

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ  
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 525.7

**О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЕ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ  
В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ НА ТРАССЕ С ОТРАЖЕНИЕМ**

М. Л. Белов, В. М. Орлов

Вопрос о влиянии турбулентности атмосферы на размеры дифракционного изображения в локационной схеме наблюдения рассматривался в [1, 2] для плоской ламбертовской и плоской диффузной поверхностей. Ниже исследуется пространственное распределение интенсивности за приемной линзой на трассе с отражением от случайно-неровной поверхности в турбулентной атмосфере.

Примем, что лоцируемая поверхность является случайно-неровной с ламбертовской индикатрисой рассеяния элементарных (локально-плоских) участков (см. рис. 1).

Запишем, используя результаты [2] и полагая, что падающее и отраженное излучения проходят по разным неоднородностям среды, выражение для интенсивности излучения в плоскости изображения приемной линзы при облучении элементарной ламбертовской площадки  $dS$  в атмосфере ( $dS$  много больше длины волны излучения, но много меньше характерных размеров случайно-неровной поверхности  $S$ , элемента разрешения приемника и пятна подсвета источника)

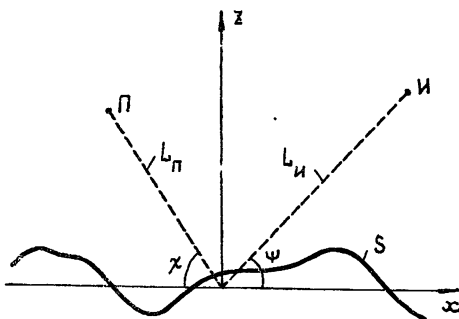


Рис. 1.

$$dI(\mathbf{R}) = 4\pi A \langle I_{\Pi}(\mathbf{r}) \rangle \langle I_{\Pi}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \rangle dS, \tag{1}$$

где  $\langle I_{\Pi}(\mathbf{r}) \rangle, \langle I_{\Pi}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \rangle$  — средние интенсивности излучения, падающего в атмосфере на элементарную площадку  $dS$  от действительного и «фиктивного» (с параметрами приемника) источника [2]:

$$\langle I_{\Pi}(\mathbf{r}) \rangle = \langle I_{\Pi}^H(\mathbf{r}) \rangle (n\alpha_{\Pi}), \quad \langle I_{\Pi}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \rangle = \langle I_{\Pi}^H(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \rangle (n\alpha_{\Pi}),$$

$\langle I_{\Pi}^H(\mathbf{r}) \rangle, \langle I_{\Pi}^H(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \rangle$  — средние интенсивности излучения, падающие на площадку, перпендикулярную направлению на действительный и «фиктивный» источник соответственно;  $\mathbf{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$  — единичный вектор нормали к площадке  $dS$ ;  $\alpha_{\Pi}, \alpha_{\Pi}$  — единичные векторы, характеризующие направление от площадки  $dS$  на источник и приемник соответственно;  $\mathbf{R}$  — вектор в плоскости изображения приемной линзы;  $\mathbf{r}$  — вектор, характеризующий положение площадки  $dS$ ,  $A$  — альbedo элементарной ламбертовской площадки; скобки  $\langle \dots \rangle$  означают усреднение по ансамблю флуктуаций среды.

Интегрируя (1) по всей случайно-неровной поверхности  $S$  и переходя от интегрирования по  $S$  к интегрированию по  $S_0$  (проекция  $S$  на плоскость  $z=0$ ) [3], получим следующее выражение для распределения интенсивности  $I(\mathbf{R})$  в плоскости изображения приемной линзы (считая, что падающий на поверхность световой пучок узкий, а источник и приемник расположены в одной плоскости  $XOZ$ ):

$$I(\mathbf{R}) = 4\pi A \int_{S_0} \frac{d^2 R_0}{n_z} (n\alpha_{\Pi}) (n\alpha_{\Pi}) \langle I_{\Pi}^H([R_{0x} \operatorname{tg} \psi - \zeta(\mathbf{R}_0)] \cos \psi, R_{0y}) \rangle \times \tag{2}$$

$$\times \langle I_{\Pi}^H([R_{0x} \operatorname{tg} \chi - \zeta(\mathbf{R}_0)] \cos \chi, R_{0y}; \mathbf{R}) \rangle \theta(\alpha_{\Pi}, \mathbf{R}_0) \theta(\alpha_{\Pi}, \mathbf{R}_0).$$

Здесь  $\mathbf{R}_0$  — вектор в плоскости  $z=0$ ;  $\zeta(\mathbf{R}_0)$  — высота случайно-неровной поверхности

$S$  в точке с радиусом-вектором  $R_0$ ;  $\psi, \chi$  — угол падения излучения на поверхность  $S$  и угол приема соответственно (отсчитываются от оси  $Ox$ );  $\theta(\alpha, R_0)$  — ступенчатая функция:  $\theta(\alpha, R_0) = 1$ , если точка  $R_0$  на поверхности  $S$  освещена падающим с направления  $\alpha$  излучением (наблюдается с направления  $\alpha$ ),  $\theta(\alpha, R_0) = 0$  — в противном случае.

Проводя (аналогично [3]) усреднение формулы (2) по ансамблю поверхностей и используя результаты [2], найдем  $\overline{I(R)}$  — среднее распределение интенсивности в плоскости изображения приемной линзы. В частном случае, когда затенения одних элементов поверхности другими несущественны, имеем

$$\overline{I(R)} \approx \frac{A a_{11} a_{11}}{L_{\Pi}^2 L_{\Pi}^2} Q [C_{\Pi} + C_{\Pi}]^{-1/2} [C_{\Pi} \sin^2 \psi + C_{\Pi} \sin^2 \chi]^{-1/2} \times \\ \times \left[ 1 + 2\sigma^2 \left( s - \frac{t}{p} \right) \right]^{-1/2} \exp \left\{ - \left( R_y \frac{L_{\Pi}}{F} \right)^2 \left( \frac{1}{C_{\Pi}} + \frac{1}{C_{\Pi}} \right)^{-1} \right\} \times \\ \times \exp \left\{ - \left( \frac{R_x L_{\Pi}}{\sin \chi F} \right)^2 \left( \frac{1}{C_{\Pi} \sin^2 \psi} + \frac{1}{C_{\Pi} \sin^2 \chi} \right)^{-1} (1 - \mu) \right\}, \quad (3)$$

где

$$\mu = \left( \cos \chi - \frac{t}{p} \sin \chi \right)^2 C_{\Pi}^2 \sin^2 \chi \left( \frac{1}{C_{\Pi} \sin^2 \psi} + \frac{1}{C_{\Pi} \sin^2 \chi} \right) \times \\ \times (1/2 \sigma^2 + s - t^2/p)^{-1},$$

$$Q = \frac{1}{2} \frac{\sin \chi \sin \psi}{\gamma_0^2} \left[ \sqrt{2\pi} \gamma_0 \exp \left\{ \frac{1}{2\gamma_0^2} \right\} \left[ 1 - \Phi \left( \frac{1}{\sqrt{2} \gamma_0} \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \chi \operatorname{ctg} \psi (2\gamma_0^2)^{1,25} \exp \left\{ \frac{1}{4\gamma_0^2} \right\} W_{-1,5/2, 1,5/2} \left( \frac{1}{2\gamma_0^2} \right) \right],$$

$$s = C_{\Pi} \cos^2 \psi + C_{\Pi} \cos^2 \chi, \quad t = C_{\Pi} \sin \psi \cos \psi + C_{\Pi} \sin \chi \cos \chi, \quad p = C_{\Pi} \sin^2 \psi + C_{\Pi} \sin^2 \chi,$$

$$C_{\Pi} = \frac{k^2}{4L_{\Pi}^2 \xi}, \quad \xi = \frac{1}{4r_{\Pi}^2} + \frac{1}{4\rho_{\kappa}^2} + \frac{k^2 r_{\Pi}^2}{4L_{\Pi}^2} \left( 1 - \frac{L_{\Pi}}{F_{\Pi}} \right)^2 + 0,1 (C_{\varepsilon}^2 k^2 L_{\Pi})^{6/5},$$

$$C_{\Pi} = \frac{k^2}{4L_{\Pi}^2 \eta}, \quad \eta = \left( \frac{\Delta k}{F^2} - \frac{k}{L_{\Pi}} \right)^2 \frac{r_{\Pi}^2}{4} + \frac{1}{4r_{\Pi}^2} + 0,1 (C_{\varepsilon}^2 k^2 L_{\Pi})^{6/5},$$

$$a_{11} = \frac{P_0 k^2}{4\pi \xi}, \quad a_{11} = \frac{r_{\Pi}^2 k^2}{4F^2 \eta},$$

$P_0$  — мощность, излучаемая источником;  $r_{\Pi}, r_{\Pi}$  — эффективные размеры передающей и приемной апертуры;  $\rho_{\kappa}$  — радиус когерентности источника;  $F_{\Pi}$  — радиус кривизны фазового фронта источника;  $F, \Delta$  — фокусное расстояние приемной линзы и сдвиг плоскости изображения относительно фокальной плоскости;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $L_{\Pi}, L_{\Pi}$  — расстояния (от центра сектора наблюдения на поверхности  $S_0$ ) до центра приемной и передающей апертур;  $C_{\varepsilon}$  — структурная постоянная флуктуаций диэлектрической проницаемости;  $\sigma^2, \gamma_0^2$  — дисперсия высот и наклонов случайно-неровной поверхности  $S$ ;  $W_{n,m}(x)$  — функция Уиттекера. Черта сверху ... означает усреднение по ансамблю поверхностей.

В предельном случае  $\sigma, \gamma_0 \rightarrow 0$  формула (3) переходит в известное выражение для распределения интенсивности за приемной линзой, полученное в турбулентной атмосфере для плоской ламбертовской поверхности [2].

На рис. 2 показана зависимость размера изображения  $\rho_x$  (определяемого по спадаю в  $e$  раз средней интенсивности по координате  $R_x$ ) от параметра  $X$  для однородной среды ( $C_{\varepsilon} = 0$ ) — кривые 1, 3, 5 и для среды с сильными флуктуациями диэлектрической проницаемости ( $C_{\varepsilon} = 1,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1/3}$ ) — кривые 2, 4, 6. Параметр  $X$  равен  $\sigma C_{\Pi}^{1/2}$  ( $C_{\varepsilon} = 0$ ) (отношению среднеквадратического значения высоты случайно-

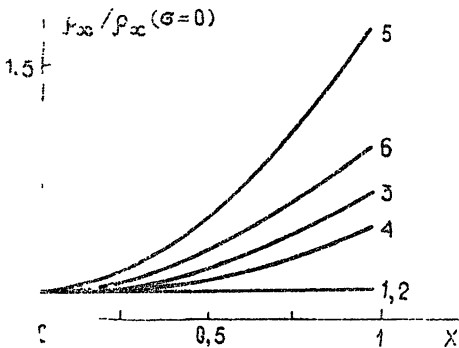


Рис. 2.

неровной поверхности  $S$  к размеру пятна подсвета от источника в однородной среде в плоскости, перпендикулярной оптической оси пучка).

Расчеты проводились по формуле (3) при следующих значениях параметров.  
 $\lambda = 1,06$  мкм;  $L_{\text{н}} = 5 \cdot 10^3$  м;  $2\Delta\alpha_{\text{н}} = \frac{4\epsilon^{1/2}(C_{\epsilon} = 0)}{k} = 1,1'$ ;  $\psi = 90^\circ$  (кривые 1, 2);  $\psi = 60^\circ$  (3, 4);  $\psi = 30^\circ$  (5, 6)  $C_{\text{н}} \gg C_{\text{и}}$ ;  $\chi = 90^\circ$ .

Из рисунка видно, что случайно-неровный характер лоцируемой поверхности может привести к существенному увеличению размера изображения (как для однородной среды, так и для среды с сильными флуктуациями диэлектрической проницаемости) и повлиять тем самым на работу оптико-электронного прибора в локационной схеме [2].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Белов М. Л., Орлов В. М. — Изв вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 3, с. 290.
2. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. — Новосибирск: Наука, 1982. — 225 с.
3. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972. — 424 с.

Всесоюзный научно-исследовательский институт морского рыбного хозяйства и океанографии

Поступила в редакцию  
10 февраля 1987 г.

УДК 551.510.535

## ИОНОГРАММЫ С МНОГОЛУЧЕВОСТЬЮ И НЕОДНОРОДНАЯ СТРУКТУРА ИОНОСФЕРЫ

*И. И. Варшавский, А. Д. Калихман*

Ионограммы с неоднозначной зависимостью группового пути от частоты или ионограммы с многолучевостью отмечаются в присутствии ионосферных возмущений естественного и искусственного происхождения. Такие ионограммы включают особенности типа серпов, дополнительные следы с частотами ниже критической частоты слоя  $F_2$  и не связанные с положением высокочастотного следа. Получение информации о структуре и динамике области возмущения из ионограмм с многолучевостью затруднено.

В настоящей работе для анализа неоднородной структуры ионосферы по ионограммам с многолучевостью предлагается проведение траекторных расчетов при заданной модели неоднородной среды и синтезирование ионограмм по возвратным траекториям [1–3]. Такой подход обладает большой наглядностью, поскольку траектории отраженных лучей разделяются на семейства, каждому из которых отвечает свой след на ионограмме. Форма, размеры, локализация и амплитуды неоднородностей подбираются таким образом, чтобы получаемые на ионограммах следы были подобны реально наблюдаемым. При этом остается открытым вопрос обоснования однозначности выбора структуры неоднородности, хотя, например, в условиях активных экспериментов, когда известны основные параметры искусственной области возмущения, задача оказывается достаточно определенной [3].

Моделирование ионограмм или метод траекторного синтеза основан на расчете возвратных траекторий, соответствующих диаграммам направленности антенн обычных наземных ионозондов. Распределение электронной концентрации  $N(r)$  задается в виде суммы зависящего от высоты фонового профиля  $N_0(z)$  и возмущения  $\delta N(r)$ . Фоновый профиль с учетом принятой декартовой системы координат с началом на земной поверхности, направленной вертикально вверх осью  $z$ , на восток осью  $x$  и на север осью  $y$ , задается выражением

$$N_0(z) = N_m \exp \left\{ - \left( \frac{z - H_m}{Y_m} \right)^2 - p \left[ 1 - \exp \left( - \left( \frac{z - H_m}{Y_m} \right)^2 \right) \right] \right\}$$

со следующими значениями параметров: концентрация в максимуме слоя  $N_m = 10^6$  см<sup>-3</sup>, высота максимума  $H_m = 300$  км, полутолщина слоя  $Y_m = 100$  км, крутизна слоя  $p = 1$  или 5, что условно отражает форму ночного или дневного профиля ионосферы, магнитное склонение равно  $70^\circ$ , электронная гирочастота 1,4 МГц. Возмущение задается в виде функции только двух координат  $\delta N(z, x)$  или  $\delta N(z, y)$ :

$$\delta N(z, y) = N_0(z) \sum_i \delta_i \exp \left[ - \left( \frac{y - Y_i}{\Delta_{iy}} \right)^2 - \left( \frac{z - Z_i}{\Delta_{iz}} \right)^2 \right],$$