Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт № 257

ЧАСТОТНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ РАДИОВОЛН, РАССЕЯННЫХ НА АНИЗОТРОПНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

П.И. Шпиро

Горький 1988

Шпиро П. Й.

ЧАСТОТНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ РАДИОВОЛН, РАССЕЯННЫХ НА АНИЗОТРОПНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ // Препринт № 257. - Горький: НИРФИ. - 1988. - 12 с.

УДК 621.371.25

В борновском приближении получено выражение для функции частотной корреляции радиоволн, рассеянных на случайных неоднородностях среды, позволяющее определить статистические характеристики импульсных сигналов, распространяющихся в турбулентной атмосфере и ионосфере.

В случае обратного рассеяния на анизотропных неоднородностях ионосферы получены аналитические выражения для коэффициента частотной корреляции и средней формы импульсного сигнала.

Полина Ильинична Шпиро

ЧАСТОТНАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ РАДИОВОЛН,

РАССЕЯННЫХ НА АНИЗОТРОПНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Подписано в печать 07.09.88 г. МЦ 00921. Формат 60 x 84 1/16
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,75 усл. печ. л. Тираж 120
Заказ 4751. Бесплатно

Отпечатано на ротапринте в НИРФИ

Рассмотрим рассеяние радиоволн на случайных неоднородностях ионосферы, сосредоточенных в рассеивающем объеме конечных размеров.

В приближении однократного рассеяния (борновском) выражение для поля частоты ω_1, рассеянного случайными неоднородностями конечного объема V, запишется в виде /I/

$$U_{\omega_1}(\vec{r}_1)=\frac{K_{01}^2}{4\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\vec{r}' M(\vec{r}')\widetilde{\varepsilon}_{\omega_1}(\vec{r}')\left[\vec{e}_{s_1}\left[\vec{E}_{01}\vec{e}_{s_1}\right]\right]\frac{e^{iK_1|\vec{r}_1-\vec{r}'|}}{|\vec{r}_1-\vec{r}'|}. \quad (I)$$

Здесь $M(\vec{r}')$ - обрезающая функция, учитывающая конечность рассеивающего объема, падающая волна $\vec{E}_{01}=A_{01}\vec{e}_{A_1}\exp(iK|\vec{r}_0-\vec{r}'|)$, $\vec{e}_A$ - вектор поляризации падающей волны, $\vec{e}_0=\vec{K}_{01}/|\vec{K}_1|$, $\vec{e}_s=\vec{K}_{s1}'/|\vec{K}_1|$ - орты волновых векторов падающей и рассеянной волн.

Выражение для функции частотной корреляции $\Gamma_\omega(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=\langle U_{\omega_1}(\vec{r}_1)U^*_{\omega_2}(\vec{r}_2)\rangle$ в разнесенных точках будут иметь следующий вид:

$$\Gamma_\omega(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=\frac{K_{01}^2K_{02}^2}{(4\pi)^2}\iint_{-\infty}^{\infty} d\vec{r}'d\vec{r}''A_{01}A_{02}M(\vec{r}')M(\vec{r}'')\Gamma_{\varepsilon\omega}(\vec{r}'-\vec{r}'')\times$$

$$\times\left[\vec{e}_{s_1}\left[\vec{e}_{A_1}\vec{e}_{s_1}\right]\right]\left[\vec{e}_{s_2}\left[\vec{e}_{A_2}\vec{e}_{s_2}\right]\right]\frac{e^{iK_1\left[|\vec{r}_1-\vec{r}'|+|\vec{r}'-\vec{r}_0|\right]-iK_2\left[|\vec{r}_2-\vec{r}''|+|\vec{r}''-\vec{r}_0|\right]}}{|\vec{r}_1-\vec{r}'||\vec{r}_2-\vec{r}''|}. \quad (2)$$

В (2), учитывая статистическую однородность флуктуаций диэлектрической проницаемости $\langle\widetilde{\varepsilon}_{\omega_1}(\vec{r}_1)\widetilde{\varepsilon}_{\omega_2}(\vec{r}_2)\rangle=\Gamma_{\varepsilon\omega}(\vec{r}_1-\vec{r}_2)$, перейдем к новым переменным $\vec{\rho}=\vec{r}'-\vec{r}''$, $\vec{R}=\frac{1}{2}(\vec{r}'+\vec{r}'')$, откуда получим

$$\Gamma_\omega(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=\frac{K_{01}^2K_{02}^2}{(4\pi)^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} d\vec{R}\, d\vec{\rho}\, A_{01}A_{02}\,\gamma\,\Gamma_{\varepsilon\omega}(\vec{\rho})\,M\left(\vec{R}+\frac{\vec{\rho}}{2}\right)\times \tag{3}$$

$$\times\, M\left(\vec{R}-\frac{\vec{\rho}}{2}\right)\, e^{i(\psi_1-\psi_2)}\Big/\left|\vec{r}_1-\vec{R}-\frac{\vec{\rho}}{2}\right|\left|\vec{r}_2-\vec{R}+\frac{\vec{\rho}}{2}\right|,$$

где
$$\psi_1=K_1\left[\left|\vec{r}_1-\vec{\rho}/2-\vec{R}\right|+\left|\vec{R}+\vec{\rho}/2-\vec{r}_0\right|\right],$$

$$\psi_2=K_2\left[\left|\vec{r}_2-\vec{R}+\vec{\rho}/2\right|+\left|\vec{R}-\vec{\rho}/2-\vec{r}_0\right|\right],$$

$$\gamma=\left[\vec{e}_{s_1}\left[\vec{e}_{A_1}\,\vec{e}_{s_1}\right]\right]\left[\vec{e}_{s_2}\left[\vec{e}_{A_2}\vec{e}_{s_2}\right]\right]$$ – поляризационный множитель.

Для упрощения соотношения (3) воспользуемся, аналогично /I/, малостью функции $\Gamma_{\varepsilon\omega}(\vec{\rho})$ на расстояниях ρ много больше характерных масштабов неоднородностей среды, тогда можно записать

$$\left|\vec{r}_1-\vec{R}-\frac{\vec{\rho}}{2}\right|\approx\left|\vec{r}_1-\vec{R}\right|-\frac{\vec{r}_1-\vec{R}}{|\vec{r}_1-\vec{R}|}\frac{\vec{\rho}}{2}=s_1-\vec{n}_{s_1}\frac{\vec{\rho}}{2},$$

$$\left|\vec{r}_2-\vec{R}+\frac{\vec{\rho}}{2}\right|\approx\left|\vec{r}_2-\vec{R}\right|-\frac{\vec{r}_2-\vec{R}}{|\vec{r}_2-\vec{R}|}\frac{\vec{\rho}}{2}=s_2+\vec{n}_{s_2}\frac{\vec{\rho}}{2},$$

$$\left|\vec{R}-\vec{r}_0\pm\frac{\vec{\rho}}{2}\right|=\left|\vec{R}-\vec{r}_0\right|\pm\frac{1}{2}(\vec{R}-\vec{r}_0)\vec{\rho}\big/\left|\vec{R}-\vec{r}_0\right|=s_0\pm\frac{1}{2}\vec{n}_{s_0}\vec{\rho},$$

$$s_{1,2}=\left|\vec{r}_{1,2}-\vec{R}\right|,\quad s_0=\left|\vec{R}-\vec{r}_0\right|,\quad \vec{n}_{s_{1,2}}=\frac{\vec{r}_{1,2}-\vec{R}}{|\vec{r}_{1,2}-\vec{R}|},$$

$$\vec{n}_{s_0}=\frac{\vec{R}-\vec{r}_0}{|\vec{R}-\vec{r}_0|}.$$

Будем считать, что точки приема $\vec{r}_{1,2}$ и точка передачи $\vec{r}_0$ расположены на достаточно больших расстояниях от рассеивающего объема (много больше масштаба корреляции $\Gamma_{\varepsilon\omega}$), тогда в знаменателе подынтегрального выражения (3) и в произведении $M(\vec{R}+\vec{\rho}/2)\,M(\vec{R}-\vec{\rho}/2)$ пренебрежем $\vec{\rho}$, кроме того, введем среднюю и разностные частоты $\bar{\omega}=(\omega_1+\omega_2)/2$, $\Omega=(\omega_2-\omega_1)/2$, тогда $\delta=\dfrac{\omega_2-\omega_1}{\omega_2+\omega_1}=\dfrac{\Omega}{2\bar{\omega}}$, $\bar{K}=\dfrac{\bar{\omega}}{c}$

В результате получим

$$\Gamma_\omega=\frac{\kappa^2(1-\delta^2)}{(4\pi)^2}\iint A_{01}A_{02}\gamma M^2(\vec{R})\frac{\Gamma_{\varepsilon\omega}(\vec{\rho})}{|\vec{r}_1-\vec{R}||\vec{r}_2-\vec{R}|}e^{i[Q_1+\vec{Q}_2\vec{\rho}]}d\vec{R}\,d\vec{\rho}, \tag{4}$$

где

$$Q_1=\bar{K}\left[s_1-s_2-\delta(s_1+s_2+2s_0)\right],$$

$$Q_2(\vec{R})=\bar{K}\left[\vec{n}_{s_0}-\frac{1}{2}(\vec{n}_{s_1}+\vec{n}_{s_2})-\frac{1}{2}\delta(\vec{n}_{s_2}-\vec{n}_{s_1})\right]. \tag{5}$$

Как известно, для плазмы

$$\varepsilon=\langle\varepsilon\rangle+\tilde{\varepsilon}=1-\frac{4\pi e^2|\langle N\rangle+\tilde{N}|}{m\omega^2}, \qquad \tilde{\varepsilon}=-\frac{4\pi e^2\tilde{N}}{m\omega^2}$$

и, следовательно, $\Gamma_{\varepsilon\omega}=\dfrac{(4\pi)^2e^4}{m^2\bar{\omega}^2(1-\delta^2)^2}\Gamma_N$, где Γ_N – функция корреляции флуктуаций электронной концентрации. Таким образом,

$$\Gamma_\omega(\vec{r}_1,\vec{r}_2)=\frac{e^4}{m^2c^2}\iint d\vec{R}\,d\vec{\rho}\,A_{01}A_{02}\gamma M^2(\vec{R})\frac{\Gamma_N(\vec{\rho})\,e^{i(Q_1+\vec{Q}_2\vec{\rho})}}{|\vec{r}_1-\vec{R}||\vec{r}_2-\vec{R}|}$$

и, согласно определению спектральной плотности флуктуаций

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty} \Gamma_N(\vec{\rho})\, e^{-i\vec{Q}\vec{\rho}}\, d\vec{\rho} = (2\pi)^3 \Phi_N(\vec{Q}),$$

функция частотной корреляции будет иметь вид

$$\Gamma_\omega(\vec{r}_1,\vec{r}_2) = \frac{(2\pi)^3 e^4}{m^2 c^2} \iint d\vec{R}\, \frac{A_{01}A_{02}\gamma}{|\vec{r}_1-\vec{R}||\vec{r}_2-\vec{R}|} M^2(\vec{R})\, e^{iQ_1(\vec{R})}\, \Phi_N[-Q_2(\vec{R})], \quad (6)$$

где Q_1 и $\vec{Q}_2$ определяются соотношениями (5). Чтобы определить двухчастотную функцию когерентности $\Gamma_\omega(\vec{r})$ в совмещенной точке приема $\vec{r}_1 = \vec{r}_2 = \vec{r}_{пр}$, положим $S_1 = S_2 = S$, $\vec{n}_{S_1} = \vec{n}_{S_2} = \vec{n}_S$, тогда

$$S_1 + S_2 + 2S_0 = 2(S_0 + S) = 2\left[|\vec{r}-\vec{R}| + |\vec{R}-\vec{r}_0|\right] = 2\left[|\vec{r}| - \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|}\vec{R} + |\vec{r}_0| - \frac{\vec{r}_0}{|\vec{r}_0|}\vec{R}\right] =$$

$$= 2\left[|\vec{r}| + |\vec{r}_0| + \vec{R}(\vec{n}_{S_0} - \vec{n}_S)\right] = 2\left[|\vec{r}| + |\vec{r}_0| - \frac{\vec{q}\vec{R}}{\overline{K}}\right] \quad \text{и}$$

$$Q_1(\vec{R}) = -\frac{\Omega}{C}\left[|\vec{r}_{пр}| + |\vec{r}_0| - \frac{\vec{q}\vec{R}}{\overline{K}}\right],$$

$$Q_2(\vec{R}) = \overline{K}(\vec{n}_{S_0} - \vec{n}_S) = -\vec{q}(\vec{R}).$$

Окончательно получим следующее выражения для функции частотной корреляции рассеянных сигналов в совмещенной точке приема на Земле:

$$\Gamma_\omega(\vec{r}_{пр},\Omega) = \frac{(2\pi)^3 e^4}{m^2 c^2} I_0 \int d\vec{R}\, \frac{M^2(\vec{R})\Phi_N[\vec{q}(\vec{R})]\sin^2\chi}{|\vec{r}_{пр} - \vec{R}|^2} \times \quad (7)$$

$$\times \exp\left\{-i\frac{\Omega}{c}\left[|\vec{r}_{пр}| + |\vec{r}_{пер}|\right] + i\frac{\Omega}{\overline{\omega}}(\vec{q}\vec{R})\right\}.$$

Здесь $\Omega = \omega_2 - \omega_1$, I_0 - интенсивность падающей на область V волны с частотой $\bar{\omega} = (\omega_1 + \omega_2)/2$, $\vec{r}_{пер}(x_0, y_0, z_0)$ и $\vec{r}_{пр}(x_s, y_s, z_s)$ - радиусы-векторы точек передачи и приема в системе координат $\vec{R}(x, y, z)$ с началом в центре области, $\Phi_N(\vec{q})$ - спектральная плотность флуктуаций электронной концентрации N, $\vec{q} = \vec{K}_s - \vec{K}_0$ - вектор рассеяния, $\vec{K}_s$, $\vec{K}_0$ - волновые векторы падающей и рассеянной волн, $|\vec{q}| = 2\bar{K}\sin\frac{\theta_s}{2}$ где $\theta_s = \vec{K}_s\vec{K}_0$ - угол рассеяния, поляризационный множитель

$$\gamma = \left[\vec{n}_s[\vec{e}_A\vec{n}_s]\right]^2 = |\vec{e}_A - \vec{n}_s(\vec{e}_A\vec{n}_s)|^2 = 1 - (\vec{n}_s\vec{e}_A)^2 = \sin^2\chi ,$$

χ - угол между $\vec{e}_A$ и $\vec{K}_s$.

Согласно /2/, спектр $\Phi_N(\vec{\varkappa})$ в F - области ионосферы имеет существенно анизотропный характер и его можно представить в виде

$$\Phi_N(\vec{\varkappa}) = C_N^2\, \varkappa_\perp^{-p} \exp(-\varkappa_\parallel^2/\varkappa_h^2) , \tag{8}$$

$\vec{\varkappa} = \vec{\varkappa}(\vec{\varkappa}_\perp, \varkappa_\parallel)$, где $\vec{\varkappa}_\perp$ и $\varkappa_\parallel$ - волновые числа в направлениях, ортогональных силовым линиям геомагнитного поля $\vec{H}_0$ и вдоль $\vec{H}_0$. Интегрирование (7) ведется в системе координат (рис.I) с началом в центре рассеивающего объема, конфигурацию которого зададим в виде

$$M(\vec{R}) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{a^2} - \frac{z^2}{b^2}\right) , \tag{9}$$

a - полуширина области в горизонтальной плоскости, b - по вертикали.

В случае обратного рассеяния ($\vec{K}_s = -\vec{K}_0$, $\theta_s = 180^\circ$, $q = 2\bar{K}$, см.рис.I) при условиях (8) и (9) удается получить аналитическое выражение для функции частотной корреляции $\Gamma_\omega(\Omega)$ и соответственно для коэффициента частотной корреляции $\gamma_\omega = \Gamma_\omega(\Omega)/\Gamma_\omega(0)$.

Учитывая, что точка наблюдения удалена от центра области на расстояние d_0, значительно превышающее ее размеры ($d_0 \gg a, b$), будем иметь $|\vec{r}_{пр} - \vec{R}| \approx d_0$, $q_\perp = q_x \approx q$, $q_\parallel = q_z = 2Kz/d_0$, $(\vec{q}\,\vec{R}) = 2Kx + \frac{2Kz^2}{d_0}$, $\gamma \approx 1$ и, согласно (7),

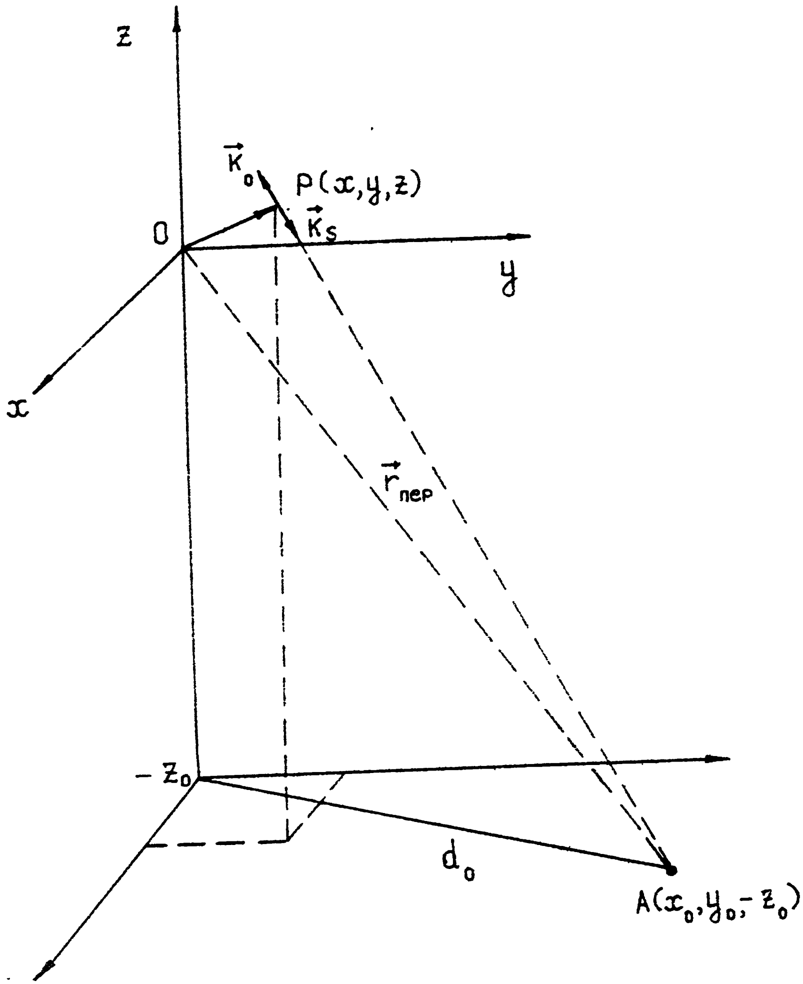

Рис. I

$$\Gamma_\omega(d_0,\Omega)=\frac{(2\pi)^3e^4}{m^2c^2d_0^2}I_0C_N^2\exp\left(-2i\frac{\Omega}{c}d_0\right)\iiint\limits_{-\infty}^{\infty}dx\,dy\,dz\,\times$$

$$\times\exp\left[-\frac{2(x^2+y^2)}{a^2}-\frac{2z^2}{b^2}\right](2\kappa)^{-p}\exp\left(-\frac{4\kappa^2z^2}{d_0^2\text{æ}_h^2}-\frac{2i\Omega}{c}x-\frac{2i\Omega z^2}{d_0c}\right)=$$

$$=\frac{4\pi^4e^4a^2}{m^2c^2d_0^2}I_0C_N^2(2\kappa)^{-p}\exp\left(-\frac{2i\Omega d_0}{c}-\frac{\Omega^2a^2}{2c^2}\right)\times$$

$$\times\int dz\;\exp\left(-\frac{2z^2}{b^2}-\frac{4\kappa^2z^2}{d_0^2\text{æ}_h^2}\right)\exp\left(-\frac{2i\Omega z^2}{cd_0}\right), \tag{10}$$

$$\gamma_\omega(\Omega)=\left[\left(\frac{2}{b^2}+\frac{4\kappa^2}{d_0^2\text{æ}_h^2}\right)^2+\frac{4\Omega^2}{c^2d_0^2}\right]^{-\frac14}\exp\left(-\frac{\Omega^2a^2}{2c^2}-\frac{2i\Omega d_0}{c}-\right.$$

$$\left.-\frac{i}{2}\operatorname{arctg}\frac{2\Omega}{cd_0\left(\frac{2}{b^2}+\frac{4\kappa^2}{d_0^2\text{æ}_h^2}\right)}\right),\quad|\gamma_\omega|=\left(1+\frac{\Omega^2L^2_{\text{эфф}}}{c^2}\right)^{-1/4}e^{-\Omega^2a^2/2c^2}, \tag{11}$$

где

$$L_{\text{эфф}}=\frac{b^2}{d_0(1+2\kappa^2b^2/d_0^2\text{æ}_h^2)}. \tag{12}$$

Из (II) следует (см.также /3/), что существует 2 характерных масштаба изменения функции частотной корреляции: $\Omega_{\text{чк}_1}\sim c\sqrt{2}/a$ и $\Omega_{\text{чк}_2}\sim c/L_{\text{эфф}}$. Первый из них имеет чисто геометрический характер и обусловлен тем, что разность фаз волн с частотами ω_1 и ω_2 на масштабах рассеивающего объема достигает значения порядка радиана.

Второй масштаб $\Omega_{\text{чк}_2}\sim c/L_{\text{эфф}}$ обусловлен дифракционным эффектом. Действительно, при выполнении условия $\kappa b/d_0\text{æ}_h\gg1$

$$L_{\text{эфф}}\sim\frac{\text{æ}_h^2\,d_0}{2\kappa_0^2}\quad\text{и}\quad\Omega_{\text{чк}_2}\approx\frac{2\omega^2}{\text{æ}_h^2\,c\,d_0}.$$

Эта величина показывает, что раскорреляция наступает в случае, когда разность углов рассеяния волн разной частоты $\Delta\theta_s$, умноженная на расстояние до точки наблюдения d_0, превышает продольный масштаб корреляции $l_{\parallel} \sim æ_h^{-1}$. На рис.2 приведены результаты расчета модуля коэффициента частотной корреляции $|\gamma_{\delta\omega}|$, согласно выражению (II), для следующих значений параметров: $a = 25$ км, $b =$ IO км, $d_c =$ IOOO км, $æ_h = 2/l_{\parallel} = 4 \cdot 10^{-3}$ ($м^{-1}$), $f =$ IOO МГц. Ширина этой кривой на уровне I/e характеризует, как известно, радиус частотной корреляции рассеянного сигнала ($\delta_{чк} = \Omega_{чк}/2\bar{\omega} = 8 \cdot 10^{-6}$).

Действительно, оценки показывают, что для указанных параметров $\Omega_{чк_1} \ll \Omega_{чк_2}$ и радиус частотной корреляции определяется размерами области вдоль направления распространения $\Omega_{чк} = c\sqrt{2}/a =$ I7 кГц или $\Delta f \approx 2{,}7$ кГц (см. рис.2).

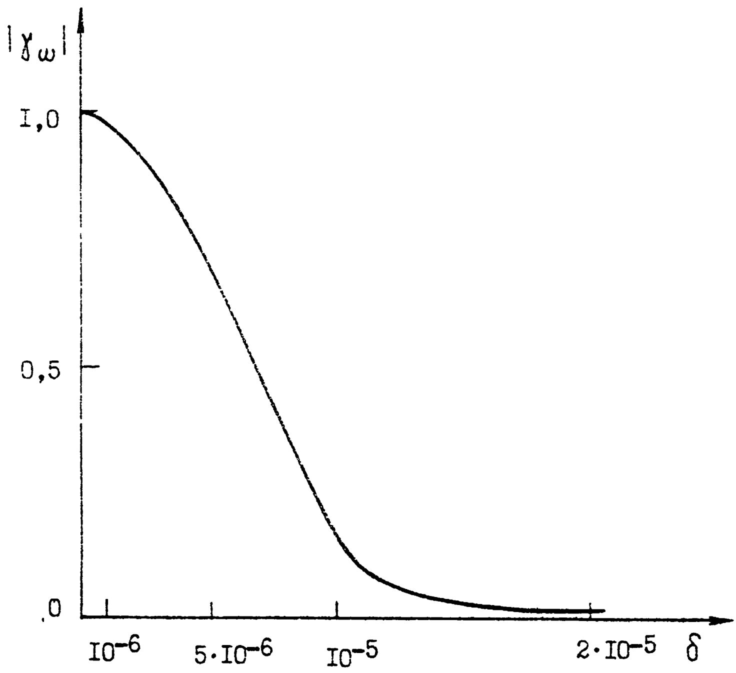

Рис. 2

Средняя форма импульсного сигнала $\langle I(\tau)\rangle = \Gamma_E\left[(t_1-t_2), \vec{r}_1=\vec{r}_2\right]$, определяющая характер его расплывания при рассеянии, как известно, связана Фурье-преобразованием с коэффициентом частотной корреляции $\gamma_\omega = \gamma_1 + i\gamma_2$:

$$\langle I(\tau)\rangle = \int \gamma_1(\Omega)\cos\Omega\tau\, d\Omega + \int \gamma_2(\Omega)\sin\Omega\tau\, d\Omega. \qquad (13)$$

Используя это свойство функции частотной корреляции, а также соотношение (10), в случае обратного рассеяния можно получить аналитическое выражение для этого параметра:

$$\langle I(\tau)\rangle = \int dz \exp\left[-z^2\left(\frac{2}{b^2}+\frac{4k^2}{\varkappa_h^2 d_0^2}\right)\right]\int d\Omega\, e^{-\frac{\Omega^2 a^2}{2c^2}} e^{i\Omega\left(\tau-\frac{2d_0}{c}-\frac{2z^2}{cd_0}\right)} =$$

$$= \frac{\sqrt{\pi}\,c}{a}\int \exp\left(-\frac{2z^2}{d_0 L_{эфф}}\right)\exp\left[-\frac{c^2}{2a^2}\left(t-\frac{2d_0}{c}-\frac{2z^2}{cd_0}\right)^2\right]dz \qquad (14)$$

После интегрирования (14) получим

$$\langle I(\tau)\rangle \sim \left(1-\frac{\tau'}{\tau_0}\right)^{1/2}\exp\left[-\frac{2\alpha^2\tau'^2}{\tau_0^2}+\alpha^2\left(1-\frac{\tau'}{\tau_0}\right)^2\right]K_{1/4}\left[\alpha^2\left(1-\frac{\tau'}{\tau_0}\right)^2\right],$$

$\tau' = \tau - \frac{2d_0}{c}$, $\tau_0 = \frac{a^2}{cL_{эфф}}$, $\alpha = \frac{a}{2L_{эфф}}$, $K_\nu(x)$ – функция Макдональда.

Используя асимптотические представления

$$K_\nu(x) \approx \begin{cases} \dfrac{\Gamma(\nu)}{2}\left(\dfrac{2}{x}\right)^\nu, & x \ll 1,\ \nu \neq 0 \\ \sqrt{\dfrac{\pi}{2x}}\, e^{-x}, & x \gg 1,\ \nu \end{cases},$$

можно получить полезные для практики соотношения:

$$
I(\tau) \approx \begin{cases} \left(1-\frac{\tau'}{\tau_0}\right)^{-1/2} \exp\left(-\frac{2\alpha^2\tau'^2}{\tau_0^2}\right), & \tau' \ll \tau_0\left(1-\frac{1}{\alpha}\right) \\ \exp\left[-\frac{2\alpha^2\tau'^2}{\tau_0^2}+\alpha^2\left(1-\frac{\tau'}{\tau_0}\right)^2\right], & \tau' \gg \tau_0\left(1-\frac{1}{\alpha}\right) \\ \exp(-2\alpha^2) = \exp\left(-\frac{a^2}{2L^2_{эфф}}\right), & \tau' = \tau_0 \end{cases} \qquad (15)
$$

Расчеты, проведенные согласно (I5), показывают, что в случае ракурсного рассеяния, когда расстояние d_0 составляет порядка 500 - I,5 тыс.км, а длительность импульса τ менее I мс, величина расплывания будет определяться только геометрическими характеристиками области рассеяния (расстоянием d_0 от точки наблюдения до рассеивающего объема V и размерами V).

Литература

I. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. - М.: Наука. - 1978.

2. Гершман Б.Н., Ерухимов Л.М., Яшин Ю.А. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. - М.: Наука. - 1984.

3. Ерухимов Л.М. Неоднородности ионосферной и космической плазмы и их влияние на распространение волн: Диссертация докт. физ.-мат. наук. - Горький, 1975. - ч. I .

Дата поступления статьи

13 мая 1988 г.