигнала. С увеличением числа мод глубина флуктуаций увеличивается. Пределы изменения  $\gamma$  с ростом числа мод сужаются, более тесно группируясь вокруг возросшего среднего значения. Временной радиус корреляции уменьшается, а соответственно, скорость флуктуаций увеличивается с увеличением

числа мод. Эти экспериментальные результаты могут быть объяснены на основании рассмотренной модели сигнала для двухкомпонентной неоднородной ионосферы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. М., 1960.
2. Mercier R. P. Phil. Mag., 4, 763, 1959.
3. Гусев В. Д., Драчев Л. А. и др. ДАН СССР; 123, 817, 1958.
4. Денисов Н. Г., Ерухимов Л. М. «Геомagnetизм и аэрономия», 4, 696, 1966.
5. Ковалевская Е. М., Керблай Т. С. Расчет расстояния скачка. МПЧ, углов. прихода радиоволны. М., 1971.

Поступила в редакцию  
9.7 1973 г.

Кафедра  
волновых процессов.