

Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
Научно-исследовательский радиофизический институт

Препринт № 132

ИОНОСФЕРНЫЕ СЦИНТИЛЛЯЦИИ РАДИОСИГНАЛОВ

В.А.Алимов

А.В.Рахлин

Горький - 1979 г.

Исследованиям мерцаний радиосигналов в ионосфере посвящено большое число работ. Основные из них достаточно подробно освещены в известных обзорных статьях Гетманцева и Ерухимова (1967 г.), Аэронса (1971 г.) и Крэйна (1974 г.). Следует заметить, что вплоть до начала 70-х годов подавляющее большинство исследований ионосферных сцинтилляций сигналов носили морфологический характер, а интерпретация их основывалась на простейшей гауссовой аппроксимации спектра флуктуаций электронной концентрации ионосферной плазмы, что и нашло отражение в указанных обзорных работах.

В то же время прямые измерения неоднородностей электронной концентрации ионосферы с борта ИСЗ в конце 60-х годов [5] и обнаруженное в начале 70-х годов явление интенсивных сцинтилляций сигналов ИСЗ в СВЧ диапазоне частот ($f = 1 + 6 \text{ ГГц}$) [24], послужили источником новых интенсивных исследований ионосферных мерцаний радиосигналов в широком диапазоне частот от 10 МГц до $\sim 10 \text{ ГГц}$, поскольку существовавшие представления о характере неоднородной структуры ионосферной плазмы не могли объяснить наблюдаемые явления.

Настоящий обзор посвящен основным результатам исследований неоднородной структуры ионосферной плазмы, проведенным в последние годы с помощью изучения мерцаний радиосигналов в ионосфере. Следует отметить, что в обзоре не

рассматриваются результаты соответствующих работ, проведенных в последнее время советскими исследователями, а основное внимание сосредоточено на исследованиях в области статистики ионосферных спинтилляций радиосигналов за рубежом[†].

Глава 1. Методы теории распространения радиоволн при исследованиях неоднородной структуры ионосферной плазмы

1.1. Приближение фазового экрана

Приближение фазового экрана нашло широкое распространение в исследованиях ионосферных спинтилляций радиосигналов [1, 2, 3, 6, 9, 12, 20, 23, 30, 31]. Наиболее последовательно теория флуктуаций сигналов за фазовым экраном (спектральный подход) изложена в работах C.L. Rufenach [6, 9, 12, 23]. Следуя, в основном, этим работам приведем основные расчетные формулы, используемые при интерпретации результатов измерений спинтилляций радиосигналов в ионосфере.

Фазовый экран вызывает флуктуации фазы проходящего радиосигнала [1, 9]

$$\varphi(x, y) = -r_e \lambda \int_0^L N(x, y, z) dz, \quad (1)$$

где λ — длина волны, r_e — классический радиус электрона, L — длина пути сигнала в ионосферном слое с неоднородностями, $N(x, y, z)$ — электронная концентрация ионосферной плазмы.

Двумерный спектр фазовых флуктуаций сигнала на выходе из ионосферного слоя (и в ближней зоне его [31]) может быть записан в виде [9]

†) Детальный обзор работ советских и зарубежных исследователей в области ионосферных спинтилляций радиосигналов будет опубликован в журнале "Радиофизика".

$$P_{\varphi}(x_x, x_y) = 2\pi (r_e \lambda)^2 L P_N(x_x, x_y, x_z=0) \quad (2)$$

где $P_N(x_x, x_y)$ — двумерный спектр флуктуаций электронной концентрации ионосферной плазмы.

Если источник (ИСЗ) движется вдоль оси x со скоростью v_x , то из соотношения (2) для одномерного спектра фазовых флуктуаций с частотой ν в ближней зоне от рассеивающих неоднородностей ионосферного слоя имеем [31]

$$P_{\varphi}(\nu) = 2\pi (r_e \lambda)^2 \frac{L}{v_x} \int P_N\left(\frac{2\pi\nu}{v_x}, x_y\right) dx_y. \quad (3)$$

Отсюда следует, что при $P_N \sim \nu^{-p}$ — $P_{\varphi}(\nu) \sim \nu^{-p(p-1)}$ [20, 31].

Двумерный спектр флуктуаций интенсивности принимаемого излучения за фазовым экраном с малыми флуктуациями фазы волны в слое

$$\left(\sqrt{\langle \varphi^2 \rangle} = \left[\iint_{-\infty}^{\infty} P_{\varphi}(x_x, x_y) dx_x dx_y \right]^{-1/2} \ll 1\right)$$

записывается в виде [9]

$$P_I(x_x, x_y) = 4 P_{\varphi}(x_x, x_y) \sin^2 \frac{x^2}{x_{\text{ФР}}^2}, \quad (4)$$

где $x^2 = x_x^2 + x_y^2$, $x_{\text{ФР}} = (4\pi/\lambda z)^{1/2}$ — Френелевское волновое число.

Индекс флуктуаций интенсивности определяется соотношением [9]

$$S_4^2 = \frac{(\overline{I - \bar{I}})^2}{\bar{I}^2} = \iint_{-\infty}^{\infty} P_I(x_x, x_y) dx_x dx_y. \quad (5)$$

Из выражения (4), (5) следует, что при $x^2 \ll x_{\text{ФР}}^2$ $P_I(x) \sim (x/x_{\text{ФР}})^4 P_{\varphi}(x)$ и вклад в значение S_4^2 неоднородностей ионосферного слоя с масштабами $l \sim \frac{2\pi}{x} \gg l_{\text{ФР}} = \frac{2\pi}{x_{\text{ФР}}}$ несущественен (явление Френелевской фильтрации свободного пространства за слоем с неоднородностями для амплитуды-

ных флуктуаций принимаемого излучения):

В предположении Гауссова

$$P_N(x_r, x_H) = \left[N_0^2 \phi / (\pi^{3/2} x_0^3) \right] \exp \left[-x_0^2 (x_r^2 + \phi x_H^2) \right], \quad (6)$$

4-степенного

$$P_N(x_r, x_H) = \left[N_0^2 \phi / (2^{1/2} \pi x_0^3) \right] \left[1 + x_0^2 (x_r^2 + \phi x_H^2) \right]^{-1} \quad (7)$$

спектров флуктуаций электронной концентрации в ионосферном слое ($l_0 = 2\pi/x_0$ - внешний масштаб неоднородностей, ϕ - отношение характерных масштабов (спектральных компонент) неоднородностей вдоль (x_H) и поперек (x_r) магнитного поля Земли),

$$N_0^2 = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} P_N(x_r, x_H) x_r dx_r dx_H. \quad (8)$$

в [9] получены выражения и проведены детальные расчеты (см. также [30]) индекса флуктуаций принимаемого излучения

$$S_4 = 2^{1/2} \varphi_{og} \times F_g \times f(\beta),$$

$$\varphi_{og} = \left[2^{1/2} \pi^{1/4} (r_e \lambda) N_{og} (L\phi)^{1/2} / \sqrt{x_0 \beta} \right] (\sec \chi)^{1/2}, \quad (9)$$

$$F_g = \sin u, f(\beta) = \left[\frac{1}{2} \sqrt{2\beta^2} \right] \sqrt{3\beta^4 + 2\beta^2 + 3},$$

$$S_4 = 2^{1/2} \varphi_{op} \times F_p \times f(\beta),$$

$$\varphi_{op} = \left[\pi^{1/2} \frac{1}{2} (r_e \lambda) (N_{op} (L\phi)^{1/2} / 2^{1/4}) \sqrt{x_0 \beta} \right] (\sec \chi)^{1/2}. \quad (10)$$

Здесь $u = \left(\frac{\lambda z}{2\pi} \right) \frac{F_p}{x_0^2} = 2 \frac{x_0^2}{x_0^2 \varphi_p}$; $\beta^2 = \cos^2 \psi + \phi^2 \sin^2 \psi$,
 χ, ψ - углы между вертикалью (магнитным полем) и направлением распространения сигнала. На рис. 1 [9] приведена зависимость функции $F_{p,q} = S_{4p,q} / \sqrt{2} \varphi_{op,q}$

(штриховая линия - $F_g(u)$ от величины u . Из рисунка видно, что в ближней зоне от рассеивающего неоднородного экрана ($x_0 \ll x_{\text{ФФ}}/\sqrt{2}$) $F_g \sim \lambda^2 \sim f^{-2}$, $F_p \sim \lambda^{1.5} \sim f^{-1.5}$, в дальней зоне ($x_0 \gg x_{\text{ФФ}}/\sqrt{2}$) $F_{g,p} \sim \lambda \sim f^{-1}$. Интенсивность.

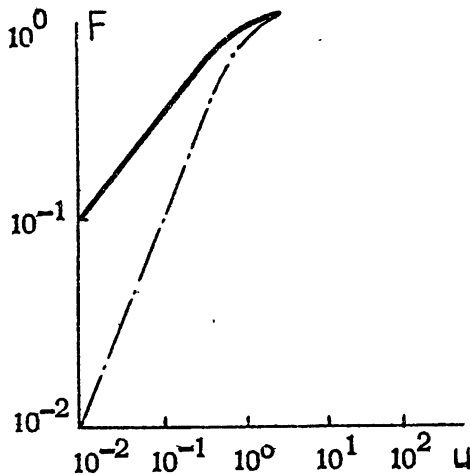


Рис.1

флуктуаций принимаемого излучения в ближней зоне значительно меньше для гауссова спектра неоднородностей электронной концентрации.

Форма спектра флуктуаций интенсивности принимаемого излучения для случая анизотропного гауссова

$$P_{Ng}(x_x, x_y, x_z) \sim \nu_0 \exp\left[-\frac{\nu_0^2}{2} (x_x^2 + \eta x_y^2 + \xi x_z^2)\right] \quad (11)$$

и степенного

$$P_{Np}(x_x, x_y, x_z) \sim (x_x^2 + \eta x_y^2 + \xi x_z^2)^{-p/2} \quad (12)$$

спектров флуктуаций электронной концентрации в ионосферном слое рассчитана в приложении малых фазовых возмущений в [3] (предполагается, что неоднородности движутся с постоянной скоростью U_x вдоль оси $x - x_x = 25\nu/U_x$). Причем

вычисления проводились как для Фурье - спектра

$$P_I(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i2\pi\nu\tau} \Gamma_I(\tau) d\tau \quad (13)$$

так и для спектра Бесселя

$$B_I(\nu) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \tau J_0(2\pi\nu\tau) \Gamma_I(\tau) d\tau \quad (14)$$

Здесь $\Gamma_I(\tau)$ - временная корреляционная функция флуктуирующей интенсивности сигнала, $J_0(x)$ - функция Бесселя нулевого порядка.

Результаты соответствующих вычислений [3] приведены в табл. 1. Из табл. 1 следует, что по спектрам флуктуирующей интенсивности принимаемого излучения за слабым фазовым экраном может быть определена форма спектра флуктуирующей электронной концентрации в ионосферном слое*).

В [9] рассмотрен вопрос о пространственном (временном) масштабе корреляции флуктуаций радиосигналов за слабым фазовым экраном

$$C_{x,y} = \frac{2}{\pi^{1/2}} \cdot S^2 \left[\int_{-\infty}^{\infty} x_{x,y} P_I(x_{x,y}) dx_{x,y} \right]^{-1} \quad (15)$$

где

$$P_I(x_{x,y}) = 4 \int_{-\infty}^{\infty} P_{\psi}(x_x, x_y) \sin^2(x^2/x_{\text{ФР}}^2) dx_{x,y}$$

*) При этом, однако следует иметь в виду, что увеличение толщины ионосферного слоя с неоднородностями приводит к замыванию Френелевских осцилляций (табл. 1) в спектрах флуктуаций интенсивности принимаемого излучения (соответствующие расчеты см. [23]).

Таблица 1

Спектр флуктуаций интенсивности	Гауссовы неслонородности Неоднородности вытянутых вдоль оси y	Степенной спектр неоднородности (12)
1	2	3
Фигуры	$P_{I_g}(\nu) \sim \frac{b_0}{v_x} \sin^2 \left[\sqrt{\lambda z} \left(\frac{\nu}{v_x} \right)^2 \right] \exp \left\{ - \left(\frac{\pi \nu b_0^2}{v_x} \right)^2 \right\}$ <p>минимумы на $\nu = 0, \frac{v_x}{\sqrt{\lambda z}}, \dots, \frac{\sqrt{n} v_x}{\sqrt{\lambda z}}$</p> $\left[10 \lg \left(\frac{P_{I_g}(\nu)}{\sin^2 (\pi \lambda z \nu^2 / v_x^2)} \right) = - \frac{10}{2.5} \left(\frac{\pi b_0^2}{v_x} \right)^2 \nu^2 + K_1 \right]$	$P_{I_p}(\nu) \sim \frac{v^{p-3} v_x^{p-2}}{v^{p-1}} \sin^2 \left[\sqrt{\lambda z} \left(\frac{\nu}{v_x} \right)^2 \right]$ <p>минимумы на $\nu = 0, \frac{v_x}{\sqrt{\lambda z}}, \dots, \frac{\sqrt{n} v_x}{\sqrt{\lambda z}}$</p> $\left[10 \lg \left\{ \frac{P_{I_p}(\nu)}{\sin^2 (\pi \lambda z \nu^2 / v_x^2)} \right\} = - \right.$ $\left. - 10(p-1) \lg (\nu) + K_2 \right].$

1	2	3
Фурье	<p>Неоднородности выгнуты вдоль оси Z или изотропы</p> $P_{I_g}(\nu) \sim \frac{\nu_0}{\nu_x^2} \exp\left[-\left(\frac{\sqrt{\lambda} \nu_0}{\nu_x}\right)^2\right] \text{ для } \nu > \frac{\nu_x}{\sqrt{\lambda \lambda z}}$ $P_{I_g}(\nu) \sim \frac{\nu^{p-3} \nu_x^{p-2}}{\nu^{p-1}} \text{ для } \nu > \frac{\nu_x}{\sqrt{\lambda \lambda z}}$ $[10 \log P_{I_p}(\nu)] = -10(p-1) \log(\nu) + K_4$	$P_{I_g}(\nu) \sim \frac{\nu^{p-3} \nu_x^{p-2}}{\nu^{p-1}} \text{ для } \nu > \frac{\nu_x}{\sqrt{\lambda \lambda z}}$ $[10 \log P_{I_p}(\nu)] = -10(p-1) \log(\nu) + K_4$
	Изотропные неоднородности	
Бессель	$B_{I_g}(\nu) \sim \frac{\nu_0}{\nu_x^2} \sin^2\left[\sqrt{\lambda \lambda z} \left(\frac{\nu}{\nu_x}\right)\right] \exp\left[-\left(\frac{\sqrt{\lambda} \nu_0}{\nu_x}\right)^2\right]$ <p>минимумы на $\nu = 0, \nu_x/\sqrt{\lambda z}, \dots, \nu_x/\sqrt{\lambda z}$</p> $[10 \log \left\{ \frac{B_{I_g}(\nu)}{\sin^2(\sqrt{\lambda \lambda z} \nu/\nu_x)} \right\} = -2.3 \left(\frac{\sqrt{\lambda} \nu_0}{\nu_x}\right)^2 + K_5]$	$B_{I_p}(\nu) \sim \frac{\nu^1}{\nu_x^2} \sin^2\left[\sqrt{\lambda \lambda z} \left(\frac{\nu}{\nu_x}\right)\right] \left(\frac{\nu}{\nu_x}\right)^{-p}$ <p>минимумы на $\nu = 0, \nu_x/\sqrt{\lambda z}, \dots, \nu_x/\sqrt{\lambda z}$</p> $[10 \log \left\{ \frac{B_{I_p}(\nu)}{\sin^2(\sqrt{\lambda \lambda z} \nu/\nu_x)} \right\} = -10 p \log \nu + K_6]$

Приводятся результаты соответствующих расчетов $\sigma_{x,y}$ (15) для случаев гауссовых анизотропных неоднородностей электронной концентрации. Характерный временной (пространственный) масштаб флуктуаций принимаемого излучения (нормальное падение волны на ионосферу) в случае слабых возмущений электронной концентрации со степенным спектром равен (для $x_0 \ll x_{\text{ФФ}}/\sqrt{2}$) [9]

$$\sigma = \sigma_{x,y} / \nu_{x,y}, \quad (16)$$

где

$$\sigma_x \sim \nu_0 \lambda^{1/2} \left[(3\beta^4 + 2\beta^2 + 3) / (8\beta^4 + 4\beta^2 + 3) \right],$$

$$\sigma_y \sim \beta \nu_0 \lambda^{1/2} \left[(3\beta^4 + 2\beta^2 + 3) / (3\beta^4 + 4\beta^2 + 8) \right].$$

Частотная корреляция флуктуаций фазы и амплитуды излучения за экраном со слабыми флуктуациями фазы исследована в [12]. В этой работе вычислялись функции частотной когерентности $C_{A\varphi}(\Delta\lambda)$ флуктуаций, характеризующие ослабление флуктуаций амплитуды или фазы широкополосного сигнала с полосой частот $\Delta f \sim 1/\Delta\lambda$ за счет частотной декорреляции отдельных спектральных составляющих [12]:

$$C_A(\Delta\lambda) = \overline{A_w^2} / \overline{A_y^2} \quad (17)$$

$$C_\varphi(\Delta\lambda) = \overline{\varphi_w^2} / \overline{\varphi_y^2}$$

Здесь

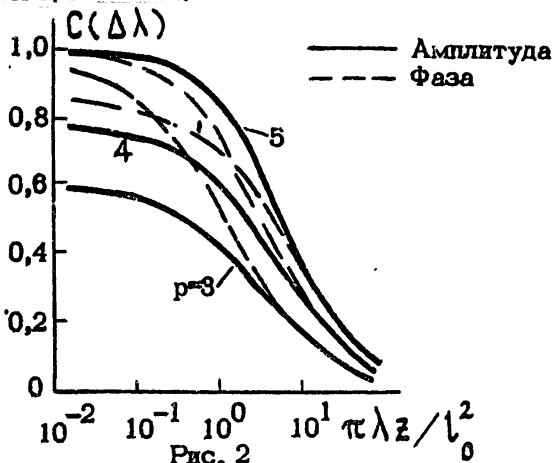
$$\left\langle \frac{A_w^2}{\varphi_w^2} \right\rangle = 2\pi \int_0^\infty P_A(\Delta\lambda, x) x dx$$

$$\left\langle \frac{A_y^2}{\varphi_y^2} \right\rangle = 2\pi \int_0^\infty P_\varphi(0, x) x dx$$

$$P_\varphi(\Delta\lambda, x) \sim P_N(x) \frac{\sin^2\left(\frac{\lambda z}{4\pi} x^2\right)}{\cos^2\left(\frac{\lambda z}{4\pi} x^2\right)} F_B(\Delta\lambda, x),$$

где $F_B(\Delta\lambda, z) = \exp\left[-(\Delta\lambda z / 2\pi)^2 z^2\right]$
 для случая приемника с П-образной полосой пропускания шириной $\sim 1/\Delta\lambda$.

Пример расчета коэффициентов частотной когерентности для амплитудных и фазовых флуктуаций сигнала за фазовым экраном со степенным $(P_N(z) \sim z^{-p})$ спектром флуктуаций электронной концентрации приведен на рис. 2 [12]. Из рисунка следует, что фазовые флуктуации принимаемого излучения обладают большей по сравнению с амплитудными флуктуациями полосой когерентности.



В заключение еще раз заметим, что практически все приведенные здесь результаты исследований статистики радиосигналов за фазовым экраном справедливы для случая слабых флуктуаций фазы, возникающих в ионосферном слое^{*)}.

1.2. Метод возмущений

Метод возмущений применительно к задаче ионосферных слитилляций радиосигналов наиболее полно был разработан в работах [14, 15, 28]. Здесь мы приведем лишь некоторые основные соотношения теории возмущений, характерные

^{*)} В этой связи см. [31] и ниже.

ризирующие особенности этого метода в задаче о статистике сигнала за слоем со степенным спектром неоднородностей электронной концентрации.

Если поле слабой рассеянной волны, описываемые в борновском приближении, записать в виде

$$E = E_x + iE_y, \quad (18)$$

то в случае гауссовой статистики квадратурных компонент излучения E_x , E_y для индекса флуктуаций интенсивности принимаемого сигнала имеем [14, 28].

$$S_4^2 = 4\sigma_x^2 + \sigma_T^4 \left[1 + \left(\frac{|\beta|^2}{\sigma_T^4} \right) - 4 \frac{\sigma_x^4}{\sigma_T^4} \right] \quad (19)$$

Здесь $\beta = \sigma_x^2 - \sigma_y^2 + 2iC_{xy}$, а соответствующие величины дисперсий флуктуаций квадратурных компонент сигнала σ_x^2 , σ_y^2 и их корреляция C_{xy} для слоя со спектром неоднородностей электронной концентрации $P_N(x_x, x_y, 0)$ имеют вид [14, 15, 28]

$$\sigma_x^2 = \left(\frac{r_e \lambda}{2\pi} \right)^2 L \iint P_N(x_x, x_y, 0) \sin^2(x^2/x_{\text{ФР}}^2) dx_x dx_y,$$

$$\sigma_y^2 = \left(\frac{r_e \lambda}{2\pi} \right)^2 L \iint P_N(x_x, x_y, 0) \cos^2(x^2/x_{\text{ФР}}^2) dx_x dx_y, \quad (20)$$

$$C_{xy} = - \left(\frac{r_e \lambda}{2\pi} \right)^2 L \iint P_N(x_x, x_y, 0) \sin^2(2x^2/x_{\text{ФР}}^2) \cos(2x^2/x_{\text{ФР}}^2) dx_x dx_y,$$

$$\sigma_T^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2 = \left(\frac{r_e \lambda}{2\pi} \right)^2 L \iint P_N(x_x, x_y, 0) dx_x dx_y. \quad (21)$$

Заметим, что в методе фазового экрана величина σ_T — среднеквадратичное значение флуктуаций фазы волны на экране (см. п. 1.1).

Из соотношений (20), (21) следует, что в ближней зоне ($x^2/x_{\text{Фр}}^2 \ll 1$) $\sigma_y^2 \approx \sigma_T^2$, $C_{xy} \approx 0$, следовательно, рассеянный сигнал находится в квадратуре с сильной невозмущенной компонентой принимаемого излучения. В дальней зоне ($x^2/x_{\text{Фр}}^2 \gg 1$) $\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \frac{1}{2} \sigma_T^2$, $C_{xy} = 0$, C_{xy} - максимально в промежуточной зоне.

В случае очень слабых флуктуаций ($\sigma_T^2 \ll 1$) из соотношения (19) имеем (ср. (2), (4))

$$S_4^2 \approx 4\sigma_x^2; \quad \sigma_y^2 \approx \sigma_y^2$$

и для $P_N(x) \sim x^{-p} - S_4 \sim \lambda^{(p+2)/4}$ (22)

Однако, как показано в [14, 15, 28] с помощью соответствующих численных расчетов по формуле (19) конечные значения величин σ_T^2 ($\sigma_T^2 = \sigma^2 \lambda^2$) и β могут привести к более резкой частотной зависимости индекса амплитудных флуктуаций принимаемого излучения ($S_4^2 \sim \lambda^2$ при $p \approx 4$, см. рис. 3 [15]).

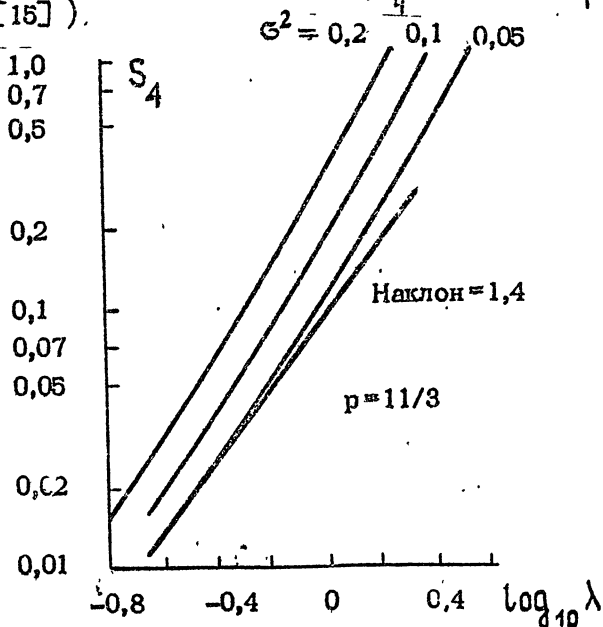


Рис. 3

Следует еще раз отметить, что полученные выше результаты базируются на предположении гауссовой статистики слабой рассеянной компоненты принимаемого сигнала за ионосферным слоем с хаотическими неоднородностями с широким спектром масштабов.

1.3. Метод плавных возмущений

Расчеты характеристик ионосферных спитилляций методом плавных возмущений (МПВ) проводились в работах [1, 4, 13, 24].

В [24] с помощью МПВ рассчитан индекс флуктуаций интенсивности принимаемого излучения за слоем со сложной структурой спектра неоднородностей (степенной спектр плюс гауссова аномалия в некоторой области масштабов).

Более детальные расчеты спектров флуктуаций логарифма амплитуды (χ) и фазы (ψ) сигнала проводились в [4]. Здесь получены соответствующие выражения для двумерных спектров амплитуды и фазы [4]

$$P_{\chi\psi}(\vec{x}) \approx \frac{\pi}{4} \frac{k^2 \omega_0^4}{\omega^4} f_{\chi\psi}(x) \Phi_N(\vec{x}, 0) \quad (23)$$

в предположении экспоненциальной формы ионосферного слоя

$$\omega_0^2(z) = \omega_0^2 \exp[-(L-z)/H], \quad z < L \quad (24)$$

В соотношениях (23), (24): ω_0 - плазменная круговая частота максимума слоя; L, H - характерный размер и эффективная толщина слоя соответственно; ω - рабочая круговая частота сигнала; $f_{\chi\psi}(x)$ - функция пространственной фильтрации

$$f_{\chi\psi}(x) = (H/2) [1 - \exp(-2L/H)] = \left\{ (2/H) \left[\cos \left[x^2(z-L)/K \right] - \right. \right. \quad (25)$$

$$= \exp(-2L/H) \cos\left[\frac{x^2 z}{K}\right] + \frac{x^2}{K} \left[\exp(-2L/H) \sin\left(\frac{x^2 z}{K}\right) - \sin\left[\frac{x^2(z-L)}{K}\right] \right]$$

$\Phi_N(\vec{x}, 0)$ - трехмерный спектр неоднородностей электронной концентрации слоя ($\int \Phi_N(\vec{x}, 0) = \int_0^H P_N(x, z) dz$)
 В расчетах [4] полагали

$$\Phi_N(\vec{x}, 0) = \frac{\ell_0^3 \overline{\epsilon_N^2}}{\pi^2 [1 + (x_x^2 + \eta^2 x_y^2) \ell_0^2]^{3/2}}, \quad (26)$$

где $\overline{\epsilon_N^2} = (\Delta N/N)^2$ - дисперсия относительных флуктуаций электронной концентрации, ℓ_0 - характерный (внешний) масштаб неоднородностей ($\ell_0 \approx 300$ м, [4]).

На рис. 4 и 5 [4] приведены спектры амплитудных и фазовых флуктуаций, рассчитанные (при $z = 400$ км, $f = 2$ ГГц, $f_0 = 9$ МГц) по формулам (23) + (26) для случая изотропных неоднородностей электронной концентрации ($\eta = 1$) в зависимости от безразмерного параметра $\zeta = x^2(z-L)/K$. Из рисунков следует, что с ростом эффективной толщины слоя H происходит "замывание" Френелевских флуктуаций в спектре амплитуды и фазы сигнала (см. также п. 1.1 и [23]).

Наиболее детальные расчеты спектральных характеристик ионосферных сцинтилляций сигналов с помощью МПВ проведены в [1, 13]. В этих работах получены строгие (в рамках МПВ) интегральные выражения для функций пространственной (временной) корреляции и соответствующие выражения для спектров флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) и фазы принимаемого излучения. В виду громозкости этих выражений мы их здесь не приводим. Заметим лишь, что из этих строгих выражений вытекают следующие простые оценочные соотношения для радиуса временной корреляции (по уровню 0,6 соответствующей функции корреляции) флуктуаций принимаемого излучения

$$\tau \approx \frac{0,28 r_0}{v} (\cos^2 \psi + \alpha^2 \sin^2 \psi)^{1/2} \quad (27)$$

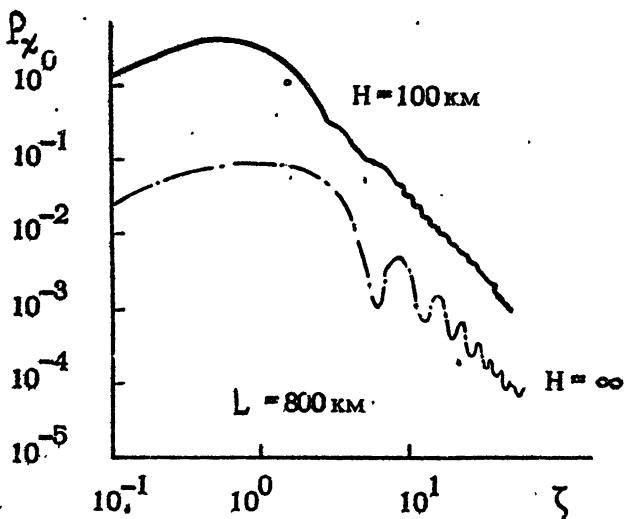


Рис. 4

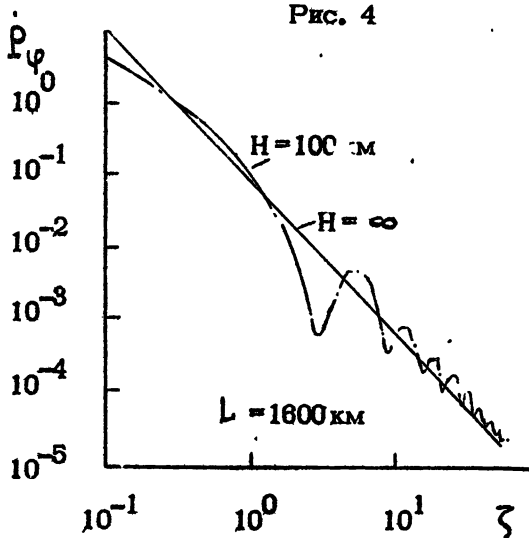


Рис. 5

радиуса пространственной корреляции

$$\rho \approx \frac{0,28 r_0}{L-\rho} (\cos^2 \Psi + \sin^2 \Psi)^{1/2} \quad (28)$$

и среднеквадратичного значения флуктуаций уровня сигнала (при постоянном значении σ_N и турбулентной структуре неоднородностей электронной концентрации с показателем спектра $\rho = 4$)

$$\sigma_x \sim \sigma_N \lambda^{1,5} \sqrt{\rho L} \quad (29)$$

В соотношениях (27) + (29) введены следующие обозначения $\mathcal{V}(\rho)$ - скорость дрейфа неоднородностей в проекции на направление, примерно перпендикулярное проекции геомагнитного поля Земли, ρ - расстояние от одного из концов трассы до середины ионосферного слоя, L - протяженность слоя вдоль трассы распространения сигнала, $r_0 = \sqrt{\lambda z}$ - зона Френеля ($z = \frac{\rho(L-\rho)}{L}$, L - длина трассы распространения).

В [1] приведено также выражение для коэффициента частотной корреляции сигналов в приближении слабых флуктуаций

$$\rho_x = \left[F(F + \Delta F) \right]^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\rho}{L} - 1 \right)} \cdot \left[\left(F + \frac{\Delta F}{2} \right)^{\frac{\rho}{2} - 1} - \left(\frac{\Delta F}{2} \right)^{\frac{\rho}{2} - 2} \right]^{-2} \quad (30)$$

полученное для неоднородного слоя со степенным спектром флуктуаций электронной концентрации (ΔF - разность несущих частот, F - нижняя несущая частоты).

1.4. Теория многократного рассеяния радиоволн

В работах [7, 8, 10, 11, 32] проводились численные расчеты статистических характеристик флуктуаций излучения за ионосферным слоем с неоднородностями электронной концентрации.

В [10] проведены расчеты индекса флуктуаций интенсивности сигнала

$$S_4^2 = \Gamma_4(0,0,z) - 1 \quad (31)$$

и коэффициента пространственной корреляции

$$C_I(z) = [\Gamma_4(0,z,z) - 1] / S_4^2 \quad (32)$$

за слоем конечной толщины L с неоднородностями электронной концентрации, имеющими степенной спектр флуктуаций

$$\Phi_N(x) = \ell_0 \sqrt{\frac{1+x^2 \ell_0^2}{\pi}} \left[\Gamma_N(\ell) = \exp(-\ell/\ell_0) \right] \quad (33)$$

Исходным для расчета функций S_4^2 и $C_I(z)$ служит параболическое уравнение для четырехточечной функции флуктуаций поля E приходяемого излучения $\Gamma_4(\vec{\alpha}, \vec{\beta}, z) = <$

$$= \langle E(\vec{\rho}_1, z) E^*(\vec{\rho}_2, z) \cdot E(\vec{\rho}_3, z) E^*(\vec{\rho}_4, z) \rangle$$

(где $\vec{\alpha} = \vec{\rho}_1 - \vec{\rho}_2$, $\vec{\beta} = \vec{\rho}_3 - \vec{\rho}_4$) [10]

$$\frac{\partial \Gamma_4}{\partial z} + i \frac{\partial^2 \Gamma_4}{\partial \xi \partial \eta} - cV(\xi, \eta) \Gamma_4 = 0, \quad (34)$$

$$C = \frac{k^3 \ell_0^3}{4} \left(\frac{f_0}{f} \right)^4 \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2; \quad \xi = \alpha/\ell_0; \quad \eta = \beta/\ell_0; \quad z = z/k\ell_0^2,$$

$$V(\xi, \eta) = -2\sigma(0) + 2\sigma(\xi) + 2\sigma(\eta) - \sigma(\xi + \eta) - \sigma(|\xi - \eta|);$$

$\sigma(\xi) = 2\ell_0 \xi K_1(\xi)$ ($K_1(\xi)$ - функция Макдональда).

На рис. 6 [10] приведена зависимость показателя экспоненты

$$n = - \left(\frac{dS_4}{S_4} \right) / \left(\frac{df}{f} \right), \quad (35)$$

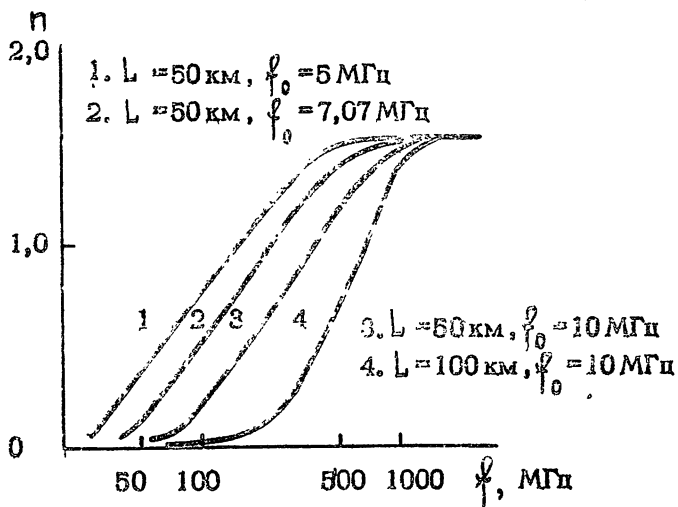


Рис. 6

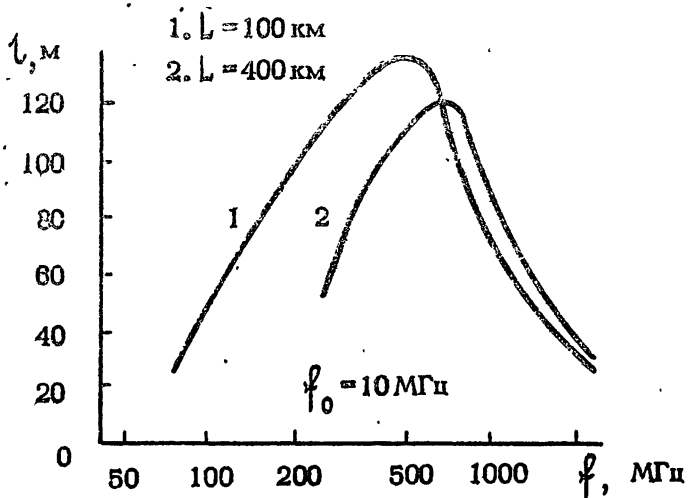


Рис. 7

характеризующего частотную зависимость флуктуаций интенсивности сигнала. Из рисунка видно, что при принятых здесь параметрах неоднородностей ионосферного слоя ($l_0 = 300$ м, $\sqrt{\frac{2N}{N}} = 0,05$, высота слоя $Z = 250$ км), равенство $n = 1,5$ справедливо лишь для частот $f \gg 1$ Гц. С уменьшением частоты сигнала показатель n падает.

На рис. 7 [10] для тех же параметров неоднородностей слоя, что использовались в расчетах рис. 6, приведена частотная зависимость радиуса пространственной корреляции (по уровню 0,5 функции $C_{\pm}(z)$). Из рисунка следует, что с уменьшением частоты вначале происходит рост радиуса пространственной корреляции флуктуаций принимаемого излучения (в случае слабых возмущений $l \sim \sqrt{\lambda}$ (см., например, [28]), а затем - уменьшение величины l (за счет усиления флуктуаций волны в слое и перехода к режиму сильных флуктуаций в принимаемом излучении).

В работе [11] приводится численный расчет спектра флуктуаций интенсивности сигнала на расстоянии Z за фазовым экраном со степенным спектром флуктуаций показателя преломления ионосферной плазмы $\Phi_n(x) = 2\pi T/k^2 L x^p$ (T - интенсивность флуктуаций показателя преломления среды). Соответствующее выражение для двумерного спектра флуктуаций интенсивности принимаемого излучения имеет вид [11]:

$$P_I(\vec{x}) = \iint \exp(i\vec{x}\vec{\beta}) \cdot \left[\exp - \left\{ T^2 z^{2-p} \Gamma(2 - \frac{p}{2}) / (\rho - 2) \Gamma(\frac{\rho}{2}) \right\} \cdot \left(2|\beta|^{p-2} + 2 \left| \frac{\vec{x}z}{k} \right|^{p-2} - \left| \beta + \frac{\vec{x}z}{k} \right|^{p-2} - \left| \beta - \frac{\vec{x}z}{k} \right|^{p-2} \right) \right] d\vec{\beta} \quad (36)$$

На рис. 8, 9 [11] для различных значений параметра $U = T(\lambda z)^{-1/2}$ приведены примеры спектра флуктуаций интенсивности и функции пространственной корреляции интенсивности сигнала, рассчитанные в [11] по формуле (36) для случая соответствующего спектра флуктуаций показателя преломления с $\rho = 3$. Из этих рисунков следу-

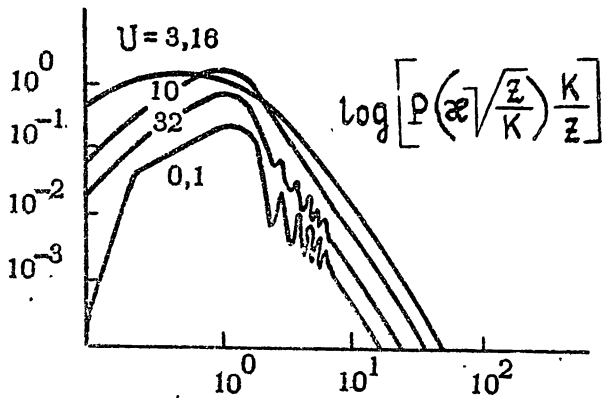


Рис. 8

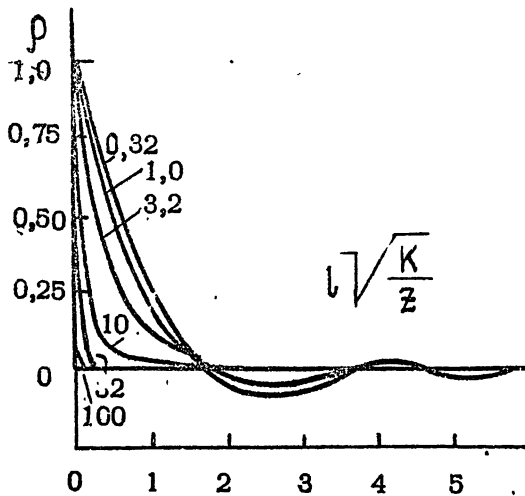


Рис. 9

ет, что с ростом возмущений фазы волны в ионосферном слое (с ростом параметра U) происходит насыщение амплитудных флуктуаций в точке наблюдения и уменьшения радиуса пространственной корреляции этих флуктуаций (случай $U \leq 0,1$ соответствует случаю слабых возмущений). Наклон высокочастотной части спектра флуктуаций интенсивности сигнала в точке наблюдения с ростом фазовых возмущений волны в слое не изменяется.

Функции пространственно-частотной корреляции флуктуаций принимаемого излучения за слоем с неоднородностями со степенным и гауссовым спектрами флуктуаций электронной концентрации вычислены в [32]. Соответствующие исходные выражения для функций $\Gamma(\vec{p} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2, \omega_1, \omega_2) = <$

$$= \langle E(\vec{p}_1, z, \omega_1) E^*(\vec{p}_2, z, \omega_2) \rangle$$

$$\Gamma(\vec{p}, z, \omega_1, \omega_2) = \langle E(\vec{p}_1, z, \omega_1) E(\vec{p}_2, z, \omega_2) \rangle$$

приводимые в [32], по структуре аналогичны (34). Результаты соответствующих расчетов функции $|\Gamma|$ иллюстрируют рис. 10, 11 [32]. На рис. 10 показана зависимость частотной корреляции флуктуаций принимаемого излучения для различных несущих частот $f_H (X = \frac{f_2 - f_1}{2f_H} - \text{относительное изменение частоты сигнала, толщина слоя } L = 50 \text{ км, характерный масштаб неоднородностей электронной концентрации (см. (34)) } l_0 = 300 \text{ м, плазменная частота слоя } f_0 = 5 \text{ МГц, } \sqrt{\frac{\Delta N}{N}} = 0,05, \text{ высота ионосферного слоя } z = 350 \text{ км}). \text{ Заметим, что для частоты } f_H = 250 \text{ МГц флуктуации коррелированы при разнесении } \Delta f > f_H. \text{ На рис. 11 изображены контуры равных значений пространственно-частотной корреляции флуктуаций излучения за слоем с неоднородностями в зависимости от относительного частотного } (X) \text{ и пространственного } (p/l_0) \text{ разнесения каналов в точке наблюдения (параметр } C = 1,55 \text{ (см. (34)), безразмерные параметры } z_0 = L/kl_0^2 = 0,424 \text{ и } \gamma = z/kl_0 = 2,97 \text{ (см. (34)) для гауссового (сплошная линия) и степенного (штриховая) спектров флуктуаций неоднород-$

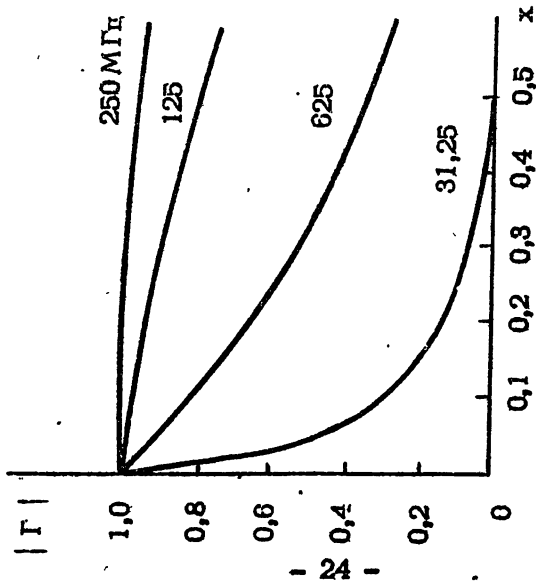


Рис. 10

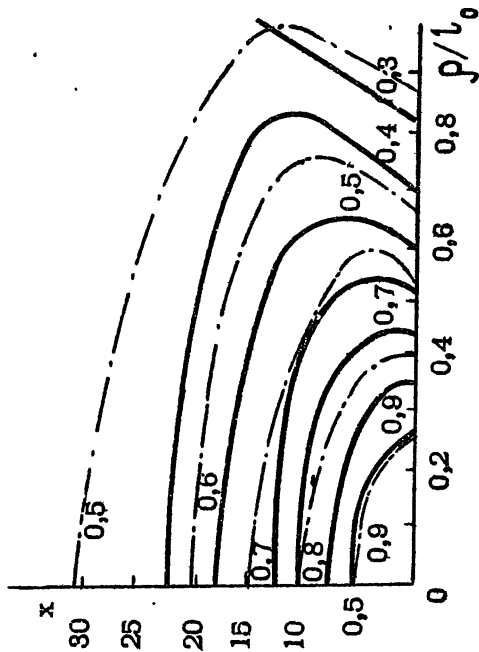


Рис. 11

ностей электронной концентрации. Рисунок наглядно показывает взаимные изменения радиусов пространственной и частотной корреляции флуктуаций принимаемого излучения. Следует обратить внимание на немонотонный характер этих изменений (двузначность радиуса частотной корреляции флуктуаций в некоторой окрестности сравнительно больших пространственных разнесений точек наблюдения).

В заключение заметим, что в работе [8] на основании исследований [10] приведены результаты численных расчетов глубины амплитудных (S_4^2) и фазовых ($\overline{\Delta\psi^2}$) флуктуаций волны с частотами $f = 4$ ГГц и $f = 138$ МГц за фазовым экраном для случая степенного спектра неоднородностей электронной концентрации с $\rho = 3$. В этой же работе обращается внимание на то обстоятельство, что учет многократного рассеяния радиоволны ионосферной плазмой (при $\overline{\Delta\psi^2} > 1$) может быть необходим в очень широком спектре изменений параметров ионосферных неоднородностей особенно для УКВ диапазона частот.

В работе [7] в качестве иллюстрации возможности существования довольно интенсивных флуктуаций амплитуды сигнала с немонотонной частотной зависимостью их в диапазоне $10 + 200$ МГц проведены численные расчеты дифрагированного сигнала на квазирегулярной структуре из нескольких изолированных неоднородностей электронной концентрации ионосферной плазмы.

Г л а в а II. Результаты экспериментальных исследований сцинтилляций радиосигналов в ионосфере

2.1. Функции распределения флуктуаций амплитуды и фазы

Статистика флуктуаций сигналов ИСЗ излучалась в целом ряде работ [1, 13, 14, 18, 22, 28, 31].

В Милстоне (США) в течение 1971 - 73 г.г. проводились наблюдения за сигналами ИСЗ "Транзит" ($f = 150$ и 400 МГц), находящимися на полярных орбитах с высотой ~ 1000 км [1, 13]. В ходе исследований были определены функции распределения флуктуаций амплитуды и фазы при-

маемого излучения. Согласно [1, 13] эмпирические функции распределения логарифма амплитуды и фазы не являются нормальными, за исключением случая очень слабых флуктуаций ($\sigma_\chi < 0,5$ дБ), M - распределение Накагами достаточно хорошо описывает эмпирические функции распределения интенсивности флуктуирующих сигналов в случае умеренных и сильных амплитудных флуктуаций.

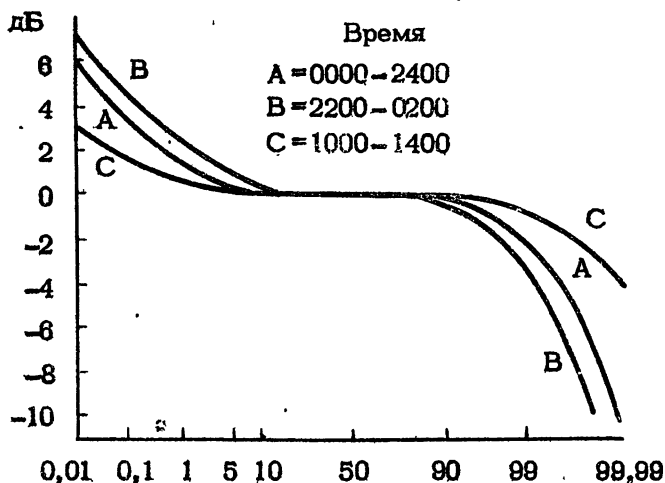
В работах [14, 28, 31] приведены результаты исследований статистики сигналов ИСЗ, которые показывают хорошее согласие между эмпирическими функциями распределения амплитуд сигналов и соответствующими функциями распределения, построенными в предположении гауссовой статистики квадратурных компонент принимаемого излучения (см. п. 1.2), когда флуктуации амплитуды принимаемого излучения достаточно малы. Причем в [14] анализировались записи сигналов геостационарных ИСЗ AT5 -5 ($f = 137,6$ и 412 МГц), сделанные в 1973 г. в Гамильтоне (США), а в [18] - ИСЗ

AT5-3 ($f = 136$ МГц), сделанные в Лиме (Перу) в 1969 году. Наиболее детальные исследования статистики слабых флуктуаций амплитуды принимаемого излучения ИСЗ P76 - 5 с десятью когерентными частотами в диапазоне 100 МГц - 3 ГГц, находящегося на полярной орбите с высотой ~ 1000 км. были проведены в [31]. Прием сигналов осуществлялся в Покер Флат (Аляска), Анкон (Перу), Маршалских островах в Тихом океане и в Станфорде (Калифорния). При анализе статистики слабых амплитудных вариаций сигналов вначале из полученных записей отфильтровывались медленные флуктуации (с периодами $\sim 2 + 10$ с), обусловленные, как это показано с помощью синхронных записей амплитуды и фазы сигналов ИСЗ P76 - 5, фокусирующим и дефокусирующим действием сравнительно крупных интенсивных неоднородностей ионосферной плазмы. Ставшие "быстрые" слабые флуктуации амплитуды сигнала хорошо описываются обобщенным гауссовым распределением [31]. Причем, если на высоких и средних широтах это распределение резко отличается от Райсовского (для флуктуирующих компонент $\sigma_y^2 \gg \sigma_x^2$); то на экваторе оно близко к Райсовскому (при одном и том же значении величины $S_4 \approx 0,4$, но меньшей дисперсии флуктуаций фазы сигнала

ла в Анконе ($\sigma_{\varphi} = 0,35$) по сравнению с соответствующими величинами в Станфорде ($\sigma_{\varphi} = 0,58$) и Покер Флаче ($\sigma_{\varphi} = 0,8$). При насыщении амплитудных флуктуаций статистика сигналов на частоте 137 МГц удовлетворительно описывается релеевским распределением [31].

В работах [18, 22] приведены результаты исследований в 1979 + 74 г.г. статистика сигналов геостационарных ИСЗ АТС-3 и АТС-6 ($f = 137; 360$ МГц) на экваторе (Перу), северных (Ньюсорсуик) и средних (Сагамор Хилл) широтах. Обширный материал, полученный в Сагамор Хилл при наблюдениях ИСЗ АТС-3 позволил провести детальные сопоставления морфологических индексов ионосферных мерцаний амплитуды сигналов с функциями распределения Накагами. В [22] было установлено определенное соответствие между этими характеристиками флуктуаций сигналов. Причем в [22] было обнаружено хорошее соответствие между эмпирическими функциями распределения амплитудных флуктуаций сигналов ИСЗ и М-распределением Накагами. В результате статистической обработки результатов многочисленных записей сигналов ИСЗ АТС-3, используя соответствие морфологических индексов мерцаний М-параметрам из распределения Накагами, в [22] получены обобщенные эмпирические функции распределения флуктуаций амплитуды сигналов для различного времени суток в Сагамор Хилл (см. рис. 12). Распределения подобного рода были получены на основе известной статистики морфологических индексов ионосферных мерцаний сигналов и в других пунктах наблюдения. Они оказываются в довольно хорошем соответствии реально наблюдаемым обобщенным распределениям флуктуаций амплитуды сигналов ИСЗ АТС-3 [22]. Хорошее соответствие между эмпирическими распределениями интенсивных флуктуаций сигналов ИСЗ АТС-3 и АТС-6 и М-распределениями Накагами получено и в более поздних наблюдениях 1974 г. [18]. Причем в [18] отмечается, что наиболее сильные флуктуации амплитуды сигналов ИСЗ описываются релеевским распределением ($M = 1$).

В заключении заметим, что в [1] представлены эмпирические функции распределения мерцаний сигналов УКВ-ДЦВ



Время превышения амплитудой сигнала ординаты, %

Рис. 12

диапазона частот на различных широтах, приведенные с помощью модели слабых возмущений к зенитной трассе. В этом приближении амплитудные флуктуации с $B_{\chi} \leq 2$ дБ на частоте 137 МГц должны появляться не более, чем в 0,1% времени наблюдения на средних широтах [1]. Причем, на экваторе в период 10 + 16 часов местного времени они должны составлять 0,02 годового времени наблюдений, а в период 20 + 02 часа — превышать 40%. В высоких широтах суточный ход появляемости флуктуаций выражен менее четко [1].

2.2. Спектральные характеристики флуктуирующего излучения

В работе [25] описаны результаты наблюдения в Кембридже (США) сигналов дискретного источника Кассиопея-А на ряде фиксированных частот в диапазоне 40 + 230 МГц. Типичный спектр мощности флуктуаций принимаемого излучения имеет характерный наклон с показателем $(p - 1) \approx 3$ (см. рис. 13).

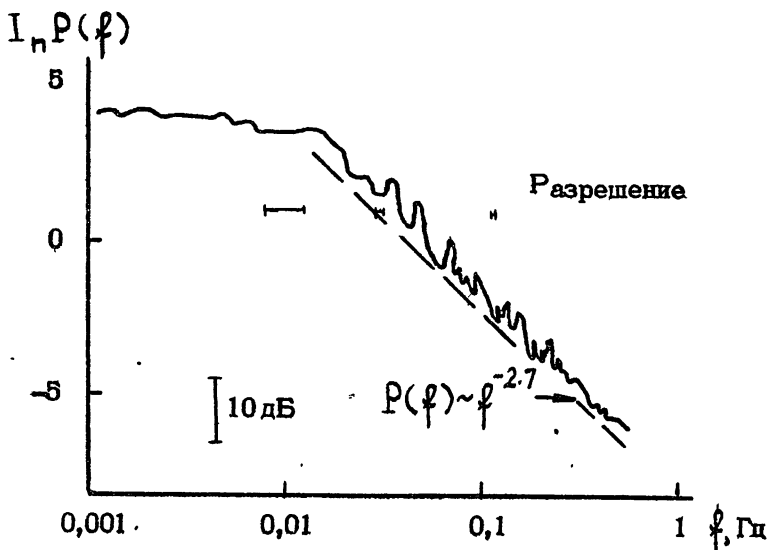


Рис. 18

Аналогичные результаты ($(p-1) \approx 3 + 4$) были получены в [23], когда в Боулдере (США) осуществлялись наблюдения за сигналами дискретного источника Лебедь-А на частоте 26 МГц и в [3], где приведены результаты исследований спектров флуктуаций этого источника на ряде фиксированных частот (100 + 400 МГц) в Гамильтоне (США).

Многочисленные вычисления спектров амплитудных и фазовых флуктуаций сигналов ИСЗ АТS - 6 ($f \approx 40; 140$ и 360 МГц) были выполнены в [20] по результатам соответствующих измерений в Боулдере. Наклон спектров амплитудных флуктуаций сигналов оказался заключенным в пределах $(p-1) \approx 2 + 3$ при вариациях индекса флуктуаций S_4 в диапазоне 0,07 + 1,7.

В [1, 13], наряду с общими итогами исследований спектров амплитуды и фазы сигналов - наклон спектра $2,8 \leq (p-1) \leq 3,3$, отмечается некоторое увеличение спектральной плотности флуктуации в области более высоких частот (меньших масштабов неоднородностей электронной концентрации).

Наблюдения в Слау (Англия) в 1973-74 г.г. за сигналами

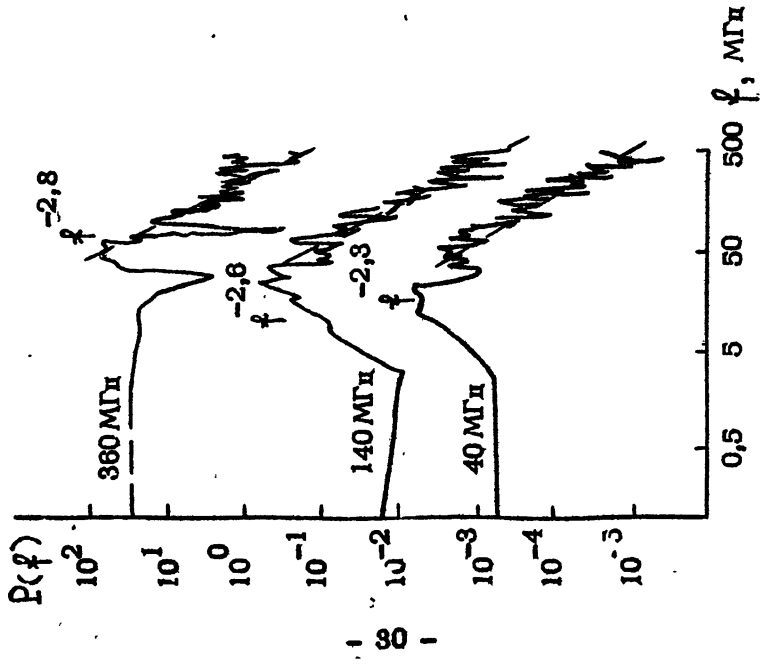


Рис. 14

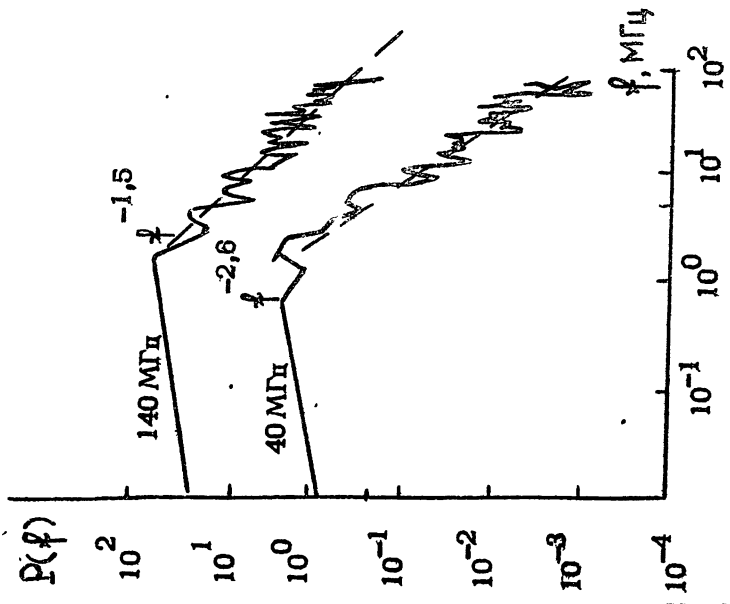


Рис. 15

лами геостационарного ИСЗ на частоте 137 МГц установили существование спектра амплитудных флуктуаций принимаемого излучения с наклонами в пределах $2,8 \leq (\rho - 1) < 4,4$ и медианным значением $(\rho - 1) = 3,4$ [2].

В работе [17] представлены результаты экваториальных измерений ионосферных сцинтилляций сигналов ИСЗ АТЗ - 6 ($f = 40; 140$ и 360 МГц) в 1975-76 г.г. Рассматривались отдельно флуктуации с характерными длительностями менее 10 с (I класс), коррелирующие с появлением диффузного по высоте F -spread, и флуктуации амплитуды с характерными длительностями 10 + 60 с (II класс), коррелирующие с появлением F -spread по частоте или с отсутствием F -spread. В [17] обнаружена зависимость наклонов спектра мощности флуктуаций сигналов от частоты как для сигналов I класса (рис. 14), так и для II класса (рис. 15). Причем, как видно из рисунков, для сигналов II класса зависимость наклона спектра от частоты противоположна по сравнению со случаем сигнала I класса.

Увеличение показателя спектра амплитудных флуктуаций сигналов с увеличением интенсивности флуктуаций было зарегистрировано в [18] по наблюдениям за сигналами ИСЗ АТЗ-6 (см. рис. 16). Для интенсивных флуктуаций сигналов наклон спектра составляет значения $(\rho - 1) = 4 + 5$, в то время как для слабых флуктуаций - $(\rho - 1) \approx 1,5 + 3$.

Надежные измерения фазовых спектров ионосферных сцинтилляций принимаемого излучения, по-видимому, впервые проведены в [31]. Типичный пример фазового спектра приведен на рис. 17. Существенным отличием фазового спектра от соответствующего спектра амплитудных флуктуаций (см. рис. 13) является отсутствие у первого насыщения спектра в области низких спектральных частот. По данным [31] характерный наклон спектров флуктуаций сигналов ИСЗ Р76-5 заключен в пределах $2 < (\rho - 1) < 4$.

2.3. Флуктуации сигналов и их частотная зависимость

Величина ионосферных флуктуаций сигналов может изменяться в широких пределах. Но наиболее характерной чертой амплитудных и фазовых флуктуаций является уменьшение их

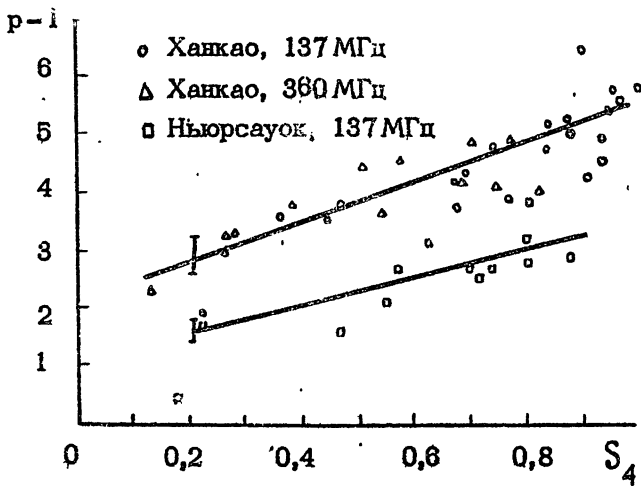


Рис. 16

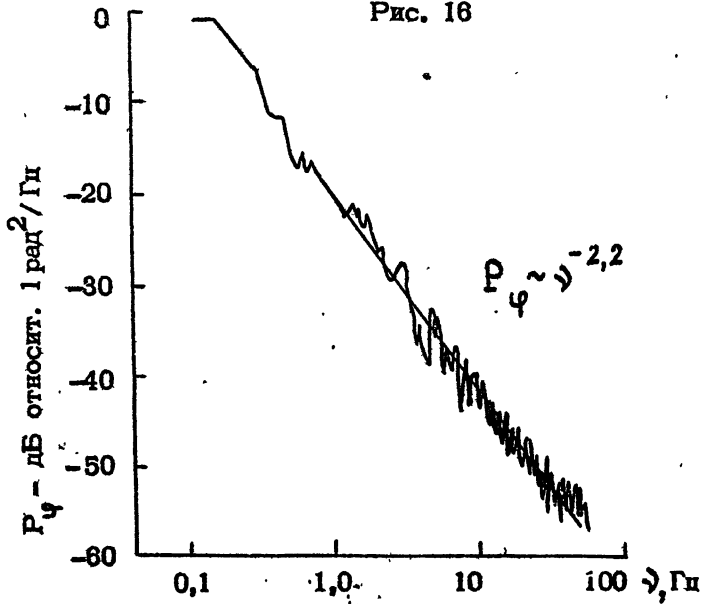


Рис. 17

с ростом частоты и наличие довольно интенсивных фазовых флуктуаций ($S_4 \geq 1$) при слабых ($S_4 \leq 0,1$) вариациях амплитуды (см. рис. 18 и 19 [31]).

Частотная зависимость фазовых флуктуаций сигналов ИСЗ фактически изучалась лишь в работе [31], где показано, что среднеквадратичные изменения фазы в широком диапазоне частот (100 + 3000 МГц) удовлетворительно аппроксимируются функцией $\sigma_\varphi(f) \sim f^{-1}$.

Большее количество работ [1, 6, 13-19, 22, 24, 31] посвящено изучению частотной зависимости амплитудных флуктуаций излучения дискретных источников и ИСЗ при дифракции его в ионосфере.

В работах [1, 13] автор, обсуждая результаты различных исследований величины показателя частотной зависимости флуктуаций амплитуды $n = [L_q(S_{f_1}/S_{f_2})]/L_q(f_1/f_2)$, приходит к заключению о справедливости значения $n \approx 1,5$ для случая слабых амплитудных флуктуаций принимаемого излучения. Причем, приводимая непосредственно в [1, 13] частотная зависимость амплитудных флуктуаций ИСЗ "Транзит" на $f_1 = 400$ МГц и $f_2 = 150$ МГц с $n = 1,5$ оказывается справедливой вплоть до значений $S_4 = 0,9$.

В то же время в работах [6, 14, 15, 24] отмечается наличие в ряде случаев более резкой ($n \approx 2$) частотной зависимости амплитудных флуктуаций в целом ряде наблюдений за ионосферными спинтиллациями сигналов в широком диапазоне частот $\sim 30 + 3000$ МГц.

Детальные измерения показателя n , выполненные в экваториальных районах на частотах 40; 140 и 360 МГц [16, 17] показали существование слабой частотной зависимости с $n \approx 0,46$ для сильных амплитудных флуктуаций ($S_{4360} < 0,5$) и зависимости с $n \approx 1,2$ - для слабых флуктуаций I класса ($S_{4360} < 0,5$). В то же время какая-либо определенная зависимость $n(S_4)$ для флуктуации II класса в измерениях [17] получена не была.

В работе [19] были проведены наблюдения за сигналами геостационарного ИСЗ ATS - 6 на частотах 40; 140 и 360 МГц в Боулдаре (США) в период с 1974 + 75 г.г. Было установлено, что величина $n(f_2/f_1) = n(40/100) = 1,5 + 1,7$

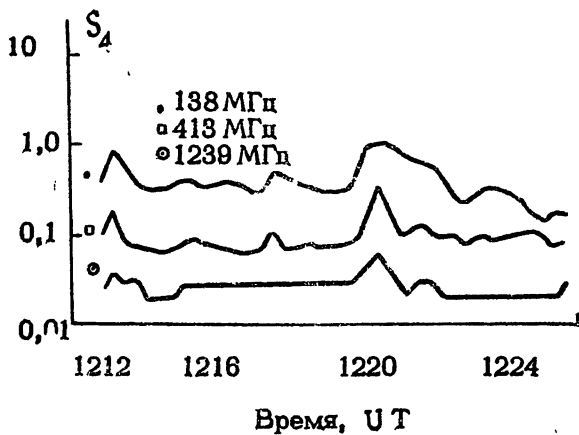


Рис. 18

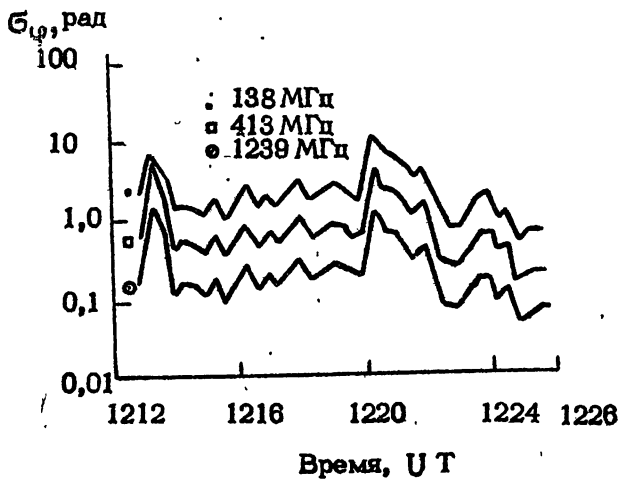


Рис. 19

для слабых амплитудных флуктуаций ($S_{4140} = 0,064$) и $n \approx 0,7 \rightarrow 1,4$ для больших флуктуаций ($S_{4140} \approx 0,2 \rightarrow 0,4$) (см. рис. 20).

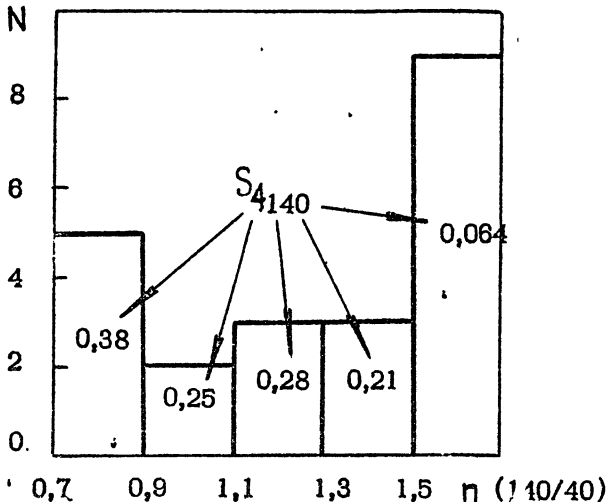


Рис. 20

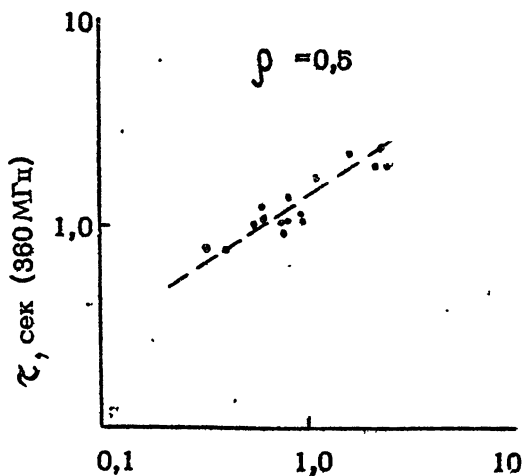
Детальные измерения показателя n были проведены так же в [18, 22]. И здесь было обнаружено уменьшение показателя частотной зависимости n при увеличении интенсивности флуктуаций (для слабых флуктуаций амплитуды $n(137/412) \approx 1,5$ [22], а для сильных ($M_{137} = 1,1 \rightarrow 2$) - $n(137/360) \approx 0,1 \rightarrow 1$ [18]).

Аналогичный результат был получен и в [31], где было зарегистрировано отклонение (уменьшение) показателя зависимости $S_4(f)$ от функции $f^{-1,5}$ в области больших флуктуаций амплитуды принимаемого излучения ИСЗ Р76-5.

2.4. Пространственно-временные характеристики флуктуаций

Пространственно-временные характеристики флуктуаций сигналов ИСЗ изучались в работах [1-3, 17-19].

Наблюдения за ИСЗ "Транзит" в [1] показали существование флуктуаций сигналов с характерными значениями



τ , сек (137 МГц)

Рис. 21

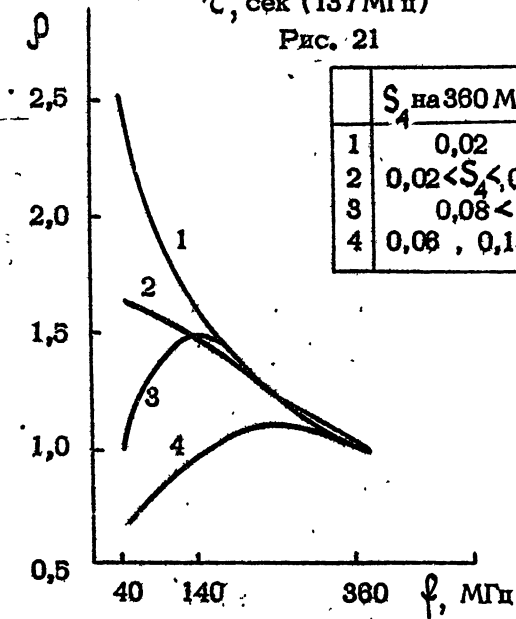


Рис. 22

$\tau_0 \sim 0,3$ и $0,35$ с на частотах $f = 400$ и 150 МГц соответственно. Было замечено, что, когда флуктуации принимаемого излучения достаточно интенсивны, для величины τ_0 практически отсутствует частотная зависимость, а при слабых флуктуациях $\tau_0 \sim f^{-1/2}$ [1]. Для геостационарных ИСЗ, как отмечается в [1], скорость флуктуаций примерно меньше на порядок, что позволяет оценить скорость дрейфа неоднородностей на высоте f -слоя ионосферы величиной $V \approx 85 + 175$ м/с [1].

В работах [3, 17] оценены скорости дрейфа неоднородностей по спектральной частоте, соответствующей началу высокочастотной части амплитудного спектра сигнала ($v_0 = V/\sqrt{\lambda z}$). Они оказались равными ($z \approx 300 + 400$ км) $V = 80 + 150$ м/с.

Более детальные исследования временных автокорреляционных функций амплитудных флуктуаций принимаемых сигналов геостационарного ИСЗ на частотах $40 + 360$ МГц были проведены в [18, 19]. В частности, в работе [18] установлено, что при относительно слабых амплитудных вариациях сигналов характерный временной масштаб флуктуаций (по уровню 0,5 для автокорреляционной функции) на частоте 137 МГц примерно равен соответствующей величине на частоте 360 МГц ($\tau_0 \approx 1 + 3$ с), а для сравнительно интенсивных флуктуаций $2\tau_{0,137} \approx \tau_{0,360} \approx (0,3 + 1)$ с (рис. 21).

На рис. 22 [19] приведена зависимость нормированного радиуса временной автокорреляции флуктуаций амплитуды сигналов ИСЗ АТС - 6 от частоты и указаны соответствующие значения величин S_{4360} и r ($140/40$). Из рисунка видно, что при слабых флуктуациях характерный временной интервал замираний сигналов $\tau_0 \sim f^{-1/2}$, а с ростом возмущений сигналов на низких частотах величина τ_0 заметно уменьшается.

В [2] были проведены прямые измерения скоростей дрейфа и характерных масштабов пространственной корреляции флуктуаций сигналов ИСЗ "Intelsat-II" на частоте 137 МГц с помощью пространственно разнесенного приема базами $\sim 300 + 600$ м. В результате полного корреляционного анализа полученных записей сигналов были получены

пространственные распределения дрейфовых скоростей дифракционной картины на Земле (ночью преимущественное направление дрейфа - северо-западное, днем - юго-западное). Средняя скорость дрейфа составляла $v = 90$ м/с ($67 \leq v \leq 122$ м/с) [2]. Дифракционная картина (луктуаций) принимаемого излучения в ночное время была вытянута вдоль проекции магнитного поля Земли в месте наблюдения с коэффициентом $\beta_0 \sim 5$ и минимальным размером эллипса $\ell_0 \sim 0,8$ км. В дневное время картина была квазизотропна ($\beta_c \sim 2$) с размером $\ell_0 \sim 0,6$ км [2].

2.5. Корреляция флуктуаций по частоте

В работах [18, 19] были проведены измерения частотной корреляции флуктуаций принимаемого излучения ИСЗ

АТ5-6. Во время сравнительно сильных амплитудных замираний сигналов частотная корреляция на частотах 137 и 360 МГц практически отсутствовала ($\Delta f (137/360) < 0,4$) [18]. В то же время при умеренных амплитудных вариациях сигналов на частотах 140 и 360 МГц $\overline{\Delta f} (140/360) \approx 0,6$, но с понижением частот наблюдаемых сигналов (с повышением индекса амплитудных флуктуаций S_4) частотная корреляция флуктуаций уменьшилась $\overline{\Delta f} (140/40) \approx 0,17$ и $\overline{\Delta f} (360/40) \approx 0,09$ [19].

Эпизодические измерения частотной корреляции флуктуаций амплитуды и фазы сигналов ИСЗ Р76-5 были проведены в [31]. Они показали возможность значительной декорреляции ($\Delta f (447/379) \approx 0,2 + 0,4$) фазовых флуктуаций ДЦВ сигналов ИСЗ при довольно хорошей корреляции амплитудных вариаций на этих же частотах ($\Delta f \approx 0,75 + 0,8$). Кроме того в [31] была замечена существенная декорреляция флуктуаций принимаемого излучения в полосе $\Delta f \approx 11,5$ МГц на частотах ~ 400 МГц во время сравнительно интенсивных флуктуаций сигналов на частотах ~ 1 ГГц в экваториальных районах.

На рис. 23 [1] приведена зависимость корреляции сигналов различных несущих частот, полученная по результатам наблюдений за мерцаниями сигналов r различных географичес-

F — нижняя частота, МГц

$$F = 83 \div 1500$$

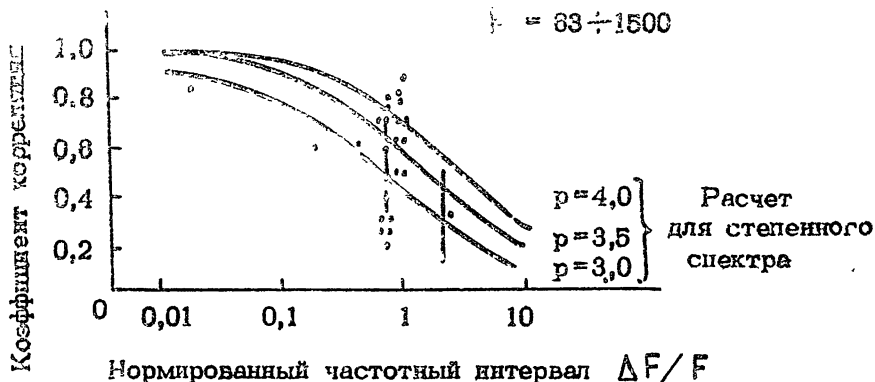


Рис. 23

ких районах, и теоретические кривые, построенные по формуле (30). Из рисунка видно, что в области сравнительно слабых амплитудных флуктуаций (точки левее вертикальной линии на рис. 23) требуемое частотное разнесение каналов для обеспечения величины $\rho(\Delta f) \approx 0,5$ составляет значительную величину, причем верхняя частота примерно втрое должна превышать нижнюю.

2.6. Сравнение результатов экспериментальных и теоретических исследований. Неоднородная структура ионосферы

Функции распределения флуктуаций. Сравнительный анализ экспериментальных и теоретических работ в области исследований статистики ионосферных скинтилляций радиосигналов [1, 13 + 15, 18, 22, 28, 31] в целом показывает, что для слабых амплитудных флуктуаций принимаемого излучения справедливо обобщенное гауссово распределение с преобладанием

Г
противофазной квадратурной компоненты рассеянного сигнала (см. п. 1.2), для описания сравнительно сильных сцинтилляций наиболее удовлетворительным является M - распределение Накагами (см. п. 2.1).

Спектры флуктуаций. Сопоставление результатов экспериментальных и теоретических исследований в части характера измеряемых спектров ионосферных флуктуаций принимаемого излучения, проведенное в работах [1 + 4, 8 + 11, 13, 17, 18 20, 23, 24, 31], дало следующие результаты. Во всех исследованиях была установлена преимущественная роль степенных спектров флуктуаций сигналов. В среднем по всем наблюдениям для случая слабых флуктуаций амплитуд сигналов, как и предсказывается теорией слабых возмущений с колмогоровской турбулентностью ионосферной плазмы (см. Гл. 1), показатель наклона спектра $(p - 1) = 3$. В то же время с ростом возмущений волны в ионосферном слое наблюдается более резкое падение спектра в области более высоких спектральных частот $(p - 1) \approx 4 + 5$ [18, 31]. Но поскольку теоретические исследования [11] предсказывают сохранение наклона амплитудного спектра при увеличении флуктуаций принимаемых сигналов, следовательно, в рамках существующих теоретических представлений, при увеличении возмущений электронной концентрации в ионосферном слое возрастает соответствующий показатель спектра этих флуктуаций. В то же время при умеренных возмущениях волны в слое возможно понижение спектрального показателя неоднородной структуры электронной концентрации ионосферной плазмы. На это обстоятельство указывает численный расчет индекса флуктуаций амплитуды сигнала на частоте $f \approx 4$ ГГц, который приводит к согласию с соответствующими результатами экспериментальных исследований для степенного спектра неоднородностей электронной концентрации экваториальной ионосферы при $p = 3$ [8].

Частотная зависимость мерцаний. В подавляющем числе работ, посвященных анализу частотной зависимости радиомерцаний сигналов [1, 6, 7, 9, 10, 13 + 18, 22, 24, 31], в случае слабых амплитудных флуктуаций принимаемого излучения получено значение показателя частотной зависимости $n \approx 1,5$, как это и предсказывается теорией слабых возмущений для

ионосферной турбулентности с колмогоровским спектром флуктуаций электронной концентрации (см. Гл. 1). Для сравнительно сильных амплитудных флуктуаций сигналов наблюдается падение показателя $\mu \approx 0,1 + 1$ [18], которое находится в согласии с теорией многократного рассеяния радиоволн в ионосферной плазме (см. п. 1.4). Фазовые флуктуации для слабых и сильных вариаций принимаемого излучения, как правило, удовлетворительно описываются обратнопропорциональной частотной зависимостью, что является наиболее убедительным свидетельством справедливости приближения фазового экрана при интерпретации результатов наблюдений ионосферных скintилляций радиосигналов в широком диапазоне частот (см. [31] и п. 1.1). Имеющая место в ряде экспериментальных исследований частотная зависимость ионосферных скintилляций с показателем $\mu \approx 2$ может быть объяснена, как это показано в [14, 15], в рамках обобщенной гауссовой статистики принимаемого излучения с преобладанием противофазной квадратурной компоненты рассеянного сигнала при умеренных вариациях волны в ионосферном слое, а также наличием в ряде случаев неоднородностей электронной концентрации ионосферы с гауссовой структурой спектра пространственных масштабов [1]. Необходимо отметить также зарегистрированное в [1] явление ионосферных скintилляций сигналов на частоте 150 и 400 МГц с показателем спектра $\mu \approx 1,5$ вплоть до значений индекса флуктуаций $S_4 = 0,9$, что в данном случае является свидетельством справедливости методов слабых возмущений и в области довольно сильных амплитудных замираний принимаемого излучения (см. Гл. 1).

Временные и пространственные характеристики. Сравнительный анализ теоретических и экспериментальных исследований временных и пространственных характеристик ионосферных мерцаний радиосигналов [1 + 3, 8, 18, 19] позволяет сделать вывод о соответствии теории слабых возмущений (зависимость радиуса временной корреляции флуктуаций $\tau_0 \sim f^{-1/2}$) результатам наблюдений (см. Гл. 1 и п. 2.4), равно как и о справедливости предсказаний теории многократного рассеяния радиоволн (п. 1.4) об уменьшении величины μ с увеличением \sin -

тенсивности флуктуаций принимаемого излучения. Сопоставление теоретических представлений о поведении амплитудных спектров сигналов (см. Гл. 1) с результатами измерений этих спектров позволили получить важные сведения о скорости дрейфа неоднородностей электронной концентрации на высотах ионосферы (см. п. 2.4 и ниже).

Частотная корреляция. Результаты экспериментальных исследований [1, 18, 19, 31] показали, что в условиях слабых возмущений, как это и предсказывалось соответствующей теорией (см. Гл. 1), радиус частотной корреляции ионосферных сцинтилляций примерно в $(2 \div 3)$ раза превышает нижнюю из наблюдаемых частот сигнала [1], а в случае сильных флуктуаций значительно уменьшается и может составлять величину ~ 11 МГц (средняя частота ≈ 400 МГц) во время интенсивных флуктуаций сигналов ИСЗ на частоте 1 ГГц в экваториальной ионосфере [31].

Неоднородная структура ионосферы. В [1] при обобщении результатов различных исследований спектральных характеристик ионосферных сцинтилляций радиосигналов было сделано заключение о возможности представления неоднородностей электронной концентрации ионосферы степенным спектром с показателем $\rho = 4$, отношением осей неоднородностей порядка двух и внешним масштабом $l_0 \geq 20$ км. В пользу квазизотропной структуры ионосферных неоднородностей свидетельствует и сравнительный анализ структуры амплитудных спектров флуктуаций сигналов дискретного источника Лебедь-А, проведенный в [3] по методике, изложенной в табл. 1⁺). Довольно детальные исследования неоднородной структуры ионосферы с привлечением теории фазового экрана (см. п. 1.1) были проведены в [2]. Они позволили сделать следующие выводы. В спокойных геофизических условиях в ночное время на средних широтах ответственные за флуктуации сигналов на частоте ~ 137 МГц неоднородности расположены на высоте $\bar{z} \approx 350$ км в слое толщиной в несколь-

⁺) В [3] в подавляющем большинстве случаев наблюдались спектры амплитудных флуктуаций сигналов удовлетворительно описываемые бесселевскими спектрами.

ко сотен километров [2]. Они анизотропны (вытянуты вдоль \vec{H}_3) с показателем ~ 4 , а в перпендикулярном \vec{H}_3 направлении показатель анизотропии примерно равен 2 [2]. Скорость дрейфа этих неоднородностей составляет $70 + 120$ м/с, относительные флуктуации электронной концентрации в неоднородностях $\sqrt{\left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2} \approx (1 + 2) \cdot 10^{-2}$ [2]. В дневное время подобные изотропные неоднородности находятся в E - слое ионосферы. Характерный пространственный масштаб их составляет несколько сотен метров [2].

Следует отметить, также, что наряду с общепризнанным степенным спектром ионосферных неоднородностей, в [7] на основе теоретического расчета (см. также п. 1.4) мерцаний радиосигналов сделан вывод о возможности существования в ионосфере небольшого числа изолированных неоднородностей электронной концентрации, способных вызвать довольно интенсивные замирания с характерной немонотонной частотной зависимостью индекса флуктуаций.

Г л а в а Ш. Модель ионосферных синцитлляций радиосигналов

3.1. Модель Фремоу-Поре

В работе [26] на основании результатов многочисленных наблюдений за ионосферными синцитлляциями сигналов дискретных источников и ИСЗ, проведенных различными авторами до 1970 г., была предложена модель неоднородностей электронной концентрации ионосферы, которая в целом описывает основные закономерности, присущие явлению мерцаний сигналов в ионосфере (суточный ход, сезонную, широтную зависимость мерцаний и зависимость их от солнечной активности)

$$\Delta N = K_e (1 + K_{er} R) \left[1 - K_{es} \cos \frac{\pi}{91} (D + 10) \right] \times \left[\exp\left(-\frac{t^2}{T_e^2}\right) + \exp\left\{-\frac{(t - 24)^2}{T_e^2}\right\} \right] \exp\left(-\frac{\lambda^2}{\lambda_e^2}\right) + \quad (37)$$

$$+ K_m \left(1 + K_m \cos \frac{\pi t}{12} \right) \exp \left\{ - \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_m} \right)^2 \right\} +$$

$$+ K_h \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_h} \right) \right].$$

Здесь R — число солнечных пятен, D — день года, t — время суток в часах, λ — магнитная инвариантная широта. Первое слагаемое описывает неоднородную структуру экваториальной ионосферы, второе — среднеширотной, третье — высокоширотной ионосферы. Граница высокоширотной неоднородной структуры:

$$\lambda_0 = \lambda_1 - \lambda_r - R - \lambda_t \cos \frac{\pi t}{12} \quad (38)$$

а ее ширина

$$\lambda_h \approx K_{h2} \lambda_0$$

Входящий в (37), (38) целый набор неизвестных коэффициентов был определен в [27] с помощью сопоставления результатов экспериментальных измерений различных морфологических индексов мерцааний S_i , проведенных различными авторами (см. [26]), с теоретическим выражением для индекса флуктуаций S_4 (9), полученным в приближении слабых возмущений для модели гауссовых неоднородностей ионосферы. При этом полагалось, что толщина ионосферного слоя (100 км), высота (350 км), коэффициент анизотропии неоднородностей (10) — постоянные величины. В результате было получено следующее выражение для модели неоднородностей электронной концентрации ионосферы

$$\Delta N = \Delta N_e(R, D, t, \lambda) + \Delta N_m(t, \lambda) + \Delta N_h(R, t, \lambda) + \Delta N_a(R, t, \lambda) \quad (39)$$

Здесь последний член описывает особенности неоднородной структуры авроральной ионосферы.

$$N_e = 5,5 \cdot 10^9 \left(1 + 0,05R \right) \left[1 - 0,4 \cos \pi \left(\frac{D + 10}{91,25} \right) \right] \times$$

$$\left\{ \exp\left[-\left(\frac{t}{4}\right)^2\right] + \exp\left[-\left(\frac{t-23,5}{3,5}\right)^2\right] \cdot \left\{ \exp\left[-\left(\frac{\lambda}{12}\right)^2\right] \right\} \right\} \lambda / \text{м}^3,$$

$$\Delta N_m = 6 \cdot 10^8 \left(1 + 0,4 \cos \frac{\pi t}{12}\right) \exp\left[-\left(\frac{\lambda - 32,5}{10}\right)^2\right] \lambda / \text{м}^3, \quad (40)$$

$$\Delta N_h = 2,7 \cdot 10^9 \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left[\frac{\lambda - \lambda_0(R,t)}{0,02 \lambda_0(R,t)}\right] \right\} \lambda / \text{м}^3,$$

$$\Delta N_g = 5 \cdot 10^7 \cdot R \exp\left[-\left(\frac{\lambda - 70 + 2 \cos(\pi t/12)}{0,03 R}\right)^2\right] \lambda / \text{м}^3$$

где $\lambda_0 = 79 - 0,13R - (5 + 0,04R) \cos \frac{\pi t}{12}$ град. и
среднее значение масштаба неоднородностей

$$\begin{aligned} \lambda_0 = & 300 + 600 \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left[(\lambda - 12)/3\right] - 450 \left[1 + \operatorname{erf}\left[(\lambda - 62)/3\right] \right] \right\} + \\ & + 200 \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left[(\lambda - 69)/3\right] \right\} \text{ м} \end{aligned} \quad (41)$$

На рис. 24 приведено сравнение результатов расчета индекса мерцающей S_3 с помощью модели (40), (41) и прямых экспериментальных измерений (крестики). На этом же рисунке шриховой линией изображена зависимость $S_3(\lambda)$, полученная в работе [29], в которой была уточнена зависимость инвариантной ширины границы высокоширотных мерцающих сигналов от K_p индекса [29]

$$\lambda = 6,04 - 1,4 K_p - 0,7 t \quad (42)$$

В конечном счете это привело к изменению второго и третьего слагаемых в модели Fremouw (40):

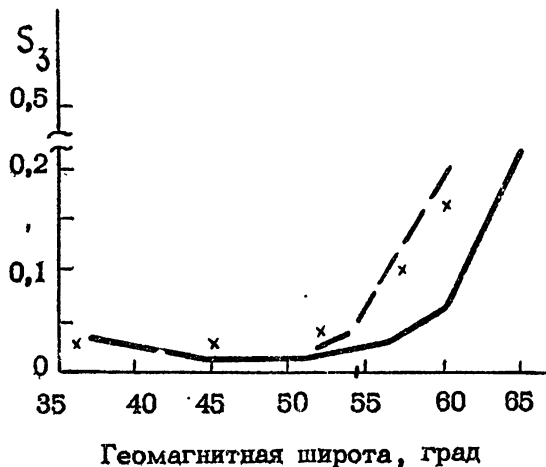


Рис. 24

$$\Delta N_h = 2,7 \cdot 10^9 \left[1 + \operatorname{erf} \left\{ \left[\lambda - 68 + (0,75 + 0,25C) K_p + 7,5C \right] / (7 - 3C) \right\} \right], \quad (43)$$

$$\Delta N_m = 6 \cdot 10^8 \left[1 + 0,4 \cos \left(\frac{\pi t}{12} \right) \right] \exp \left\{ - \left[(\lambda - 35) / 20 \right]^2 \right\},$$

где $L = \pi(t - 21) / 12$

Из рисунка 24 [27, 29] видно довольно хорошее совпадение результатов прогноза индекса мерцаний сигналов, построенного с помощью модели Фремиш - Поле (40) + (43) и прямых измерений S_3 . Однако, следует иметь в виду, что применение модели Фремиш - Поле ограничено лишь малыми сцинтилляциями сигналов ($S \lesssim 0,4$) и справедливо лишь в той области УКВ-ДЦВ частот, которая была использована для построения модели в предположении гауссова спектра

неоднородностей электронной концентрации ионосферы [27].

3.2. Модель Basu

Модель сцинтилляций радиосигналов в экваториальной ионосфере разработана в [30]. Здесь в качестве исходных данных о структуре неоднородностей электронной концентрации в ионосфере были использованы прямые измерения электронной концентрации на борту ИСЗ 060 - 6 с перигеем на высоте $h = 400$ км в районе экватора. Расчеты индекса мерцаний сигнала в точке наблюдения на Земле были проведены с применением формулы (10) в предположении степенной структуры неоднородностей с показателем $\rho = 4$, высотой слоя 450 км, толщиной его $L \approx 200$ км, внешним масштабом неоднородностей $l_0 \approx 20$ км и коэффициентом анизотропии неоднородностей $\phi \approx 5$ [30]. На рис. 25 приведена карта появляемости сцинтилляций сигналов частоты 140 МГц с глубиной 4,5 дБ ($S_4 = 0,24$), рассчитанная с помощью описанного выше метода. В [30] отмечается хорошее совпадение результатов прямых наблюдений за сигналами ИСЗ на частоте 140 МГц в экваториальном районе с модельными расчетами рис. 25 в случае слабых флуктуаций амплитуды принимаемого излучения ($S_4 \lesssim 0,4$).

З а к л ю ч е н и е

Заканчивая анализ теоретических и экспериментальных исследований ионосферных сцинтилляций радиосигналов кратко сформулируем основные результаты, полученные в ходе этих исследований.

1. Слабые флуктуации принимаемого излучения описываются обобщением гауссовым распределением с преобладанием противофазной квадратурной компоненты в рассеянном сигнале, сильные флуктуации удовлетворительно согласуются с M распределением Накагамы. Релеевское распределение описывает наиболее интенсивные замирания сигналов.

2. Флуктуации принимаемого излучения, как правило, имеют степенной спектр с показателем $(\rho - 1) = 3$ для

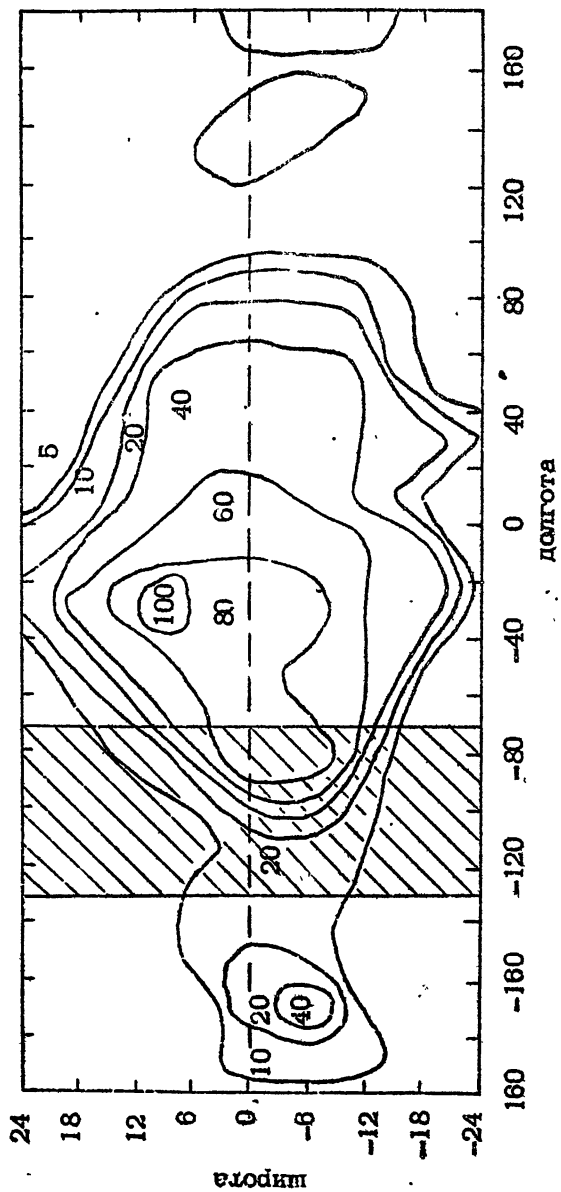


Рис. 25

случая слабых возмущений и $(\rho - 1) \approx 5 + 6$ - для интенсивных замираний сигналов.

3. Слабые флуктуации амплитуды ионосферных спятивляющих радиосигналов имеют показатель частотной зависимости $\nu \approx 1,5$, сильные - $\nu \approx 0,1 + 1$. Фазовые вариации сигналов удовлетворительно описываются частотной зависимостью f^{-1}

4. Скорость флуктуаций сигналов геостационарных ИСЗ составляет доли герц в случае слабых мерцаний и несколько герц в периоды сильной возмущенности ионосферы. Характерный пространственный масштаб дифракционной картины на Земле порядка нескольких сотен метров, скорость дрейфа $U \approx 70 + 120$ м/с для спокойных геофизических условий на средних широтах.

5. Радиус частотной корреляции УКВ-ДЦВ сигналов составляет сотни мегагерц в спокойных геофизических условиях и может достигать ~ 10 МГц во время сильных мерцаний сигналов на частотах 1 ГГц в экваториальных районах.

6. Неоднородности электронной концентрации ионосферы, как правило, имеют степенной спектр со средним значением показателя. $\rho = 4$

7. В ночное время неоднородности преимущественно расположены на высотах ~ 350 км в слое толщиной в несколько сот километров и имеют внешний масштаб более 20 км, вытянуты вдоль магнитного поля Земли с коэффициентом анизотропии ~ 4 , характерный средний масштаб неоднородности - несколько сотен метров, скорость дрейфа $U \approx 70 + 120$ м/с. Величина относительных флуктуаций электронной концентрации в неоднородностях $\Delta N/N \approx (1 + 2) \cdot 10^{-2}$. В дневное время изотропные неоднородности среднеширотной ионосферы расположены преимущественно в E-слое ионосферы.

Следует заметить, что представленные выше результаты ввиду малочисленности и противоречивости проведенных экспериментальных и теоретических исследований мерцаний радиосигналов в ионосфере дают лишь приближенные оценки соответствующих параметров. В связи с этим в дальнейшем, наряду с развитием теоретических исследований в этой области, для построения модели неоднородной структуры ионосферной плазмы

прежде всего необходимы комплексные экспериментальные исследования ионосферных спянтилляций радиосигналов ИСЗ и дискретных источников.

Л и т е р а т у р а

1. R.K.Crane, Proc.IEEE, 65, No 2,5, 1977
2. E.N.Bramley, P.Browning, J.Atm.Terr. Phys., 40, No 12, 1247, 1978
3. D.G.Singleton, J.Atm.Terr.Phys., 36, No 1, 113, 1974
4. C.H.Liu, K.C.Yeh, J.Atm.Terr.Phys., 39, No 2, 149, 1977
5. F.L.Dyson et al., J.Geophys.Res., 79, No 10, 1497, 1974
A.D.R.Phelps, R.S.Sagalyn, J.Geoph. Res., 81, No 4, 2059, 1976
6. C.L.Rufenach, J.Geoph.Res., 79, No 10, 1562, 1974
7. M.L.Heron, Radio Sci., 14, No 1, 97, 1979
8. C.M.Crain et al., Radio Sci., 14, No 1, 125, 1979
9. C.L.Rufenach, Radio Sci., 10, No 2, 155, 1975
10. K.C.Yeh et al., Radio Sci., 10, No 1, 97, 1975
11. M.Marians, Radio Sci., 10, No 1, 115, 1975
12. C.L.Rufenach, Radio Sci., 10, No 11, 973, 1975
13. R.K.Crane, J.Geoph.Res., 81, No 13, 2041, 1976
14. C.L.Rino et al., J.Geoph.Res., 81, No 13, 2051, 1976
15. C.L.Rino, J.Geoph.Res., 81, No 13, 2059, 1976

16. B.V.K.Murthy et al., Nature,262,
No 5563,38,1976
17. K.K.Moorthy et al., J.Atm.Terr.Phys.,
4I,No 2,123,1979
18. H.E.Whitney,S.Basu, Radio Sci.,I2,
No I,123,1977
19. R.Umeki et al., Radio Sci.,I2,No 2,
3II,1977
20. R.H.Ott, Radio Sci.,I2,No 2,3I9,1977
21. E.J.Fremouw et al., Geoph.Res.Lett.,
4,No II,539,1977
22. H.E.Whitney et al., Radio Sci.,7,
No I2,1095,1972
23. C.L.Rufenach, J.Geoph.Res.,77,No 25,
476I,1972
24. A.W.Wernik,C.H.Liu, J.Atm.Terr.Phys.,
36,No 5,87I,1974
25. T.J.Elkins,M.D.Papagianos, J.Geoph.
Res.,74,No I6,4I05,1969
26. E.J.Fremouw,H.F.Bates, Radio Sci.,
6,No IO,863,197I
27. E.J.Fremouw,C.L.Rino, Radio Sci.,
8,No 3,2I3,1973
28. C.L.Rino,E.J.Fremouw, Radio Sci.,
8,No 3,223,1973
29. J.H.Pope, Radio Sci.,9,No 7,675,
1974
30. S.Basu et al., Radio Sci.,II,No IO,
82I,1976
31. J.Fremouw et al., Radio Sci.,I3,
No I,167,1978
32. C.H.Liu,K.C.Yeh, Radio Sci.,IO,NoI2,
I055,1975

ОГЛАВЛЕНИЕ

	стр.
Введение	3
Г л а в а 1. Методы теории распространения радиоволн при исследованиях неоднородной структуры ионосферной плазмы	4
1.1. Приближение фазового экрана	4
1.2. Метод возмущений	12
1.3. Метод плавных возмущений	15
1.4. Теория многократного рассеяния радиоволн.	18
Г л а в а II. Результаты экспериментальных исследований сцинтилляций радиосигналов в ионосфере	25
2.1. Функции распределения флуктуаций амплитуды и фазы	25
2.2. Спектральные характеристики флуктуирующего излучения	28
2.3. Флуктуации сигналов и их частотная зависимость	31
2.4. Пространственно-временные характеристики флуктуаций	35
2.5. Корреляция флуктуаций по частоте	38
2.6. Сравнение результатов экспериментальных и теоретических исследований. Неоднородная структура ионосферы	39
Г л а в а III. Модель ионосферных сцинтилляций радиосигналов	43
3.1. Модель Fremouw-Pope	43
3.2. Модель Basu	44
Заключение	47
Литература	50