

УДК 550.388:551.510.535

## ВОЗМУЩЕНИЕ НЕОДНОРОДНОЙ СТРУКТУРЫ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Л. Ф. Черногор

Получены формулы, описывающие возмущение средних квадратов флуктуаций электронной плотности на высотах  $z \lesssim 100$  км. Решены стационарная и нестационарная задачи. Рассмотрено интегральное возмущение неоднородной структуры последовательностью мощных радиоимпульсов. Приведены результаты расчетов и экспериментов.

Известно, что на высотах  $z \lesssim 100$  км атмосфера турбулентна. Возникновение неоднородностей  $\Delta N$  электронной концентрации  $N$  связано с движением нейтральной компоненты. Хаотическое движение последней приводит к турбулентному перемешиванию ионизированной составляющей, которая является малой примесью.

Цель данной работы—изучение возможности возмущения неоднородной структуры в нижней ионосфере под действием мощного непрерывного и импульсного излучения.

**Исходные соотношения.** Для  $N' = N + \Delta N$  справедливо следующее уравнение [1]:

$$\partial N' / \partial t - \nabla (D \nabla N') + \operatorname{div} N' \mathbf{v}' = q_e - q_r, \quad (1)$$

где  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $t$  — время,  $\mathbf{v}' = \mathbf{v} + \Delta \mathbf{v}$  — скорость движения газа,  $q_e, q_r$  — скорость образования и исчезновения электронов. Здесь по определению  $\overline{N'} = N$ ,  $\overline{\Delta N} = 0$ ,  $\overline{\mathbf{v}'} = \mathbf{v}$ ,  $\overline{\Delta \mathbf{v}} = 0$  (черта означает статистическое усреднение).

Применяя известную процедуру (см., например, [1]), из (1) получим при  $(\Delta N^2)^{1/2} \ll N$  уравнение для  $\Delta N^2$ :

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \overline{\Delta N^2} + D \overline{(\operatorname{grad} \Delta N)^2} + \frac{\overline{\Delta N^2}}{t_N} = D_t (\operatorname{grad} N)^2,$$

где  $t_N = (\partial q_r / \partial N')_N^{-1}$  — время становления  $N$ ,  $D_t$  — коэффициент турбулентной диффузии. Далее заменим  $\overline{(\operatorname{grad} \Delta N)^2}$  его оценкой  $\overline{\Delta N^2} / l^2$ , где  $l$  — характерный размер. Тогда

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \overline{\Delta N^2} = D_t (\operatorname{grad} N)^2 - \frac{\overline{\Delta N^2}}{t_{\Delta N}} - \frac{\overline{\Delta N^2}}{t_N}. \quad (2)$$

Как видно из правой части равенства (2), источником  $\overline{\Delta N^2}$  является неоднородность распределения  $N$ . Исчезновение же  $\Delta N^2$  обусловлено амбиполярной диффузией и прилипанием или рекомбинацией электронов. Характерные времена этих процессов  $t_{\Delta N} = l^2 / D$  и  $t_N$  соответственно.

Отметим, что ранее (см., например, [1]) процесс исчезновения  $\overline{\Delta N^2}$  за счет прилипания и рекомбинации не учитывался. В то же время на малых высотах (см. ниже) он оказывается определяющим.

**Стационарная задача.** При стационарном возмущении нижней ионосферы мощным радиоизлучением из (2) имеем

$$\frac{\overline{\Delta N_{\infty}^2}}{t_{\Delta N}} + \frac{\overline{\Delta N_{\infty}^2}}{t_N} = D_t (\text{grad } N_{\infty})^2.$$

В невозмущенном состоянии

$$\frac{\overline{\Delta N_0^2}}{t_{\Delta N_0}} + \frac{\overline{\Delta N_0^2}}{t_{N_0}} = D_t (\text{grad } N_0)^2.$$

Величина  $D_t$  зависит от параметров нейтральной атмосферы и поэтому не возмущается при нагреве плазмы. Тогда

$$\frac{\overline{\Delta N_{\infty}^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} = \frac{t_{\Delta N_0}^{-1} + t_{N_0}^{-1}}{t_{\Delta N}^{-1} + t_N^{-1}} (\text{grad } N_{\infty})^2.$$

Результаты расчета  $t_{\Delta N_0}$  и  $t_{N_0}$  для  $\lambda = 100$  м приведены в табл. 1 ( $\lambda$  — длина зондирующей радиоволны).

Таблица 1

$z, \text{ км}$	60	65	70	75	80	85	90	95	100
$D_0, \text{ см}^2/\text{с}$	$1,4 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	$10^4$	$2 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$	$7 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^5$	$3,2 \cdot 10^5$
$t_{\Delta N_0}, \text{ с}$	460	210	110	64	32	16	9	4	2
$t_{N_0}, \text{ с}$	0,3	1	4	30	100	100	100	100	100

Из табл. 1 видно, что ниже высоты  $z_0 \approx 77$  км релаксация неоднородностей обусловлена прилипанием или рекомбинацией электронов. При  $z \gg z_0$  неоднородности расплываются под действием амбиполярной диффузии. Зависимость  $z_0$  от  $\lambda$  приведена в табл. 2.

Таблица 2

$\lambda, \text{ м}$	1	3	10	30	100	300
$z_0, \text{ км}$	55	62	67	72	77	90

Введем высоту  $z_1$ , где прилипание сменяется рекомбинацией. Днем обычно  $z_1 \sim 75$  км, ночью  $z_1 \sim 90-100$  км. Тогда при  $t_{\Delta N_0} \gg t_{N_0}$  имеем

$$\frac{\overline{\Delta N_{\infty}^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} \approx \frac{t_N}{t_{N_0}} (\text{grad } N_{\infty})^2,$$

причем при  $z \leq z_0 < z_1$   $t_N/t_{N_0} = \beta_a/\beta_0 = N_{\infty}/N_0$  ( $\beta_a, \beta_0$  — эффективный коэффициент прилипания в возмущенной и невозмущенной ионосфере), а при  $z_1 \leq z \leq z_0$  получим  $t_N t_{N_0} = (\alpha_r/\alpha_0)^{1/2} = N_{\infty}/N_0$ , ( $\alpha_r, \alpha_0$  — эффективный коэффициент рекомбинации в возмущенной и невозмущенной среде).

При  $z > z_0$

$$\frac{\overline{\Delta N_{\infty}^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} = \frac{D_0}{D} (\text{grad } N_{\infty})^2;$$

учитывая, что  $(\text{grad } N)^2 \approx (dN/dz)^2$ , преобразуем отношение

$$\frac{(\text{grad } N_{\infty})^2}{(\text{grad } N_0)^2} = \left( \frac{dN_{\infty}}{dN_0} \right)^2.$$

Если  $N$  возмущается за счет изменения скоростей реакций при нагреве электронов, то для  $N = N_{of}(\theta)$  ( $\theta = T_e/T_{e0}$ ,  $T_e$ ,  $T_{e0}$  — температура электронов в возмущенной и невозмущенной ионосфере) получаем

$$\frac{dN_{\infty}}{dN_0} = \frac{N_{\infty}}{N_0} \left( 1 + \frac{df}{f} \left/ \frac{dN_0}{N_0} \right. \right). \quad (3)$$

Часто  $\left| \frac{df}{f} \left/ \frac{dN_0}{N_0} \right. \right| \ll 1$ . Это неравенство обеспечивается на малых высотах за счет малости интегрального коэффициента поглощения, а на больших высотах — за счет малости возмущений  $T_e$ . Тогда

$$\frac{(\text{grad } N_{\infty})^2}{(\text{grad } N_0)^2} \approx \left( \frac{N_{\infty}}{N_0} \right)^2.$$

Поскольку  $\text{grad } N_{\infty} \sim N_{\infty}/L_{\infty}$  и  $\text{grad } N_0 \sim N_0/L_0$ , то при условии (3)  $L_{\infty} \approx L_0$  ( $L_{\infty}$ ,  $L_0$  — характерный масштаб).

Рассмотрим для общности ситуацию, когда под действием мощной радиоволны изменяется источник ионизации от  $q_{e0}$  до  $q_e$ .

В этом случае имеем для  $\beta_a \sim \theta^{\lambda_a}$ ,  $\alpha_r \sim \theta^{-\lambda_r}$

$$\frac{\overline{\Delta N_{\infty}^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} = \left( \frac{\beta_{a0}}{\beta_a} \right)^3 \left( \frac{q_e}{q_{e0}} \right)^2 = \theta^{-3\lambda_a} \left( \frac{q_e}{q_{e0}} \right)^2 \quad \text{при } z \leq z_0 < z_1,$$

$$\frac{\overline{\Delta N_{\infty}^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} \approx \left( \frac{\alpha_{r0}}{\alpha_r} \right)^{3/2} \left( \frac{q_e}{q_{e0}} \right)^{3/2} = \theta^{3\lambda_r/2} \left( \frac{q_e}{q_{e0}} \right)^{3/2} \quad \text{при } z_1 \leq z \leq z_0,$$

$$\frac{\overline{\Delta N_{\infty}^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} \approx \frac{2}{1+\theta} \left( \frac{\beta_{a0}}{\beta_a} \right)^2 \left( \frac{q_e}{q_{e0}} \right)^2 = \frac{2}{1+\theta} \theta^{-2\lambda_a} \left( \frac{q_e}{q_{e0}} \right)^2 \quad \text{при } z_0 \leq z \leq z_1,$$

$$\frac{\overline{\Delta N_{\infty}^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} \approx \frac{2}{1+\theta} \left( \frac{\alpha_{r0}}{\alpha_r} \right) \left( \frac{q_e}{q_{e0}} \right) = \frac{2}{1+\theta} \theta^{\lambda_r} \left( \frac{q_e}{q_{e0}} \right) \quad \text{при } z > z_0 \geq z_1.$$

Отметим, что при  $z < z_1$  неоднородная структура мощным радиоизлучением «подавляется» (т.е.  $\overline{\Delta N_{\infty}^2} < \overline{\Delta N_0^2}$ ), а при  $z > z_1$  она усиливается ( $\overline{\Delta N_{\infty}^2} > \overline{\Delta N_0^2}$ ).

Кроме интенсивности неоднородностей, возмущаются также и спектры  $\Phi_N$ ,  $\Phi_e$  турбулентных флуктуаций  $N$  и диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$ :

$$\frac{\Phi_N}{\Phi_{N_0}} = \frac{2}{1+\theta} \left( \frac{dN_{\infty}}{dN_0} \right)^2 \approx \frac{2}{1+\theta} \left( \frac{N_{\infty}}{N_0} \right)^2,$$

$$\frac{\Phi_{\varepsilon}}{\Phi_{\varepsilon_0}} = \frac{\Omega_{\pm}^2 + \nu_0^2}{\Omega_{\pm}^2 + \nu^2} \frac{2}{1+\theta} \left( \frac{dN_{\infty}}{dN_0} \right)^2 \approx \frac{\Omega_{\pm}^2 + \nu_0^2}{\Omega_{\pm}^2 + \nu^2} \frac{2}{1+\theta} \left( \frac{N_{\infty}}{N_0} \right)^2,$$

где  $\Omega_{\pm} = \omega \pm \omega_L$ ,  $\omega$ ,  $\omega_L$  — частота радиоволны и «продольная составляющая» гирочастоты электронов,  $\nu$ ,  $\nu_0$  — частота соударений электронов с нейтралами в возмущенной и невозмущенной плазме. Важно, что перераспределение неоднородной структуры по спектру не происходит, изменяется только ее интенсивность, так как внутренний масштаб турбулентности зависит от параметров нейтрального газа, и, следовательно, не возмущается мощным радиоизлучением.

**Нестационарная задача.** Предположим, что на данной высоте источник возмущения включается в момент времени  $t = 0$ . Тогда при  $t \geq 0$  из (2) имеем

$$\overline{\Delta N^2}(t) = \left( D_t \int_0^t [\text{grad } N(t)]^2 e^{t/t_{\text{эфф}}} dt + \overline{\Delta N_0^2} \right) e^{-t/t_{\text{эфф}}}, \quad (4)$$

где  $t_{\text{эфф}} = (1/2)(t_{\Delta N}^{-1} + t_N^{-1})^{-1}$ . Здесь учтено, что время становления  $T_e$  в нижней ионосфере  $t_T \sim 10^{-6} - 10^{-3} \text{ с} \ll t_N, t_{\Delta N}$ . Поэтому в (4) фигурирует стационарное значение  $T_e$ , равное  $T_{e\infty}$ .

Поскольку в стационарном случае  $L_{\infty} \approx L_0$ , то можно считать, что характерный пространственный масштаб изменения  $N$  не зависит от времени и равен  $L_0$ . При этом

$$\overline{\Delta N^2}(t) = \overline{\Delta N_0^2} e^{-t/t_{\text{эфф}}} \left( \frac{1}{t_{\text{эфф}}} \int_0^t \left[ \frac{N(t)}{N_0} \right]^2 e^{t/t_{\text{эфф}}} dt + 1 \right). \quad (5)$$

Для высот  $z < z_1$

$$N(t)/N_0 = 1 + (n_{\infty} - 1)(1 - e^{-t/t_N}), \quad (6)$$

где  $n_{\infty} = N_{\infty}/N_0$ ,  $t_N = \beta_a^{-1}$ .

При квадратичном законе рекомбинации

$$N(t)/N_0 = n_{\infty} \text{th}(t/t_N + x_0),$$

где  $t_N = t_{N_0} n_{\infty}$ ,  $x_0 = (1/2) \ln[(n_{\infty} + 1)/(n_{\infty} - 1)]$ . Если  $n_{\infty}$  не очень велико, то  $N(t)$  приближенно описывается уравнением (6). Например, для  $n_{\infty} = 2; 3$  средняя ошибка не превосходит  $-9\%$  и  $-12\%$  соответственно.

Тогда из (5), (6) получаем

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\Delta N^2}(t)}{\overline{\Delta N_0^2}} &= n_{\infty}^2 \frac{t_{\text{эфф}}}{t_{\text{эфф}0}} (1 - e^{-t/t_{\text{эфф}}}) - 2(n_{\infty} - 1)n_{\infty} \frac{(t_{\text{эфф}}^{-1} - t_N^{-1})^{-1}}{t_{\text{эфф}0}} \times \\ &\times (e^{-t/t_N} - e^{-t/t_{\text{эфф}}}) + (n_{\infty} - 1)^2 \frac{(t_{\text{эфф}}^{-1} - 2t_N^{-1})^{-1}}{t_{\text{эфф}0}} \times \\ &\times (e^{-2t/t_N} - e^{-t/t_{\text{эфф}}}) + e^{-t/t_{\text{эфф}}}. \end{aligned} \quad (7)$$

На высотах  $z < z_0 < z_1$  время  $t_{\text{эфф}} = t_N/2 = (2\beta_a)^{-1}$ ,

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\Delta N^2}(t)}{\overline{\Delta N_0^2}} &= n_{\infty}^3 (1 - e^{-2t/t_N}) + 4n_{\infty}^2 (1 - n_{\infty}) (e^{-t/t_N} - e^{-2t/t_N}) + \\ &+ \frac{2t}{t_{N_0}} (1 - n_{\infty})^2 e^{-2t/t_N} + e^{-2t/t_N}. \end{aligned}$$

Здесь  $\overline{\Delta N^2}$  с ростом  $t$  уменьшается и достигает минимума при  $t \gg t_N$ .

На высотах  $z_1 < z < z_0$  время  $t_{\text{эфф}} = t_N/2 = (t_{N_0}/2)(N_{\infty}/N_0)$ . Формула для  $\overline{\Delta N^2}(t)$  аналогична (7). Так как  $n_{\infty} > 1$ , то  $\overline{\Delta N^2}$  растет при увеличении  $t$  и достигает стационарного значения  $\overline{\Delta N_{\infty}^2}$ .

Для высот  $z_0 < z < z_1$  и  $z > z_0 > z_1$  имеем  $t_{\text{эфф}} = t_{\Delta N}/2$ . Здесь  $\overline{\Delta N^2}$  сначала (рис. 1, 2) уменьшается из-за активизации процесса диффузии электронов,

$$\frac{\overline{\Delta N^2}(t)}{\overline{\Delta N_0^2}} \approx \frac{\overline{\Delta N_s^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} + \left(1 - \frac{\overline{\Delta N_s^2}}{\overline{\Delta N_0^2}}\right) e^{-2t/t_{\Delta N}},$$

и при  $t_{\Delta N} \ll t \ll t_N$  достигает квазистационарного значения  $\overline{\Delta N_s^2} = 2\overline{\Delta N_0^2}/(1 + \theta)$ . Затем  $\overline{\Delta N^2}$  продолжает уменьшаться (рис. 1) из-за уменьшения  $N$  (при  $z_0 < z < z_1$ ) или увеличиваться (рис. 2) из-за увеличения  $N$  (при  $z_0 < z < z_1$ ):

$$\overline{\Delta N^2}(t)/\overline{\Delta N_0^2} \approx (\overline{\Delta N_s^2}/\overline{\Delta N_0^2}) (N(t)/N_0)^2.$$

При  $t \gg t_N$  достигается стационарное значение  $\overline{\Delta N_{\infty}^2}$ .

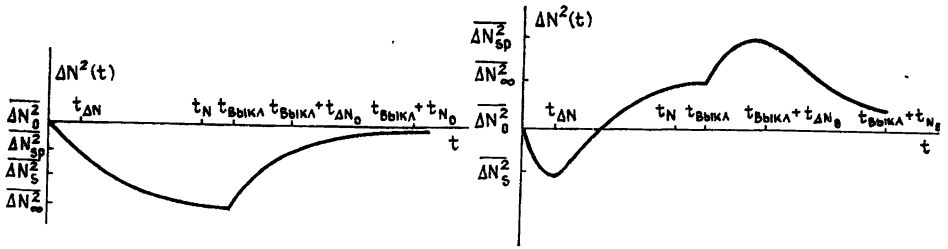


Рис. 1.

Рис. 2.

Рассмотрим процесс релаксации неоднородностей после выключения греющей волны ( $t=0$ , на рис. 1, 2 время выключения  $t_{\text{выкл}}$ ). Решение (2) при  $\overline{\Delta N^2}(0) = \overline{\Delta N_m^2}$  имеет вид

$$\overline{\Delta N^2}(t) = \overline{\Delta N_m^2} e^{-t/t_{\text{эфф0}}} \left( \frac{1}{t_{\text{эфф0}}} \int_0^t \left[ \frac{N(t)}{N_0} \right]^2 e^{t'/t_{\text{эфф0}}} dt + 1 \right). \quad (8)$$

Для высот  $z < z_1$  и  $z > z_1$  соответственно

$$N(t)/N_0 = 1 + (n_m - 1) e^{-t/t_{N_0}}, \quad t_{N_0} = \beta_{a_0}^{-1},$$

$$N(t)/N_0 = \text{cth}(t/t_{N_0} + x_m), \quad t_{N_0} = (\alpha_{r_0} N_0)^{-1},$$

$$x_m = (1/2) \ln[(n_m + 1)/(n_m - 1)], \quad n_m = N_m/N_0, \quad N_m = N(0).$$

При  $n_m \leq 2-3$  с погрешностью не более 10% можно считать для  $z > z_1$

$$N(t)/N_0 \approx 1 + (n_m - 1) e^{-t/t_{N_0}}.$$

Тогда из (8) получаем

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\Delta N^2}(t)}{\overline{\Delta N_0^2}} &= 1 - e^{-t/t_{\text{эфф0}}} + 2(n_m - 1) \frac{(t_{\text{эфф0}}^{-1} - t_{N_0}^{-1})^{-1}}{t_{\text{эфф0}}} (e^{-t/t_{N_0}} - e^{-t/t_{\text{эфф0}}}) + \\ &+ (n_m - 1)^2 \frac{(t_{\text{эфф0}}^{-1} - 2t_{N_0}^{-1})^{-1}}{t_{\text{эфф0}}} (e^{-2t/t_{N_0}} - e^{-t/t_{\text{эфф0}}}) + \frac{\overline{\Delta N_m^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} e^{-t/t_{\text{эфф0}}}. \end{aligned}$$

Для  $z < z_0 < z_1$  имеем  $t_{\text{эфф0}} = t_{N_0}/2 = (2\beta_{a_0})^{-1}$ ,

$$\frac{\overline{\Delta N^2}(t)}{\overline{\Delta N_0^2}} = 1 - e^{-2t/t_{N_0}} + 4(n_m - 1) (e^{-t/t_{N_0}} - e^{-2t/t_{N_0}}) +$$

$$+ 2(n_m - 1)^2 \frac{t}{t_{N_0}} e^{-2t/t_{N_0}} + \frac{\overline{\Delta N_m^2}}{\Delta N_0^2} e^{-2t/t_{N_0}}. \quad (9)$$

Здесь после выключения поля  $\overline{\Delta N^2}$  увеличивается и стремится к  $\overline{\Delta N_0^2}$ .

При  $z_1 < z < z_0$  имеем  $t_{\text{эфф}0} = t_{N_0}/2 = (2\alpha_{r0}N_0)^{-1}$ , зависимость  $\overline{\Delta N^2}(t)$  аналогична (9). Величина  $\overline{\Delta N^2}$  убывает и достигает  $\overline{\Delta N_0^2}$  при  $t \gg t_{N_0}$ .

Когда же  $z_0 < z < z_1$  и  $z > z_0 > z_1$ ,  $t_{\text{эфф}0} = t_{\Delta N_0}/2$ ; сначала ( $t \ll t_{N_0}$ )  $\overline{\Delta N^2}$  увеличивается, так как возмущение процесса амбипольной диффузии становится несущественным:

$$\overline{\Delta N^2}(t)/\overline{\Delta N_0^2} = (\overline{\Delta N_s^2}/\overline{\Delta N_0^2}) (1 - e^{-2t/t_{\Delta N_0}}) + (\overline{\Delta N_m^2}/\overline{\Delta N_0^2}) e^{-2t/t_{\Delta N_0}}.$$

При  $t_{\Delta N_0} \ll t \ll t_{N_0}$  достигается квазистационарное возмущение:

$$\overline{\Delta N_{sp}^2} = \overline{\Delta N_0^2} n_m^2.$$

Далее при  $t \gg t_{\Delta N_0}$  величина  $\overline{\Delta N^2}$  растет (рис. 1) ( $z_0 < z < z_1$ ) или уменьшается (рис. 2) ( $z > z_0 > z_1$ ) и достигает  $\overline{\Delta N_0^2}$ :

$$\overline{\Delta N^2}(t) = \overline{\Delta N_0^2} (N(t)/N_0)^2.$$

**Интегральное возмущение.** Рассмотрим возмущение неоднородной структуры последовательностью мощных радиоимпульсов с периодом следования  $T \ll t_{\text{эфф}0}$ , когда возмущение от отдельных импульсов суммируется. После включения мощной установки при  $n \ll t_{\text{эфф}0}/T$  величина возмущения растет пропорционально числу импульсов  $n$ . Далее рост замедляется и при  $n \gg t_{\text{эфф}0}/T$  достигается стационарное возмущение  $\overline{\Delta N_{n\infty}^2}$ . Время становления возмущений равно  $t_{\text{эфф}0}$ .

Для получения  $\overline{\Delta N_{n\infty}^2}$  проинтегрируем уравнение (1) по времени в пределах от 0 до  $T$ . Учтем также, что  $\overline{\Delta N_{n\infty}^2} = \overline{\Delta N_{n+1\infty}^2}$  и что  $\overline{\Delta N_{n\infty}^2}$  практически не зависит от  $t$ . Тогда

$$\overline{\Delta N_{n\infty}^2}/\overline{\Delta N_0^2} = (N_{n\infty}/N_0)^2 \left[ 1 + \frac{\tau_1}{T} \left( \frac{t_{\text{эфф}0}}{t_{\text{эфф}}} - 1 \right) \right]^{-1},$$

где  $\tau_1$  — длительность среднего возмущения  $T_e$  [2],

$$\left( \frac{N_{n\infty}}{N_0} \right)^2 = \left[ 1 + \frac{\tau_1}{T} \left( \frac{\beta_a}{\beta_{a0}} - 1 \right) \right]^{-2} \quad \text{или}$$

$$\left( \frac{N_{n\infty}}{N_0} \right)^2 = \left[ 1 + \frac{\tau_1}{T} \left( \frac{\alpha_r}{\alpha_{r0}} - 1 \right) \right]^{-1}.$$

Для высот  $z_0 < z < z_1$  и  $z > z_0 > z_1$  при  $t_{\Delta N} \ll nT \ll t_N$  имеет место квазистационарное возмущение

$$\frac{\overline{\Delta N_{ns}^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} \approx \left[ 1 + \frac{\tau_1}{T} \left( \frac{t_{\Delta N_0}}{t_{\Delta N}} - 1 \right) \right]^{-1}.$$

Тогда

$$\frac{\overline{\Delta N_{n\infty}^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} = \left( \frac{\overline{\Delta N_{ns}^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} \right) \left( \frac{N_{n\infty}}{N_0} \right)^2.$$

Таким образом, отвлекаясь от дискретной природы возмущения, видим, что зависимость  $\overline{\Delta N_n^2}$  от времени аналогична зависимости  $\overline{\Delta N^2}(t)$  при возмущении непрерывным радиоизлучением. Однако величина  $\overline{\eta_{n\infty}} = \overline{\Delta N_{n\infty}^2} / \overline{\Delta N_0^2} - 1$  примерно в  $\tau_1/T$  раз меньше, чем  $\overline{\Delta N_{\infty}^2} / \overline{\Delta N_0^2} - 1$ , в то же время  $|\overline{\eta_{n\infty}}|$  примерно в  $t_{\text{эфф}}/T \gg 1$  раз больше, чем при возмущении одним импульсом.

Отметим, что для современных установок  $\theta \leq 40$  [3, 4]. При  $z < z_0$  и  $z > z_0$  для  $\beta_a \sim T_e^a$  и  $\theta \gg 1$  имеем соответственно

$$\eta_{n\infty}^{(1)} = \left[ 1 + \frac{\tau_1}{T} \frac{t_{N_0}}{t_N} \right]^{-3} - 1, \quad \eta_{n\infty}^{(2)} \approx \left[ 1 + \frac{\tau_1}{T} \frac{t_{\Delta N_0}}{t_{\Delta N}} \right]^{-1} - 1.$$

Если  $\theta = 40$ , то  $\eta_{n\infty}^{(1)} \approx -60\%$ ,  $\eta_{n\infty}^{(2)} \approx -20\%$  для  $\tau_1/T \sim 0,01$  и  $\eta_{n\infty}^{(1)} \approx -99\%$ ,  $\eta_{n\infty}^{(2)} \approx -70\%$  для  $\tau_1/T \sim 0,1$ . Видно, что при достаточно большом возмущении  $T_e$  ( $\geq 100\%$ ) на всех высотах  $\eta_{n\infty} < 0$ , а при возмущении непрерывной радиоволной  $\overline{\Delta N_{\infty}^2} > \overline{\Delta N_0^2}$  на высотах  $z > z_1$ , если  $\alpha_r(T_e)$  убывает быстрее, чем  $T_e^{-1}$ .

Связь амплитуд частично-отраженного сигнала с параметрами неоднородностей. Возмущение неоднородной структуры удобно исследовать при помощи метода частичных отражений (ЧО), основанного на обратном рассеянии радиоволн неоднородностями  $N$  в нижней ионосфере.

Для френелевской модели отражения, справедливой вдали от области отражения радиоволны с частотой  $f \geq 2$  МГц, средние квадраты обыкновенной («+») и необыкновенной («-») компонент ЧО сигнала пропорциональны:

$$\overline{A_{\pm}^2} \sim \frac{\overline{\Delta N^2}}{\Omega_{\pm}^2 + \nu^2} e^{-4K_{\pm}},$$

где  $K_{\pm}$  — интегральный коэффициент поглощения. Тогда

$$a_{\pm} = \frac{\overline{A_{\pm}^2}}{\overline{A_{\pm 0}^2}} = \frac{\overline{\Delta N^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} \frac{\Omega_{\pm}^2 + \nu_0^2}{\Omega_{\pm}^2 + \nu^2} e^{-4\Delta K_{\pm}}, \quad \Delta K_{\pm} = K_{\pm} - K_{\pm 0}.$$

При умеренном ( $\leq 100\%$ ) возмущении среды мощным радиоизлучением для дневной и ночной моделей  $N(z)$  имеем  $4|\Delta K_{\pm}| \ll 1$  при  $z \leq 80$  км и  $z \leq 100$  км соответственно. Тогда

$$a_{\pm} \approx \frac{\overline{\Delta N^2}}{\overline{\Delta N_0^2}} \frac{\Omega_{\pm}^2 + \nu_0^2}{\Omega_{\pm}^2 + \nu^2}. \quad (10)$$

На высотах  $z \gtrsim 70-80$  км  $\Omega_{\pm}^2 \gg \nu^2$  для обыкновенной и необыкновенной компонент соответственно и  $a_{\pm} \approx \overline{\Delta N^2} / \overline{\Delta N_0^2}$ . Используя соотношение (10), для высот  $z \leq 70-75$  км можно получить  $\theta(z)$  из уравнения

$$\frac{a_+}{a_-} = \frac{\Omega_+^2 + \nu_0^2}{\Omega_+^2 + \nu_0^2 \theta^{5/3}} \frac{\Omega_-^2 + \nu_0^2 \theta^{5/3}}{\Omega_-^2 + \nu_0^2}. \quad (11)$$

Поскольку в стационарном случае при  $z < z_0$

$$a_{\pm\infty} = \frac{\Omega_{\pm}^2 + \nu_0^2}{\Omega_{\pm}^2 + \nu_0^2 \theta^{5/3}} \left( \frac{N_{\infty}}{N_0} \right)^3, \quad (12)$$

то, определив  $\theta$  из (11), получим из (12)  $N_\infty/N_0 = \beta_{\alpha_0}/\beta_\alpha = \theta^{-\lambda_\alpha}$ , а значит и  $\lambda_\alpha$ . Затем вычисленное  $\lambda_\alpha$  можно использовать для расчета  $\theta(z)$  при  $z < z_1$ . Аналогично можно определить  $N_\infty/N_0$  на высотах  $z > z_1$ , а также  $\theta$  или  $\lambda_r$  (где  $\alpha_r \sim \theta^{-\lambda_r}$ ).

Кроме того, исследуя процесс становления или релаксации  $\overline{A_\pm^2}$  (т. е.  $\Delta N^2(t)$ ), получим  $t_{\text{эфф}}$  или  $t_{\text{эфф}0}$ . Это позволит вычислить  $\beta_{\alpha_0}$  (при  $z < z_0 < z_1$ ),  $l$  или  $D_0$  (при  $z_0 < z < z_1$  или  $z > z_0 > z_1$ ),  $\alpha_{r_0}$  (при  $z_1 < z < z_0$ ).

Сочетая данную методику с методикой дифференциального поглощения, можно увеличить количество диагностируемых параметров плазмы.

**Результаты расчета.** Чтобы рассчитать стационарное возмущение  $\Delta N_\infty^2$ , необходимо вычислить профиль  $\theta(z)$ . Для его нахождения численно решалась система уравнений для амплитуды электрического поля,  $T_e$  и  $N$ . Расчет  $\theta(z)$  выполнен для дневной и ночной моделей среды, взятых из работы [5], для обыкновенной компоненты радиоволны частотой  $f = 2$  МГц, при ряде значений эффективной мощности  $PG$  греющей волны. Предполагалось, что  $z_0 = 80$  км,  $z_1 = 75$  км (день),  $z_1 = 90$  км (ночь),  $\beta_\alpha \sim T_e$ ,  $\alpha_r \sim T_e^{-1}$ . Результаты расчета  $\Delta N_\infty^2/\Delta N_0^2$  приведены в табл. 3 (день) и табл. 4 (ночь).

Таблица 3

$PG, \text{ МВт}$	$z, \text{ км}$				
	65	70	75	80	85
20	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$9,4 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	1,8	1,05
50	$8,2 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	2,8	1,07
100	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	8	1,09
300	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	14,7	1,29

Таблица 4

$PG, \text{ МВт}$	$z, \text{ км}$					
	80	85	90	95	100	105
20	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	1,47	1,38	1,29
50	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	1,78	1,75	1,71
100	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$8,5 \cdot 10^{-4}$	1,85	1,82	1,80
300	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	1,90	1,89	1,88

Зависимость  $a_\pm(z)$  имеет ту же тенденцию и такой же порядок величины, что и  $\Delta N^2/\Delta N_0^2$ .

**Результаты эксперимента.** Первые эксперименты по диагностике искусственно возмущенной нижней ионосферы методом ЧО проведены ПГИ и ХГУ в 1978 г. [6], а также в Тромсе в 1979—80 гг. [7].

Эксперимент [7] проведен 29.08.1979 г. Мощность греющей установки  $PG \approx 8$  МВт, частота греющей волны  $f_1 \approx 4,04$  МГц, поляризация—обыкновенная. Для диагностики применялась радиоволна с час-



той  $f_2 \approx 2,75$  МГц. Результаты расчета  $\overline{\Delta N_{\pm}^2}/\overline{\Delta N_0^2}$  и  $\theta_{\pm} = T_e/T_{e0}$  по измерениям амплитуд обыкновенной и необыкновенной компонент приведены в табл. 5.

Таблица 5

$z, \text{ км}$	64	68	72	76	80	84	88
$\theta_+$	—	1,20	1,30	1,40	1,50	1,38	1,37
$\overline{\Delta N_+^2}/\overline{\Delta N_0^2}$	—	0,58	0,46	0,43	0,36	0,44	0,45
$\theta_-$	1,16	1,19	1,19	1,30	1,30	1,17	1,02
$\overline{\Delta N_-^2}/\overline{\Delta N_0^2}$	0,64	0,59	0,59	0,51	0,51	0,67	0,94

Из табл. 5 видно, что при  $z < 80$  км данные, полученные по различным магнитоионным компонентам, отличаются в среднем на  $\sim 10\%$ . При  $z \geq 80$  км различие увеличивается, так как здесь уже, по-видимому, нельзя считать величину  $4\Delta K_{\pm}$  малой (см. (10)).

В табл. 6 приведены результаты, полученные 9.06.1980 г. при  $PG = 72$  МВт,  $f_1 = 4,04$  МГц (обыкновенная компонента).

Таблица 6

$z, \text{ км}$	64	68	72	76	80	84	88
$\theta_+$	1,2	2,1	2,9	2,9	2,1	1,7	1,2
$\overline{\Delta N_+^2}/\overline{\Delta N_0^2}$	0,58	0,11	0,04	0,06	0,15	0,26	0,63

Экспериментальные зависимости  $a_{\pm}(z)$ ,  $\overline{\Delta N^2}/\overline{\Delta N_0^2}$  и  $\theta(z)$  качественно соответствуют приведенным выше теоретическим исследованиям: на малых высотах ( $z \leq 70-80$  км)  $\overline{\Delta N^2}/\overline{\Delta N_0^2}$  убывает, а  $\theta_{\pm}$  растет, выше  $\overline{\Delta N^2}/\overline{\Delta N_0^2}$  постепенно увеличивается, а  $\theta_{\pm}$  уменьшается. Высота, где  $\overline{\Delta N^2} = \overline{\Delta N_0^2}$ , существенно зависит от состояния ионосферы и параметров установок.

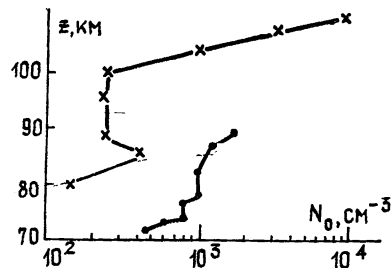
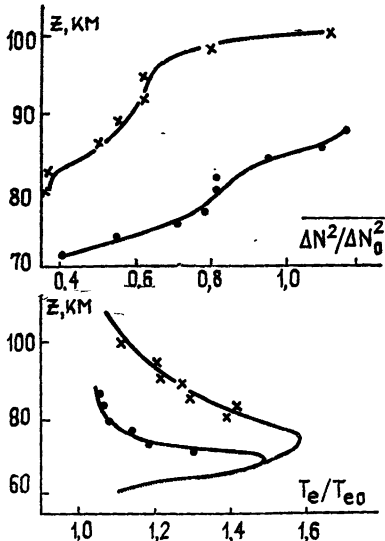


Рис. 3.

Количественное сопоставление теоретических и экспериментальных результатов возможно, если в эксперименте измерены профили

основных ионосферных параметров и прежде всего  $N_0(z)$  и  $N(z)$ . Для примера (рис. 3) приведем результаты расчета  $\overline{\Delta N^2}/\overline{\Delta N_0^2}$  и  $T_c/T_{c0}$  (сплошные кривые) и эксперимента (точки —01.08—01.15, 28.02.78,  $f_2 \approx 3,5$  МГц, индекс геомагнитной активности  $r_H' \approx 210$  γ, крестики—03.31—03.55, 27.02.78,  $f_2 \approx 2,4$  МГц,  $r_H' \approx 130$  γ), проведенного ПГИ и ХГУ в районе Мончегорска. Методика эксперимента описана в работе [6]. Расчеты выполнены для  $PG = 10$  МВт с использованием экспериментальных профилей  $N_0(z)$  (рис. 3), которые примерно соответствуют характерным состояниям дневной и ночной среднеширотной ионосферы. Отличие в результатах расчетов и экспериментов  $\sim 10\%$ .

Автор благодарен Л. М. Ерухимову за полезное обсуждение основных результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. — М: Наука, 1974.
2. Черногор Л. Ф. — Вестник Харьковского ун-та. Радиофизика и электроника, 1978, 163, вып. 7, с. 10.
3. Гуревич А. В., Шлюгер И. С. — Изв. вузов. — Радиофизика, 1975, 18, № 9, с. 1237.
4. Мисюра В. А., Мартыненко С. И., Черногор Л. Ф. Некогерентное рассеяние радиоволн — Апатиты, 1980, с. 57.
5. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.
6. Гоков А. М., Мартыненко С. И., Мисюра В. А., Пивень Л. А., Сомаев В. Г., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф., Шемет А. С. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1982, 22, № 5, с. 748.
7. AGARD CONFERENCE PROCEEDINGS № 295. The Physical Basis of the Ionosphere in the Solar—Terrestrial System. Papers and Discussions presented at the 27-th Meeting of the Electromagnetic Waves Propagation in Pozzuoli, Italy, 1980.

Харьковский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
1 сентября 1983 г.

## THE IRREGULAR LOWER IONOSPHERIC STRUCTURE DISTURBED BY A POWERFUL RADIATION

*L. F. Chernogor*

Formulas describing rms electron density fluctuation disturbances at  $z \leq 100$  km are obtained. A stationary and nonstationary problems are solved. The irregular structure integrally disturbed by successive powerful pulses is discussed. Computational and experimental results are given.