

**ОПЕЧАТКИ К СТАТЬЕ Т. М. Заборонковой, А. В. Кудрина, Е. Ю. Петрова
“О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТОКА ВДОЛЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ
В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ
В ДИАПАЗОНЕ ОЧЕНЬ НИЗКИХ ЧАСТОТ”**

(Известия ВУЗов. Радиофизика. 1999. Т. 42, №. 8, С. 750–764)

В статье Т. М. Заборонковой, А. В. Кудрина, Е. Ю. Петрова “О распределении тока вдоль цилиндрической антенны в магнитоактивной плазме в диапазоне очень низких частот” (Известия ВУЗов. Радиофизика. 1999. Т. 42, №. 8, С. 750–764) допущены опечатки в номерах ряда формул.

Формулу (20) следует читать как формулу без номера.

Формулы с номерами (21)–(38) следует читать как формулы (20)–(37).

МИНИСТЕРСТВО ОБЩЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издается с апреля 1958 г.

Том XLII № 8

Нижний Новгород

1999

С о д е р ж а н и е

- Demekhov A. G., Trakhtengerts V. Yu., Nobara Y., Hayakawa M. Theory of second-order cyclotron resonance as related to the origin of discrete VLF emissions in the magnetosphere..... 713
- Milikh G. M., Papadopoulos K., McCarrick M., Preston J. ELF emission generated by the HAARP HF-heater using varying frequency and polarization..... 728
- Trakhtengerts V. Yu., Rycroft M. J. Parametric interactions of whistler mode waves and lower hybrid resonance waves in the upper ionosphere and magnetosphere..... 736
- Мироненко Л. Ф., Рапопорт В. О., Котик Д. С. Эффект Вавилова-Черенкова и доплер-эффекты от сверхсветового радиозайчика в нижней ионосфере..... 740
- Заборонкова Т. М., Кудрин А. В., Петров Е. Ю. О распределении тока вдоль цилиндрической антенны в магнитоаи гивной плазме в диапазоне очень низких частот..... 750
- Караштин А. Н., Комраков Г. П., Токарев Ю. В., Шлюгаев Ю. В. Радиолокационные исследования на стенде СУРА..... 765
- Ким В. П., Хегай В. В. Влияние электростатического поля тропосферной линии шквалов на ночную среднеширотную E-область ионосферы..... 780
- Кошевой В. В. Радиофизическая и радиоастрономическая диагностика ионосферных эффектов, вызванных наземным инфразвуковым изл. телем (предварительные результаты)..... 785
- Токарев Ю. В., Алимов В. А., Белов Ю. И., Бойко Г. Н., Комраков Г. П., Муравьева Н. В., Рахлин А. В., Кайзер М. Л., Родригес П. Радар СУРА-WIND: исследование нелинейных эффектов при просвечивании ионосферы короткими радиоволнами..... 799
- Сергеев Е. Н., Грач С. М., Комраков Г. П., Фролов В. Л., Штуббе П., Тиде Б., Лейзер Т., Кароззи Т. Влияние мелкомасштабных неоднородностей на характеристики overshoot-эффекта в эволюции искусственного радиоизлучения ионосферы. Часть II. Стадия релаксации..... 810
- Бронин А. Г., Грач С. М., Жбанков Г. А., Заботин Н. А. К теории аномального поглощения обыкновенной волны..... 826

THEORY OF SECOND-ORDER CYCLOTRON RESONANCE AS RELATED TO THE ORIGIN OF DISCRETE VLF EMISSIONS IN THE MAGNETOSPHERE

A. G. Demekhov¹, V. Y. Trakhtengerts¹, Y. Hobara^{1,2} and M. Hayakawa²

Recent analytical and numerical results concerning the role of the second-order cyclotron resonance effects in formation of discrete emissions in the magnetosphere are reviewed. Peculiarities of whistler cyclotron interactions with energetic particles having sharp (step-like or beam-like) distribution functions evolving in space and time are studied. Formation of such distributions is considered, and an analytical self-consistent theory of the second-order cyclotron resonance effects is developed. In particular, characteristics of electron beams produced by the interaction of a VLF wave packet from a ground-based transmitter are studied. It is shown that spatial and temporal gradients of the parallel velocity of the beams formed can be opposite to the case of a pure adiabatic motion of a single particle. Such a behavior can be significant for the generation of secondary emissions. It is proven that the optimal conditions for the instability occur for a nonstationary quasi-monochromatic wavelets whose frequency changes in time. The theory developed permits to estimate the wave amplification and spatio-temporal characteristics of these wavelets. Numerical results on beam formation and generation of secondary emissions are presented.

INTRODUCTION

The problem of origin of discrete ELF/VLF emissions in the magnetosphere, such as chorus and triggered emissions, has a long history [1,2]. Natural conditions are commonly associated with smooth distribution functions which usually generate broadband noise-like emissions. On the other hand, observations show often presence of quasi-monochromatic signals that indicate coherent wave-particle interactions.

Physical mechanisms that lead to the generation of coherent emissions under natural conditions can be grouped in the following way:

- a) narrowing of the frequency spectrum during the instability development due to nonlinear processes which come into play when the wave energy reaches sufficiently high level;
- b) hydrodynamic instability of smooth but very intense transient beams:

$$\gamma/k \gtrsim \Delta v \sim v,$$

where γ and k are wave growth rate and wavenumber, v and Δv are the characteristic velocity and the velocity spread, respectively;

- c) nonlinear interaction with "seed" quasi-monochromatic waves (examples of such waves can be power-line harmonic radiation (PLHR) — whistlers originated by lightning);
- d) kinetic or hydrodynamic instability of distribution functions with small velocity dispersion.

Concerning the last mechanism, two questions arise: what are the sources of electron beams with small velocity dispersion and how to explain particular dynamical spectra of emissions. Answering on the first question, it is possible to point to at least two sources of electron beams in the Earth's magnetosphere. It is the direct acceleration in the auroral zone and electron acceleration by a quasi-monochromatic whistler wave packet from ground-based VLF-transmitters. One more type of the distribution function which can be a universal source for generation of discrete emissions is the function with a step-like peculiarity in the velocity space. Such a distribution function appears at the final stage of quasi-linear relaxation of plasma instabilities, in particular, cyclotron instability [3,4]

The answer on the second question (how dynamical spectra of discrete emissions are formed) is connected, to our mind, with the second order cyclotron resonance effects, when some spatial and temporal change of the generated signal's frequency arises to compensate the cyclotron resonance (CR) mismatching in the inhomogeneous magnetic field. This is one of the most clear ideas on the physical nature of the discrete emissions suggested by Helliwell [5] who formulated some principal questions of this problem in framework of his phenomenological theory. He suggested that a dynamical frequency spectrum of discrete emission can be found from two conditions, corresponding to the 1st and the 2nd order cyclotron resonance of whistler waves with energetic electrons:

$$\Delta = \omega(z, t) - k_{\parallel} v_{\parallel} - \omega_H(z) = 0, \quad (1a)$$

$$\frac{d\Delta}{dt} = \frac{\partial\Delta}{\partial t} + v_s \frac{\partial\Delta}{\partial z} = 0, \quad (1b)$$

where some effective velocity of the source v_s was introduced. Here z is the coordinate along the magnetic field line, $\omega_H(z)$ is the electron gyrofrequency, and v_{\parallel} is the parallel velocity of electrons. The physical base for conditions (1b) was that the interaction length of the electron with the wavelet $\omega(z, t)$ under the fulfillment of (1b) was essentially increased. However, some important parameters in frames of this theory were not determined, as well as the source velocity $v_s(z, t)$ and quantitative characteristics of the efficiency of wave-particle interactions. Further investigation of discrete ELF/VLF emissions went mainly on the way of computer simulations. The important analytical and computational results were obtained by Nunn [6–8], Karpman et al. [9], Istomin et al. [10], Roux +78(trig), Matsumoto 79(trig), Omura +82:jgr, Omura +85(nl). They showed that electrons are trapped efficiently by a quasimonochromatic wave at the cyclotron resonance $\Delta=0$ and accelerated in an inhomogeneous geomagnetic field. Istomin et al. [10] presented an analytical semiphenomenological theory of triggered whistler emissions, based on the hydrodynamic beam-plasma instability. Istomin [15] considered the effect of the phase bunching of the electrons accelerated by the external whistler wave on triggered emissions generated under conditions of the ordinary cyclotron resonance. Nunn [6–8] and Omura and Matsumoto [13, 14] obtained in the computer simulations that a beam of electrons accelerated by a pump wave can generate secondary whistler waves with frequency drift, which could be related with triggered emissions. Similar results and some new effects were obtained by Vomvoridis et al. [16] and Molvig et al. [17]. The excellent review by Omura et al. [2] supplements the history of this question. The further successful computer simulations, using new sophisticated computer codes, have been realized recently by Smith and Null [18], Nunn et al. [19] who were able to simulate not only triggered but also chorus emissions.

It should be noted that the 2-nd order CR effects have been discussed in these papers mainly in relation to nonlinear frequency shift during wave-particle interactions. To our mind, these effects are very important also at the linear stage of the instability.

In this paper we review our recent results on quantifying the 2-nd order cyclotron resonance effects in relation to the discrete emissions in the magnetosphere; in more detail they can be found in [20–22]. In Sec. 1 we show that the cyclotron amplification in inhomogeneous magnetic field has a maximum for quasimonochromatic wavelets whose frequency changes in space and time. In Sec. 2, we briefly consider characteristics of the electron beams, formed by interaction of radiation belt electrons with an external quasimonochromatic whistler wave, as an important example of sharp nonstationary distributions that can appear in the magnetosphere. In Sec. 3, present example calculations related to the generation of the secondary emissions based on approaches described in Secs. 1 and 2: we determine the 2nd-order cyclotron resonance conditions for the beams formed by external quasimonochromatic whistler waves and show that the wavelets satisfying these conditions have much in common with triggered ELF/VLF emissions. In Sec. 4, we formulate our conclusions and the problems for future investigations.

1. RESULTS FROM THE LINEAR THEORY OF THE SECOND-ORDER CYCLOTRON RESONANCE

In this section, we briefly describe the rigorous approach to the linear stage of the cyclotron instability in inhomogeneous magnetic field taking into account the 2-nd order cyclotron resonance phenomenon. Full detail of this approach can be found in [20].

We assume a sharp distribution function to be present, parameters of the sharp feature being allowed to vary slowly in time and space. In this section, we restrict ourselves to the step-like distribution function in parallel velocity component along the magnetic field

$$F = n_b \Theta(V_* - v_{\parallel*}) \mathcal{F}(v_{\parallel*}) \Phi(J_{\perp}, z), \quad (2)$$

where $\Theta(x)$ is the Heaviside unit function,

$$\begin{aligned} \Theta(x) &= 1, & x &\geq 0 \\ \Theta(x) &= 0, & x &< 0 \end{aligned}$$

$\mathcal{F}(v_{\parallel*})$ is a smooth part of the distribution over parallel velocities, the function $\Phi(J_{\perp}, z)$ characterizes the distribution over the 1-st adiabatic invariant which we define as $J_{\perp} = mv_{\perp}^2/2H$ (m is the mass of electron, v_{\perp} is the modulus of the velocity across the magnetic field, H is the local magnetic field). Further it is assumed that Φ has a maximum at $J_{\perp} = J_*$ and during the integration it can be approximated as

$$\Phi(J_{\perp}, z) \approx \delta[J_{\perp} - J_*(z, t)]. \quad (3)$$

At the same time we assume that the contribution of the term proportional to $\partial F/\partial v_{\perp}$ to the resonant current is negligible as compared to $\partial F/\partial v_{\parallel}$. This implies that $\omega_H \Delta v_{\parallel} \ll k_{\parallel} v_{\perp} \Delta v_{\perp}$, where Δv_{\parallel} and Δv_{\perp} are the velocity spreads in the corresponding directions.

The distribution function is normalized to the local beam density n_b :

$$2\pi \int F v_{\perp} dv_{\perp} dv_{\parallel} = n_b.$$

Particular form of the smooth part $\mathcal{F}(v_{\parallel*})$ of the distribution over $v_{\parallel*}$ is not significant since we will consider only interactions with waves resonant with the step velocity V_* .

The parallel velocity $v_{\parallel*}$ in (2) corresponds to some point z_* with the local gyrofrequency ω_{H*} and can be expressed as

$$v_{\parallel*} = \left[\frac{2}{m} (W - J_{\perp} H_*) \right]^{1/2}, \quad (4)$$

where W is the electron energy, $H_* = H(z_*)$. The point z_* can be considered as the injection point of the beam. This point is allowed to vary slowly in time, as well as the characteristic parallel velocity V_* . In absence of waves, the distribution function varies in z and t according to conservation of W and J_{\perp} which is described by the equation

$$\frac{\partial F}{\partial t} + v_{\parallel}(J_{\perp}, W, z) \frac{\partial F}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

where $v_{\parallel} = \left\{ \frac{2}{m} [W - J_{\perp} H(z)] \right\}^{1/2}$.

We consider the interaction of energetic particles with a quasimonochromatic wave

$$E(z, t) = \mathcal{A}(z, t) \exp[i\psi(z, t)], \quad (6)$$

where $\mathcal{A}(z, t)$ is the slowly varying amplitude and $\psi(z, t)$ is phase. For the case of the weak beam ($n_b/n_c \ll 1$, n_c being the cold plasma density) it is convenient to split the phase ψ into two parts:

$$\psi = \psi_0(z, t) + \varphi(z, t), \tag{7}$$

ψ_0 and φ being determined by the cold plasma and the beam, respectively. The frequency ω and wave vector k are determined according to the rules of geometrical optics

$$\omega(z, t) = -\frac{\partial\psi}{\partial t} = \omega_0(z, t) + \Omega(z, t), \quad k(z, t) = \frac{\partial\psi}{\partial z} = k_0(z, t) + \varkappa(z, t), \tag{8}$$

where ω_0 and k_0 are connected with the dispersion equation for the cold plasma,

$$\omega_0 = \omega_0(k_0, z), \tag{9}$$

and Ω and \varkappa are the beam contributions which have to be determined self-consistently. The group velocity is equal to $v_g = \partial\omega_0/\partial k_0$, and the frequency ω_0 obeys the equation

$$\frac{\partial\omega_0}{\partial t} + v_g \frac{\partial\omega_0}{\partial z} = 0. \tag{10}$$

Hereafter we denote ω_0 and k_0 , respectively.

Taking into account the specific form of the energetic electron distribution function (2) and (3), one obtains the set of self-consistent equations describing the linear stage of the wave-particle interactions (for detailed derivation see[20]:

$$\frac{\partial A}{\partial t} - v_g \frac{\partial A}{\partial z} = \alpha_1 H^{3/2} j, \tag{11a}$$

$$\frac{\partial j}{\partial t} + v_* \frac{\partial j}{\partial z} = \alpha_2 A + i\Delta \cdot j, \tag{11b}$$

where $A = \mathcal{A} \exp(i\varphi)$ is the slowly varying complex amplitude of the wave, $j = IH^{-3/2}$, I is the resonant current density,

$$v_* = \left(\frac{2}{m} [W_*(z, t) - (H - H_*)J_*] \right)^{1/2}$$

is the instant parallel velocity of the step at (z, t) , W_* is the parallel kinetic energy of the step which satisfies the equation

$$\frac{\partial W_*}{\partial t} + v_* \frac{\partial W_*}{\partial z} = 0. \tag{12}$$

Interaction coefficients $\alpha_{1,2}$ in (11) have the form

$$\alpha_1 = \frac{2\pi\omega_0}{\partial(N^2\omega^2)/\partial\omega}, \quad N = \frac{kc}{\omega_0},$$

$$\alpha_2 = \frac{e^2 n_b}{m^2} \frac{J_* H^{1/2}}{V_* v_* H_*} \left(\frac{\omega_{H_*}}{\omega} - 1 \right),$$

where e is the charge of electron.

The further progress in the analytical investigation of (11) is connected with transition to the new variables

$$\eta = t + \int_{z_*}^z \frac{dz'}{v_g(z', \omega)}, \quad \xi = \int_{z_*}^z \frac{dz'}{\tilde{v}_*(z', W_*(z, t))} - t \tag{13}$$

where $\tilde{v}_*(z', W_*(z, t)) = \sqrt{(2/m)[W_*(z, t) - \Delta H(z')J_*]}$, $\Delta H(z') = H(z') - H_*$. In these variables after introducing the logarithmic amplification

$$\Gamma = \ln \frac{|A|}{|A_0|},$$

where A_0 is an arbitrary initial amplitude, the system of equations (11) is transformed to the following:

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_1}{\partial \eta} + g_1 g_2 - \alpha_1 \alpha_2 + \Phi \alpha_1 &= -\alpha_{\text{eff}}^2, \\ \frac{\partial \alpha_1}{\partial \eta} + g_1 \alpha_2 + g_2 \alpha_1 - \Phi g_1 &= 0, \end{aligned} \quad (14)$$

where $\alpha_{\text{eff}}^2 = \alpha_1 \alpha_2$,

$$g_1 = \frac{\partial \Gamma}{\partial \xi}, \quad g_2 = \frac{\partial \Gamma}{\partial \eta}, \quad \alpha_1 = \frac{\partial \varphi}{\partial \xi}, \quad \alpha_2 = \frac{\partial \varphi}{\partial \eta}, \quad (15)$$

$\Phi = v_g \Delta / (v_g + v_*)$ is the function of ξ and η and is proportional to the cyclotron resonance mismatch Δ .

The system (14) can be solved easily in the case of a sufficiently weak beam, when the squared terms ($g_1 g_2$, $\alpha_1 \alpha_2$, $\alpha_2 g_1$ and $\alpha_1 g_2$) in (14) can be neglected. This solution can be presented as follows:

$$\Gamma(\eta, \xi) = -\alpha_{\text{eff}}^2 \int_{\xi_0(\eta)}^{\xi} \int_{\eta_0(\xi')}^{\eta} \cos \left(\int_{\eta'}^{\eta} \Phi(\eta'', \xi') d\eta'' \right) d\eta' d\xi'. \quad (16)$$

Here $\xi_0(\eta)$ and $\eta_0(\xi)$ are the mutually inverse functions which are determined by the relation $t(\xi, \eta) = 0$.

Without loss of generality, the function Φ in (16) can be represented in the form

$$\Phi(\eta, \xi) = p \prod_{i=1}^n [\xi - \xi_i(\eta, \omega(\eta))], \quad (17)$$

where the points $\xi = \xi_i$ correspond to the cyclotron resonance points ($\Delta = 0$) for the given quasimonochromatic wavelet with frequency $\omega(\eta)$ in the coordinate system moving with the beam, and

$$p \equiv \frac{a\omega_{HL}}{v_*} \gg 1, \quad a = \left(\frac{1}{H} \frac{dH}{dz} \right)^{-1},$$

where the subscript L denotes any value at the equatorial plane. For whistler waves in the magnetosphere $p \sim 10^3 - 10^4$. This permits to apply the stationary phase method for calculating the maximum value of Γ . In the case $n = 2$ and $\xi_1 \neq \xi_2$

$$\Gamma = \frac{2\pi\alpha_{\text{eff}}^2}{p|\xi_2 - \xi_1|}. \quad (18)$$

The second order cyclotron resonance corresponds to the equality

$$\xi_1(\eta, \omega(\eta)) = \xi_2(\eta, \omega(\eta)) = \xi_0(\eta), \quad (19)$$

which determines the dependence $\omega(\eta)$. In this case

$$\Phi = p \sigma(\xi, \eta) (\xi - \xi_0(\eta))^2, \quad (20)$$

where $\sigma(\xi, \eta)$ is the slowly varying function which does not have multiple roots. With (20), we have to apply the modified stationary phase method for the calculation of the maximum amplification Γ_m . The result is

$$\Gamma_m \sim p^{1/3} \Gamma_1 \gg \Gamma_1, \quad \Gamma_1 = \frac{2\pi\alpha_{\text{eff}}^2}{p|\xi_0|}. \quad (21)$$

Actually, Γ_1 represents the amplification in the case of the ordinary cyclotron resonance see ((18)). The value of Γ_m is achieved under the fulfillment of the conditions

$$\Phi(\xi, \eta) = 0 \quad \text{and} \quad \xi_1(\eta, \omega(\eta)) = \xi_2(\eta, \omega(\eta)). \quad (22)$$

Taking into account (20), we can write (22) in the equivalent form:

$$\Delta(\xi, \eta) = \omega + kv_* - \omega_H = 0, \quad (23a)$$

$$\partial\Delta(\xi, \eta)/\partial\xi = 0. \quad (23b)$$

Finally, the relations (23) are the strict formulation of the second order CR condition. These conditions are similar to those written by Helliwell in his phenomenological theory of discrete VLF emissions [5], but equations (23) give the effective velocity of the source directly while this parameter has not been determined in Helliwell's theory.

These relations determine two surfaces in the coordinate space (ξ, η, ω) , cross-section of which together with the relation (19) gives us the dynamical spectrum $\omega(z, t)$ of a discrete emission. Qualitative example of such a spectrum is shown in Fig. ?? (here z_0 and t_0 are the normalization constants, $z_0 \propto a$, and $t_0 \propto a/V_*$).

For the delta-like distribution function, $f \propto \delta(V_* - v_{\parallel})$, the basic equation set is of the 3rd order in t , and not the 2nd order one as equations (11a) and (11b) valid for the step-like function. It is easy to show that the amplification is maximized at the same curve $\omega(z, t)$ which satisfies the 2-nd order resonance conditions (23). However, finding the maximal value of amplification requires a more sophisticated analysis which is beyond the scope of this paper.

2. FORMATION OF NON-STATIONARY ELECTRON "BEAMS" IN THE MAGNETOSPHERE

In this section we discuss one important example of formation of the sharp nonstationary distribution functions of energetic particles in the magnetosphere, namely, the acceleration of electrons by the external quasi-monochromatic whistler wave. Basic description of this process has been formulated long ago [6, 9, 10], recent analysis of the acceleration characteristics [22] revealed qualitative spatio-temporal features of the resulting distribution function which are important for generation of secondary emissions. Here the basic equations for the electron acceleration are reproduced, their qualitative consequences are considered, and demonstrative numerical examples are presented.

Formation of the electron beam over v_{\parallel} is possible due to the trapping of a certain group of particles in the effective potential well of the pumping wave field. In strict formulation, the analysis of electron beam formation is very difficult, because it is necessary to take into account an exchange between trapped and untrapped resonant particles in an inhomogeneous magnetic field, this exchange depending also on spatio-temporal behavior of the whistler wave amplitude. At the same time it is possible to simplify the problem, considering rather strong wave packets, which trap resonant particles during a long time. Such a situation takes place when the following inequality is satisfied:

$$\tau/T_{\text{tr}} \gg 1, \quad (24)$$

where τ is the packet duration, and T_{tr} is the oscillation period of trapped electrons in the wave potential wells (see equation (31)). When the density of radiation belt electrons is not large, the wave packet amplitude can be considered as constant. Under such conditions, the trapping of the energetic electrons by the packet takes place mainly at its forward front. The trapped electrons are accelerated (decelerated) inside the packet and after the exit from the packet they escape along the inhomogeneous magnetic field (their parallel velocity components at the backward front of the packet varying in time according to variation of the local resonance velocity). This problem has been shortly considered by Istomin [10] in their application to triggered ELF/VLF emissions. Hobara [22] investigated this problem more carefully taking into account the movement of the wave packet and expansion of the beam in inhomogeneous magnetic field.

Further in this article we assume the parabolic dependence of ω_H on the coordinate z along the magnetic field line

$$\omega_H = \omega_{HL}(1 + s^2), \tag{25}$$

where the subscript L denotes any value in the equatorial plane, the dimensionless variable $s = z/a$, $a = \sqrt{2}R_0L/3$, R_0 is the Earth radius and L is McIlwain parameter. The resonance velocity which follows from the cyclotron resonance condition (1a) is equal to

$$|v_R| = \frac{\omega_H - \omega}{k} = \left\{ \frac{(\omega_H - \omega)^3}{\omega_H} \right\}^{1/2}, \tag{26}$$

where we have used the following expression for the whistler wave number k :

$$k = \frac{\omega_p}{c} \left(\frac{\omega}{\omega_H - \omega} \right)^{1/2} = \kappa(1 - \omega/\omega_H)^{-1/2}, \tag{27}$$

$\kappa = (\omega_p^2\omega/c^2\omega_H)^{1/2}$, ω is the wave angular frequency of the quasi-monochromatic whistler packet and $\omega_p = (4\pi e^2n_c/m)^{1/2}$ is the electron plasma frequency (n_c is the cold plasma density, and m and e are the mass and charge of electron, respectively). Further we suggest that κ does not depend on s ($n_c \propto H$). The group velocity of whistler waves can be written as

$$v_g = \frac{2\omega}{\omega_H} v_R = \frac{2\omega}{\kappa} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_H} \right)^{3/2}. \tag{28}$$

The possibility of electron trapping by a whistler wave is determined from the existence condition of the wave effective potential well. The visual picture of the appearance of such a well is shown in Fig. 2 of Omura++91:jatp. The quantitative condition for that can be written as [10]

$$2\alpha T_{tr}^2 \leq 1, \tag{29}$$

where

$$\alpha = \frac{k}{4} \frac{d\omega_H}{dz} \left(\frac{dv_R^2}{d\omega_H} + \frac{v_{\perp}^2}{\omega_H} \right), \tag{30}$$

$$T_{tr} = (hkv_{\perp}\omega_H)^{-1/2}, \tag{31}$$

ω_H , k , and v_R are determined from equations (25)–(27), $h = b/H$, b is the wave magnetic field amplitude. From (29), one can find that trapping conditions for a fixed frequency whistler wave pulse in the magnetosphere are satisfied for a finite range of distances around the equator. The maximum coordinate where trapping occurs is

$$s_* = \frac{(1 - \omega/\omega_{HL})^{3/4}}{(1 - \omega/\omega_{H*})^{7/4}} \frac{a\kappa}{2^{3/2}} h_L, \tag{32}$$

where $\omega_{H*} \equiv \omega_H(s_*)$ (see Hobara [22]).

Particles trapped in the wave potential well oscillate in velocity space with the velocity amplitude

$$|v_{tr}| = (kv_{\perp}\omega_H h)^{1/2} \cdot k^{-1} \equiv \frac{1}{T_{tr}k} \ll v_R, \quad (33)$$

where k is determined by the relation (27). On the acceleration path (the region of the magnetic field line, where $\omega_{HL} \leq \omega_H \leq \omega_{Hent}$), the oscillations of v_{\parallel} relative to $v_R(s)$ are decreasing if the inequality

$$\frac{dT_{tr}}{dz} = \frac{d}{dz} \left(kv_{\perp}\omega_H h \right)^{-1/2} > 0 \quad (34)$$

is satisfied [9].

If conditions for the effective trapping (29) and (34) are met, dynamics of the trapped electrons inside the wave packet is described by two integrals of motion [10]

$$v_{\parallel} = v_R \equiv \frac{\omega - \omega_H(z)}{k}, \quad (35)$$

$$W - \frac{\omega}{\omega_H} W_{\parallel} = \text{const}, \quad (36)$$

where $W_{\parallel} = \frac{v_{\parallel}^2}{2}$. From these equations, the following formula relating the values at the entrance and the exit of the wave packet is obtained:

$$\frac{\omega_{Hent} - \omega}{\omega_{Hext} - \omega} + \frac{v_{Rent}^2 - v_{Rext}^2}{\omega_{Hext} - \omega} \omega_{HL}, \quad (37)$$

$$v_{\parallel ext} = v_{Rext}, \quad V_{ext}^2 = v_{Rext}^2 + I_{ext} \cdot \omega_{Hext} / \omega_{HL}. \quad (38)$$

The subscripts “ent” and “ext” mean the entrance (forward front) and the exit (backward front) of the packet, respectively, z_{ent} and z_{ext} being connected by the relation

$$\tau = \int_{z_{ent}}^{z_{ext}} \left(\frac{1}{v_R} + \frac{1}{v_g} \right) dz, \quad (39)$$

where τ is the packet duration.

Taking into account equations (25), (27), and (37), the relation (34) can be transformed into the condition

$$\omega \geq \omega_{\min} = \frac{2}{9} \omega_H(s_{ent}). \quad (40)$$

We can conclude that the effective acceleration takes place if

$$\omega \geq \frac{2}{9} \omega_{H*}. \quad (41)$$

In this case the relation (38) can be considered as asymptotically correct for large τ .

From the above equations one can estimate (for detail, see [22] and Sec. 3) that the conditions for effective trapping and acceleration are well satisfied for $b_L \sim 10$ pT at $L = 4$ if $n_{cL} \sim 250 \text{ cm}^{-3}$.

The relations (32)–(38) permit one to find the distribution function of an electron beam in an arbitrary point of the magnetic flux tube. For that the initial distribution function of electrons has to be given at the entrance of the packet and the Liouville theorem should be used. Detailed description of calculations can be found in [22]. Here we briefly discuss the main factors that influence spatio-temporal features of the beam.

Based on the conditions of efficient trapping discussed above, we assume the distribution function at the exit from the wave packet to be equal to a δ -function over v_{\parallel} : $F = F_0(I_{\text{ext}}, v_{\text{ext}}) \cdot \delta(v_{\parallel} - v_{\text{Rext}})$. The 1-st adiabatic invariant of electrons at the forward front $z = z_{\text{ent}}$ is taken as a parameter ($I_{\text{ent}} = I_{00}$). Particles are traced until they reach the mirror point, bounced particles are dropped. Some ground to neglect bounced electrons can be the growth of velocity dispersion and mixing, when particles come far from the packet. By this reason, we do not consider also the phase bunching of the beam electrons near the escape point. On the other hand the phase bunching and bouncing between mirror points are the special interesting problems which deserve a special consideration.

The parameters which determine the main features of the beam are: (1) duration of the pulse, τ ; (2) the ratio of the pump wave frequency to the equatorial gyro-frequency, ω/ω_{HL} ; (3) cold plasma density at the equator, n_{cL} , and (4) the initial adiabatic invariant of the electrons before trapping, I_{00} . Inside the wave packet, electrons are accelerated while moving towards the equator and decelerated while moving away from the equator. For net acceleration of the electrons the central cross section of the packet has to be placed on the left from the equatorial cross section of the magnetic flux tube if the packet moves in $-z$ direction (see Fig. ??). It is borne in mind that the acceleration of the electrons takes place only for the trapped particles whose parallel velocity component $|v_{\parallel\text{ent}} - v_{\text{Rent}}| \leq 2v_{\text{tr}}$, where v_{tr} being determined by (33). At the exit from the packet the background of untrapped particles exists, so we consider beam formation to occur if the acceleration I_{ext}/I_{00} exceeds some threshold; for the examples shown below, this threshold is chosen as

$$I_{\text{ext}} \geq 1.2 \cdot I_{00}. \quad (42)$$

Further we define $s_{*\text{ext}}$ as the position of the packet exit when we stop the escaping particles traced.

Figs. ?? and ?? show the snapshots of the beam parallel velocity as a function of normalized distance $s = z/a$ from the equator at different time moments $t_i = i \times 0,05$ s ($i = 1, 2, 3, 4, \dots$). Time t is counted from the start of tracing particles as determined by (42). The variants shown in Figs. ?? and ?? differ by the duration of the pump wave pulse. Other parameters are the same and indicated in the caption to Fig. ?. We note that rather large primary wave amplitude $b_L = 10^2$ pT has been chosen for these examples; however estimations and calculations show [22] that qualitative features of the beam kinematics are the same for lower wave amplitudes until the trapping conditions (29) and (34) are satisfied.

The main differences between the two cases shown in Figs. ?? and ?? come from two reasons. First for the longer pulse, the trapping conditions stops due to the magnetic field inhomogeneity when its backward (exit) front is still to the opposite side of equator (like shown in Fig. ??). Second, the net acceleration is larger for longer pulse. Note however that increase of the pulse duration above a certain value leads to the decrease of the net acceleration which comes to zero when the spatial length of the packet exceeds twice the distance to the trapping boundary; hence there is a limit for the pulse length

$$\tau v_{gp} < 2z_*. \quad (43)$$

Hereafter the subscript p refers to the pump wave.

The most significant feature of the beam evolution is that the spatial and temporal gradients of its parallel velocity can be opposite to the case of a pure adiabatic motion of individual electrons. This is due to movement of the pumping wave packet in an inhomogeneous magnetic field which provides variation of the initial velocity and position of the beam injection. Such a behavior can be important for generation of secondary emissions.

3. GENERATION OF THE SECONDARY WHISTLER WAVES

In this section, we use the results summarized above to calculate the 2-nd order CR conditions (23) for the electron v_{\parallel} -beams formed by external quasi-monochromatic whistler waves. These equations determine

two surfaces in (ω, z, t) space provided that the parallel velocity of emitting particles $v_{\parallel}(z, t)$ is known. In our case, we obtain the function $v_{\parallel}(z, t)$ from numerical calculations described in Sec. and in more detail by Hobara [22].

Intersection of the surfaces (1a) and (1b) determines the curve $\omega(z, t)$ which represent the quasi-monochromatic wavelet having the largest linear cyclotron amplification [see [20, 21] and Sec. 1]. Schematic view of this curve is shown in Fig. ???. The starting and ending points at it which manifest the beginning and end of the generated wavelet are determined by the real existence if the beam. In particular case of triggered emissions they are related with trapping and acceleration conditions in the pumping wave packet.

In the case $z/a < 1$, trapping conditions in the form (29) and (32) can be rewritten as

$$z < z_* \approx \frac{k_p(R_0L)^2}{9\sqrt{2}}h_L. \quad (44)$$

On the other hand, it is reasonable to suggest that a triggered emission can appear only if the total acceleration in the external wave pulse is large enough; this implies equation (43). Taking into account (44), we obtain

$$\tau \leq \frac{(k_p R_0 L)^2 h_L}{9\sqrt{2}\omega(1 - \omega_p/\omega_{HL})^{7/4}}. \quad (45)$$

For example, with $L \simeq 4$, $k_p \sim 1.3 \text{ km}^{-1}$, $b_L \sim 10 \text{ pT}$ and $\omega_p \sim \omega_{HL}/2$, the inequality (45) gives $\tau < 0.1 \text{ s}$. Growing or nonlinear damping of a pump wave can change the criterion (45). At the same time, there is a limitation for short pulses (see equation (24)). For the same parameters as above, we get $T_{\text{tr}} \sim 15 \text{ ms}$.

Fig. ??? shows an example of computations performed for the same basic parameters as chosen in Sec. 2 for calculation of the electron beam characteristics (Figs. ?? and ??). The curves shown differ only by the pulse duration of external wave, as indicated in the legend.

Our calculations give the very clear picture of faller's and riser's triggering. The generation of these signals is determined by the pump wave duration. Short pulses generate triggered signals as fallers, when a pump wave propagates to the side of the increasing magnetic field in the conjugate hemisphere relative VLF-transmitter. Transition to risers takes place when the pump wave length $l_p \simeq v_{gp}\tau$ is comparable with the trapping length z_* (32).

Again, we note that the external wave amplitude here is rather large, $b_L = 10^2 \text{ pT}$. This value is chosen as a demonstration example. As mentioned in Sec. 2, kinematic characteristics of the electron beam remain qualitatively the same for amplitudes down to $b_L \lesssim 10 \text{ pT}$. The external wave amplitude influences the density of the beam produced and hence, the secondary wave amplification; as for the frequency-time spectrogram of the secondary emissions, they have similar tendencies for lower beam amplitudes. More detailed study of the parameters of the secondary emissions, including their dependence on plasma parameters and the external wave amplitude and comparison of the calculation results with observations will be reported elsewhere.

4. DISCUSSION AND CONCLUSION

The main objective of this study is development and application of quantitative approach to the 2-nd order CR effects in presence of spatio-temporal variations of the energetic particle distribution function which occur in the magnetosphere under natural conditions as well as due to man-made disturbances. An analytical theory of amplification of whistler waves with varying frequency in a plasma with such nonstationary energetic electron population is developed and conditions for the maximum convective amplification are shown to coincide with those of the 2-nd order cyclotron resonance. Estimation of the amplification for the

ELF EMISSION GENERATED BY THE HAARP HF-HEATER USING VARYING FREQUENCY AND POLARIZATION

G. M. Milikh¹, K. Papadopoulos^{1,2}, M. McCarrick² and J. Preston²

First observations of the ELF emission generated by the modulated ionospheric HF-heating using the HAARP facility have been presented. The prime focus is on the dependence of the polarization and of the amplitude of ELF wave upon the frequency and polarization of the heating radio wave. A simple 1D computational model of the ELF generation based on the earlier developed model of a horizontal magnetic dipole caused by the HF ionospheric heating [1] is presented. The model develops a qualitative understanding of the changes in the ELF amplitude and polarization due to variations of the heating frequency. The obtained results imply that polarization of the ELF emission generated by the ionospheric HF-heating can be controlled by changing the frequency or polarization of the radio wave.

INTRODUCTION

Generation of the VLF/ULF/ELF emission by using modulated HF-heating of the lower ionosphere was first reported more than two decades ago [2]. A quasistationary current flowing through the lower ionosphere is disturbed by the HF radiation and in turn irradiates modulation frequency. This current is driven by winds in the middle and lower latitude ionosphere, and by the field aligned mapping of magnetospheric electric fields in the high latitude ionosphere. A number of the experiments has been conducted since using different HF facilities [3–9]. Recently a new interest is attracted to the generation of low frequency emissions due to its possible application to the underground explorations [10]. However in order to conduct an underground sensing both the frequency and polarization of the low frequency emission have to be controlled. While the frequency of the generated ELF emission is determined by the modulation frequency of the heating radiowave, its polarization is arbitrary. Recent experiments using the HAARP facility which is able to change continuously the frequency and polarization of the radiated radiowave, implied that the polarization could be controlled by a proper choice of the heating frequency.

The objective of this work is to discuss first observations of the ELF emission generated by the HAARP HF facility, while the prime focus is on the dependence of the polarization and of the amplitude of ELF wave upon the parameters of the heating facility. A simple 1D computational model of the ELF generation by the HF ionospheric heating, based on the earlier results [1], is presented. The model develops a qualitative understanding of the changes in the ELF amplitude and polarization due to variations of the heating frequency.

1. OBSERVATIONS

The ELF emission generated by the modulated HF-heating using the HAARP facility was observed by the magnetometer at Gakona site close to the location of the transmitter. The HAARP HF-heater was operating at different frequencies and polarization during 03.12.97 06:30–09:30 UT which corresponds to 23:30–02:30 LT. Either the frequency or polarization was changed each 5 minutes. The continuous HF radiation was modulated by a square wave amplitude with the modulation frequency $f_{\Omega} = 35$ Hz. Amplitudes and phases of two components of the magnetic perturbations were resolved along the geographically north-south and east-west directions denoted as B_x , B_y and ϕ_x , ϕ_y correspondingly. For each of these amplitude or phase components three harmonics, fundamental, third and fifth, were observed. In order to

distinguish effects caused by variations of frequency and polarization of the HF radiation from that due to changing ionospheric conditions, we conducted the HF-heating at the fixed frequency and polarization ($f = 3.155$ MHz, X-mode, $f_{\Omega} = 28$ Hz) each 30 min during 5 min time. Simultaneously the ELF emission generated by the HIPAS facility located 290 km south-west of the HAARP site, under similar conditions ($f = 2.85$ MHz, X-mode, $f_{\Omega} = 28$ Hz) was observed at Gilmore Creek near the HIPAS site, and compared with that from the HAARP. Due to the lack of proper calibration of the ELF emission generated by the HIPAS transmitter, we could not compare values of the magnetic perturbations B_x and B_y caused by the two above transmitters, but compare instead the corresponding polarization angles $\theta = \arctg |B_x/B_y|$. Note that the value of polarization angle is also affected by the phase difference between B_x and B_y components. This effect will be considered in our future work. The HAARP data were filtered by removing the contaminated data which appear at 1'15" at the beginning of each 5' interval. We average then the values of θ in 3'45" interval and show the mean values and error bars. The HIPAS data were processed by comparing peaks of B_y and B_x within each 5' interval.

Fig. 1 shows a significant differences between the polarization angle of the ELF emissions generated by the HAARP and HIPAS. We believe that this is due to the different ionospheric conditions at the HAARP and HIPAS sites. Moreover, the polarization angle was almost constant during 07:00–09:00 UT for the HAARP observations. This implies that the ionospheric conditions including the auroral jet direction were constant during this period. This was confirmed by a series of supplementary observations of the ionospheric environment by the time of the heating experiments. In fact, data obtained by the University of Alaska, Geophysical Institute magnetometer, located at Gakona show that during the chosen period 03.12.97 07:00–09:00 UT the magnetic variations of all three orthogonal components of the Earth's magnetic field were less than 50γ and did not reveal noticeable time variations. However, both preceding and following periods were characterized by a significant disturbances

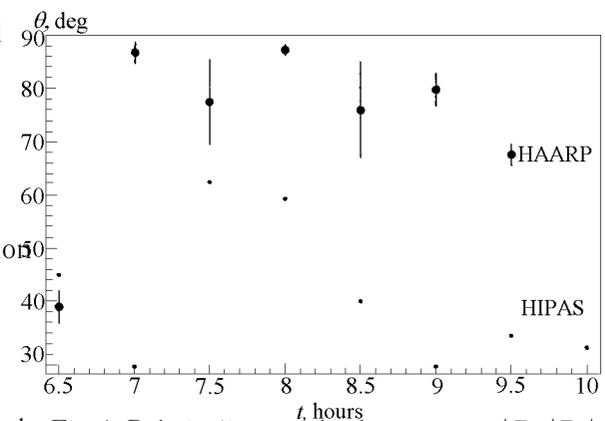


Fig. 1. Polarization angle $\theta = \arctg |B_x/B_y|$ of the ELF emission generated by the HAARP facility (closed circles and bars), and by the HIPAS facility (points).

of the geomagnetic field. In fact, the peak value of the magnetic variations reached — 400γ at about 13:00 UT, which corresponds to a substorm level. Furthermore, the HAARP imaging riometer showed a moderate ionospheric absorption with no noticeable temporal variations during 03.12.97 07:00–09:00 UT. The UV images taken by the Polar satellite show some auroral activity during 03.12.97 08:45–11:57 UT, unfortunately no observations were made before that time. In short, during the day 03.12.97 some auroral activity took place, however the time 06:00–09:00 UT presents a quiet period.

In the following analysis we focus on the HAARP data collected during the time 07:00–09:00 UT. During those experiments three different harmonics, namely the fundamental, third and fifth were observed. However in this paper we discuss the observations of the fundamental harmonic only. Observations of other harmonics will be discuss elsewhere. Fig. 2a and 2b show the amplitude of magnetic perturbation $B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$ observed at different frequencies of the heating radio wave having X and O-mode. It reveals that B changes with the frequency f as $f^{-\beta}$, $\beta \approx 1 \div 2$.

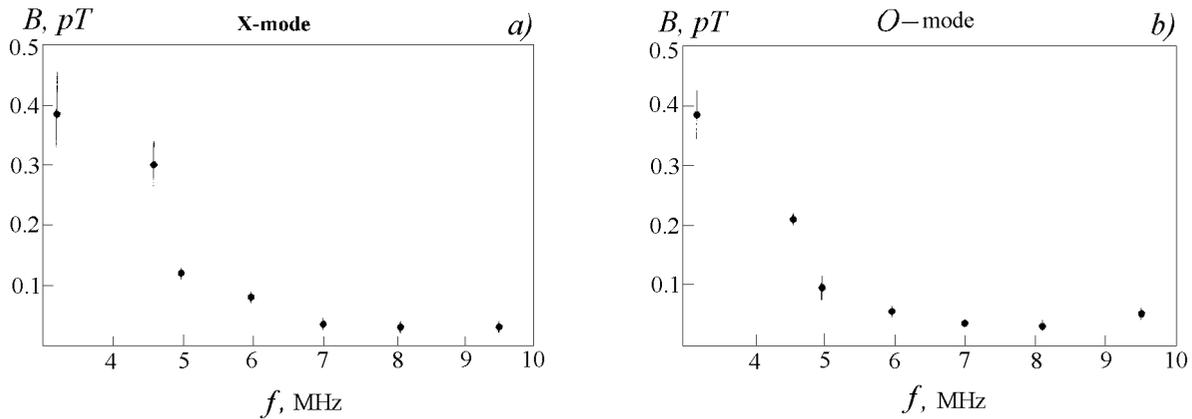


Fig. 2. Amplitude of magnetic perturbations versus the frequency of the heating radio wave of X-mode and O-mode.

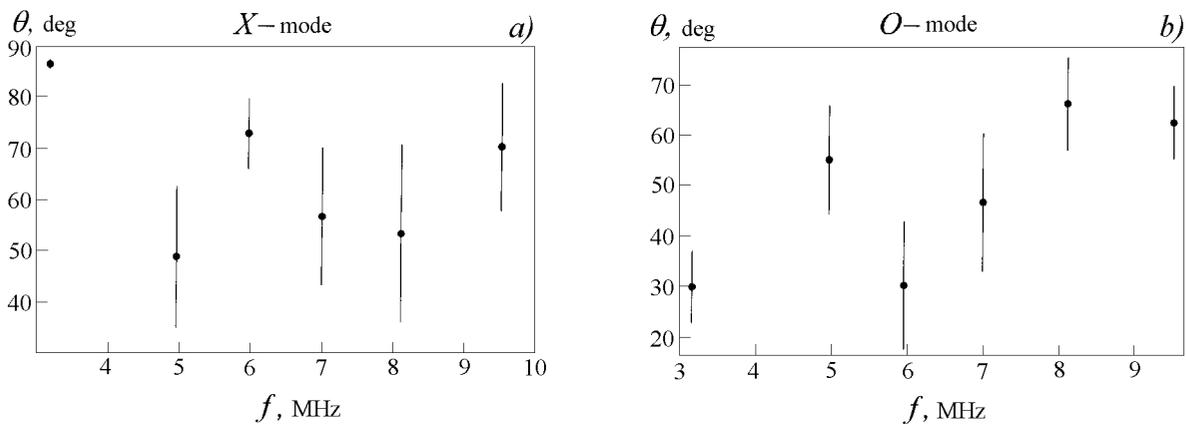


Fig. 3. Polarization angle of magnetic perturbations versus the frequency of the heating radio wave of X-mode and O-mode.

Fig. 3a and 3b show polarization angle of the magnetic perturbation obtained at the same conditions as in Fig. 2a and 2b. The figure reveals nonmonotonic dependence upon the heating frequency.

2. DISCUSSION

As suggested by Zhou et al. [1] modulated HF-heating excites whistler/helicon waves in the lower ionosphere forming an expanding loop, driven by field aligned plasma currents. Resulting horizontal magnetic dipole (HMD) radiates the ELF emission of frequency equal to the modulation frequency f_{Ω} or its harmonics. Schematics of the ELF emission generated by a horizontal magnetic dipole is shown in Fig. 4. The value of the perturbed magnetic field observed on the ground beneath the HMD, i.e. in a near zone of the ELF radiator, can be obtained if assume that it is generated by the two opposite directed currents ΔJ at the bottom and top of the magnetic loop:

$$B = \frac{\mu_0 \Delta J}{2\pi h_c} - \frac{\mu_0 \Delta J}{2\pi(h_c + L)} \simeq \frac{\mu_0 \Delta J}{2\pi h_c} \frac{L}{h_c}, \quad \Delta J \simeq \mathcal{E} S \cdot \Delta \Sigma. \tag{1}$$

Here $\Delta \Sigma = \sqrt{\Delta \Sigma_p^2 + \Delta \Sigma_H^2}$ is the disturbance in the ionospheric conductance caused by the HF-heating, including changes in both Pedersen $\Delta \Sigma_p$ and Hall $\Delta \Sigma_H$ conductances, μ_0 — magnetic permeability of

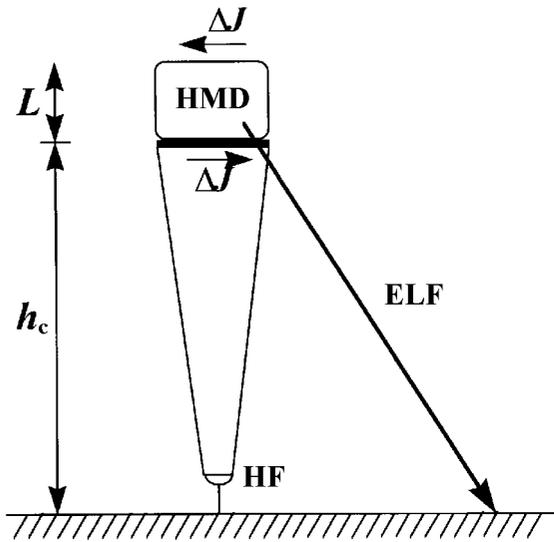


Fig. 4. Schematics of generation of the ELF emission by a horizontal magnetic dipole marked as HMD.

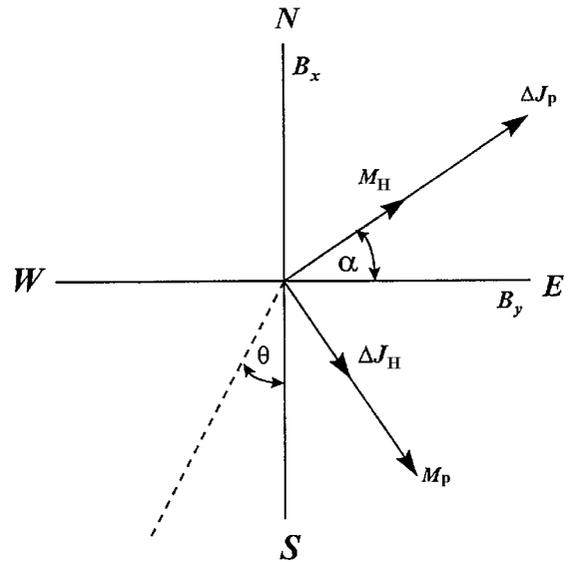


Fig. 5. Relation between the polarization angle θ of the magnetic perturbations and the angle α between the polar electrojet and the west-east direction.

the vacuum, \mathcal{E} is the ambient electric field, S is the area irradiated by the HF beam, h_c is the height where the ionospheric current induced by the HF-heating is located, and L is the vertical size of the magnetic loop (see Fig. 4). Assuming that the ionospheric current is generated in a thin sheet, the vertical size of the magnetic loop L has the following form [1]

$$L \simeq \frac{c}{\omega_e} \sqrt{\Omega_e t}, \tag{2}$$

where $\omega_e(h_c)$ is the electron plasma frequency at the height h_c , while Ω_e is the local electron gyrofrequency, c is the velocity of light and t is the loop expansion time.

Furthermore, the polarization angle of the magnetic perturbations induced by the HF-heating is defined by the relation between the magnetic moments of the perturbed Pedersen and Hall currents due to the ionospheric HF-heating. It is illustrated by Fig. 5, where the perturbed Pedersen current ΔJ_P is shown along the polar electrojet making an angle α to the east-west direction, while the perturbed Hall current ΔJ_H is in the orthogonal direction. The magnetic moments due to the Pedersen and Hall perturbed currents M_P and M_H are also depicted in this figure. From this geometry we obtain B_x and B_y components of the magnetic field disturbances caused by the above magnetic moments, and find then the polarization angle

$$\theta = \arctg \left| \frac{B_x}{B_y} \right| = \arctg \left| \frac{(M_P/M_H) \operatorname{tg} \alpha + 1}{M_P/M_H - \operatorname{tg} \alpha} \right|. \tag{3}$$

Using (1) we obtain the ratio of magnetic moments due to the Hall and Pedersen conductances

$$\frac{M_P}{M_H} = \frac{\Delta J_P L_P}{\Delta J_H L_H} = \frac{\Delta \Sigma_P L_P}{\Delta \Sigma_H L_H}, \tag{4}$$

where L_H and L_P present the vertical size of magnetic loops due to the Hall and Pedersen current respectively. We discuss next a numerical model of the ionospheric HF-heating developed in order to calculate the

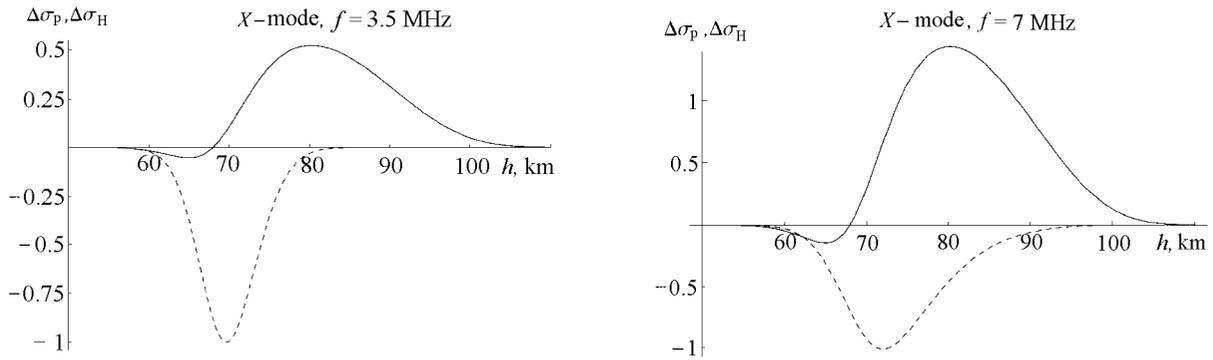


Fig. 6. Disturbances of the Hall (broken trace) and Pedersen (solid trace) conductivities due to the ionospheric heating, normalized over the corresponding peak values of the Hall conductivity for the heating wave of X-mode for the frequencies $f = 3.5$ MHz and $f = 7$ MHz.

amplitude, as well as the polarization angle of magnetic perturbations induced by the HF-heating, and compare them with the observations.

2.1. Computational Model

We consider a simple zero-order 1D model of the ionospheric heating by a series of pulses having square wave modulation. Since the discussed experiments were conducted at a moderate effective radiated power (ERP), we neglect the nonlinear effects including self-absorption in our model. The disturbances in the Hall and Pedersen conductivities due to the HF-heating are given by the following equations:

$$\Delta\sigma_H = -\frac{\omega_e^2}{4\pi\Omega_e^2} \frac{2\nu/\Omega_e}{(1 + \nu^2/\Omega_e^2)^2} \frac{d\nu}{dT_e} \Delta T_e, \quad \Delta\sigma_P = \frac{\omega_e^2}{4\pi\Omega_e^2} \frac{1 - \nu^2/\Omega_e}{(1 + \nu^2/\Omega_e^2)^2} \frac{d\nu}{dT_e} \Delta T_e. \tag{5}$$

Here ν is the electron-neutral collision frequency and the electron heating ΔT_e is given by [11]

$$\Delta T_e = \frac{e^2 E_0^2}{3m\delta_0(\omega^2 + \nu^2)}, \tag{6}$$

where $\omega = 2\pi f$ and E_0 are the radio wave frequency and amplitude, m and e are the electron mass and charge, respectively, while δ_0 is the mean fraction of the energy lost by the electron in a collision with a neutral particle. The radio wave propagation is described by the equation

$$E_0(z) = E_0(z_0) \left(\frac{z_0}{z}\right) \exp\left\{-\frac{1}{c} \int_{z_0}^z \frac{\nu\omega_e^2}{(\omega \pm \Omega_e)^2 + \nu^2} dz\right\}, \tag{7}$$

where z_0 is the lower boundary of the ionosphere, while + and - correspond to the O and X-mode of the heating radiowave respectively.

Furthermore, we take into account that for a linear disturbances of the electron temperature $\frac{d\nu}{dT_e} = \frac{5}{6} \frac{\nu}{T_e}$ [11]. We adopt then the height dependent electron-neutral collision frequency [11] along with the electron density profile which corresponds to the nighttime ionosphere under conditions of high solar activity [3]. From this model we obtain the altitude dependent perturbations of the Hall and Pedersen conductivity. They

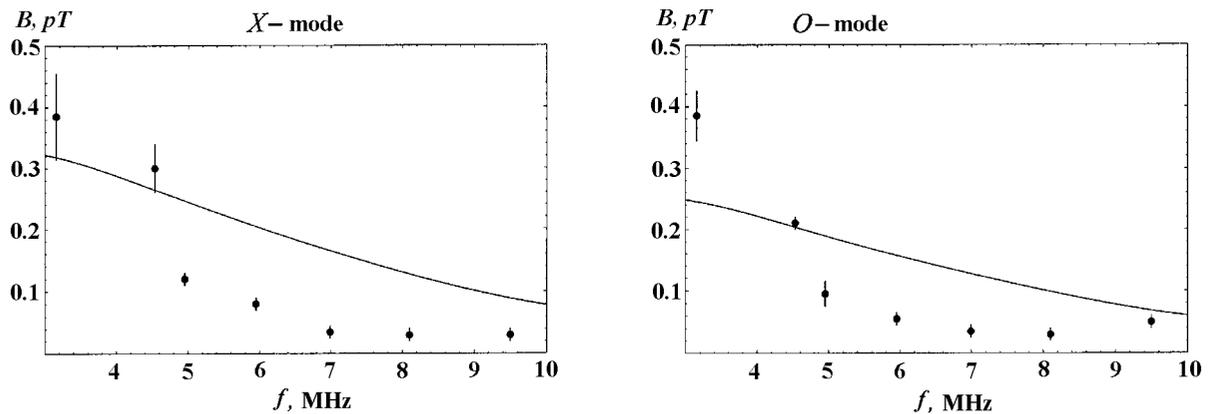


Fig. 7. Amplitude of magnetic perturbations as a function of the frequency of the heating wave along with the relevant observations of the X-mode and of the O-mode.

are shown in Fig. 6 for the heating wave of X-mode, and for two different frequencies. Here the values $\Delta\sigma_P$, $\Delta\sigma_H$ are normalized over the corresponding peak value of the Hall conductivity. Fig. 6 reveals that the perturbed Hall conductivity peaks at a lower height than Pedersen, and that the both peaks occur at higher altitudes under the higher frequency of the heating wave. Moreover, this effect is far more pronounced for the Pedersen conductivity, since it is determined by the heating of the upper part of the E-layer, above 70 km.

Assuming next that the ionospheric current is generated mostly in a thin layer whose location coincides with the peak of corresponding conductivity located at the height $h_{\text{peak}}^{\text{H,P}}$, where letters H and P denote the Hall and Pedersen current, we obtain from Eq. (2) that

$$L_{\text{H,P}} \propto 1/\omega_e(h_{\text{peak}}^{\text{H,P}}), \tag{8}$$

where the peak location depends on the heating frequency.

Using the equations (1), (5)–(8) we compute the perturbed magnetic field B which could be observed on the ground due to the ionospheric heating by the HAARP transmitter. Fig. 7 shows values B as a function of the frequency of the heating wave along with the corresponding observations for X and O-mode heating wave. Here the effective radiated power (ERP) is considered 10 MW and does not depend on the radiating frequency. In addition, taking into account that the total power of the transmitters is 360 kW, the antenna gain is estimated as 31, so the angle of the main antenna lobe is about 12°. This allows us to evaluate the area S in the ionosphere irradiated by the HF beam. Moreover, the ambient electric field was assumed 3 mV/m, while the size of the HMD magnetic loop is taken as 3 km if the conductivity peaks at 75 km, which corresponds to the heating frequency $f = 3$ MHz.

Note that two factors affect the $B(\omega)$ dependence. First, is variation of the electron temperature which depends on the heating frequency as $\Delta T_e \propto 1/(\omega^2 + \nu^2)$ according to the expression (6). Second, is the size of the HMD magnetic loop given by the expression (8). Since the peaks of the Hall and Pedersen conductivities moves up when ω increases, rising the plasma frequency $\omega_e(h_{\text{peak}}^{\text{H,P}})$, both L_H and L_P are reduced with ω .

Furthermore, in order to obtain the polarization angle given by Eq. (3) we compute first the ratio of the Pedersen an Hall conductances Σ_P/Σ_H , and then obtain the ratio of vertical sizes of corresponding magnetic loops L_P/L_H . The latter depends nonlinearly on the frequency, since the peak of the Pedersen conductivity moves up faster than the peak of the Hall conductivity with increasing ω , as revealed by Fig. 6. That allows us to obtain the ratio of Pedersen and Hall magnetic moments from the

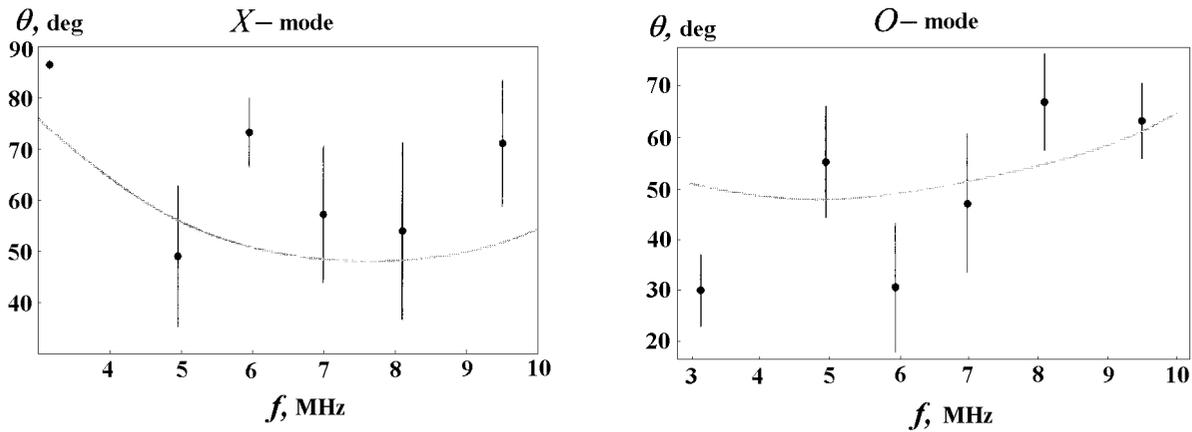


Fig. 9. Polarization angle of magnetic perturbations as a function of the frequency of the heating radio wave of the X-mode, and of the O-mode. Points and bars show observations taken from Fig. 3.

relation (4). It is shown in Fig. 8. Note that the M_P/M_H value experiences a minimum at 4.8 and 7.6 MHz for the X and O-mode correspondingly, due to different dependences of Σ_P/Σ_H and L_P/L_H on ω .

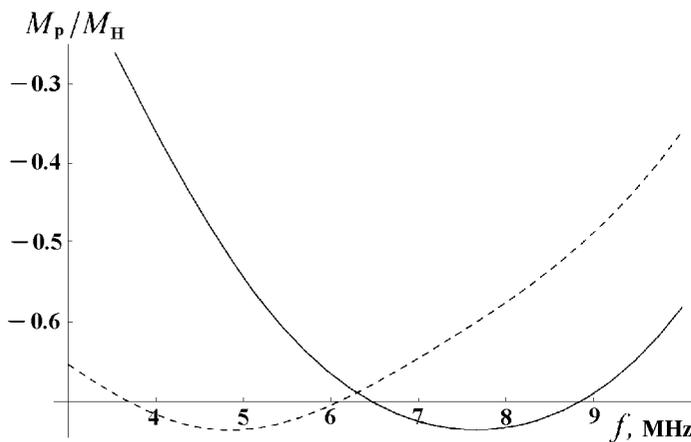


Fig. 8. Ratio of the Pedersen to Hall magnetic moments obtained for the heating wave of X-mode (solid curve), and for the O-mode (broken curve).

We estimate next the value of the angle α between the polar electrojet and east-west direction using the following consideration. First we obtained the ratio of H (north-south) to D (east-west) magnetic field perturbations averaged over 2 hours period of the observations, using the data obtained by the University of Alaska, Geophysical Institute magnetometer, located at Gakona. Therefore we found that $B_D/B_H = \text{tg } \theta_{\text{amb}} \simeq 0.1$. Furthermore, there is a critical altitude between 70 ÷ 75 km where $\nu = \Omega_e$. For altitudes below the critical altitude dominant current is the Pedersen, while for the altitudes above the critical altitude the dominant current is Hall current. Since the electrojet is located mostly above

the critical height, the major role is played by the Hall current. Thus neglecting effects caused by the Pedersen current and taking into account that the ambient Hall current is directed similar to the perturbed Pedersen current, we obtain from Fig. 5 that $\text{tg } \alpha = \text{tg } \theta_{\text{amb}} \simeq 0.1$.

Finally, by substituting the ratio M_P/M_H along with value of $\text{tg } \alpha$ into the equation (3) one can obtain the polarization angle as a function of ω . This is shown in Fig. 9 along with the relevant observations. As comes from Fig. 9 the model is in a qualitative agreement with the observations.

CONCLUSIONS

First observations of the ELF emission generated by the modulated ionospheric HF-heating using the HAARP facility have been presented. We chose for our analysis the data obtained 03.12.97 during 07:00–

09:00 UT. During this time a relatively quiet ionospheric conditions took place, preceded by a significant disturbances of the geomagnetic field.

It was found that the amplitude of magnetic perturbations depends on the heating frequency as $f^{-\beta}$, $\beta \approx 1 \div 2$. Polarization angle ($\theta = \arctg|B_x/B_y|$) reveals nonmonotonic dependence upon the heating frequency.

A comparison made with a model of horizontal magnetic dipole generated by the HF-heating provides a qualitative explanation of the observed phenomenon.

The obtained results imply that polarization of the ELF emission generated by the ionospheric HF-heating can be controlled by changing the frequency or polarization of the heating radio wave.

The authors are indebted to P. N. Guzdar and A. S. Sharma for valuable discussions, and to G. Larrison for helping with the data analysis. The work was supported in part by National Science Foundation under the Grant ATM-9713719.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zhou H. B., Papadopoulos K., Sharma A. S., Chang C. L. // *Phys. Plasmas*. 1996. V. 3. P. 1484.
2. Getmantsev G. G., Zuikov N. A., Kotik T. S., Mironenko L. F., Mityakov N. A., Rapoport V. O., Sazonov Yu. A., Trakhtengerts V. Yu., Eidman V. Yu. // *J. Experimental and Theoretical Phys. Lett.* 1974. V. 20. P. 101.
3. Barr R., Stubbe P. // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1984. V. 46. P. 315.
4. Barr R., Stubbe P. // *J. Geoph. Res.* 1997. V. 24. P. 1403.
5. Barr R., Stubbe P., Rietveld M. T., Копка H. // *J. Geoph. Res.* 1986. V. 91. P. 4451.
6. Belyaev P. P., Kotik D. S., Mityakov S. N., Polyakov S. V., Rappoport V. O., Trakhtengerts V. Yu. // *Radio Sci.* 1987. V. 30. P. 248.
7. Ferraro A. J., Lee H. S., Allshouse R., Carroll K., Lunnen R. et al. // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1984. V. 46. P. 855.
8. McCarrick D. D., Sentman M. J., Wong A. Y., Wuerker R. F., Chouinard B. // *Radio Sci.* 1990. V. 25. P. 1291.
9. Rowland H. L., Keskinen M. J., Villasenor J. S., Wong A. U. // *J. Geoph. Res.* 1996. V. 101. P. 27027.
10. MacEnany D., Wallace T., Shanny R., Papadopoulos K. Underground exploration using controlled ionospheric modification // *Nature*. 1998 (submitted).
11. Gurevich A. *Nonlinear Phenomena in the Ionosphere*. — Springer-Verlag, New York, 1978.

¹Departments of Physics and
Astronomy, University of Maryland,
College Park, USA ²Advanced
Power Technologies, Washington,
DC, USA

Поступила в редакцию
11 января 1999 г.

PARAMETRIC INTERACTIONS OF WHISTLER MODE WAVES AND LOWER HYBRID RESONANCE WAVES IN THE UPPER IONOSPHERE AND MAGNETOSPHERE

V. Yu. Trakhtengerts¹ and M. J. Rycroft²

A review is given of the theory, and satellite and ground-based data testifying to, the high efficiency of parametric interactions of whistler mode waves and lower hybrid resonance (LHR) and ion-acoustic or ion-cyclotron waves. Some applications of parametric effects to diagnostics of the ionosphere and the magnetosphere are discussed.

INTRODUCTION

Many wave phenomena in the whistler frequency range have recently been observed in the ionosphere–magnetosphere system, which indicate the importance of wave–wave interactions in the space plasma. Among these are modifications of the spectra and backscattering of VLF transmitter signals propagating into the magnetosphere in the whistler mode, nonlinear ducting effects, the generation of combination frequencies in ionospheric modification experiments, and the spectral broadening of VLF signals traversing the upper ionosphere. Reviews of some experimental data and some theoretical considerations of these phenomena are found in the monograph by Molchanov [1]. In our paper we shall be interested in processes which can be united by the same physical phenomenon — the parametric interaction of whistler mode waves with ionospheric and magnetospheric plasmas. Spectral broadening and sideband structures of VLF signals going through the upper ionosphere are the dearest evidence of such an interaction. These effects are explained on the basis of whistler wave interactions with small-scale plasma irregularities and quasi-electrostatic lower hybrid resonance (LHR) waves.

Intense whistler waves generated by lightning discharges or by quasimonochromatic VLF transmitters can be unstable to three-wave decay and parametric interactions, when a pair of quasi-electrostatic waves (LHR wave and an ion-acoustic wave or ion-cyclotron wave) are excited by the initial whistler mode wave signal travelling along its propagation path. This process is very similar to the parametric interactions of high-frequency (HF) radio-waves in the ionospheric F -layer near the reflection level [2]. Many important effects appear under such interactions — the generation of artificial ionospheric turbulence, plasma heating and electron acceleration, stimulated electromagnetic emissions, etc. Similar effects take place for parametric interactions of whistler mode waves with the ionospheric plasma.

The aim of this short review is to present the status of the problem of parametric interactions in the whistler frequency range and to describe some new possibilities to use parametric effects for diagnosis of the ionospheric and magnetospheric plasmas.

1. SPECTRAL BROADENING AND SIDEBAND STRUCTURE OF VLF SIGNALS

The spectral broadening of signals from ground-based VLF radio transmitters was discovered in satellite data [3–8]. It manifested itself in the electric field component. The frequency band was broadened up to several hundreds of Hz; moreover, the broadening was detected only in the presence of ELF electrostatic turbulence in the frequency range $F \sim 0 \div \Delta f$ where Δf corresponds to the signal broadening. The electric field amplitude of the broadened signal did not depend on the initial whistler wave amplitude, and often exceeded it. It was suggested in the experimental papers cited above that electrostatic whistler mode waves near the oblique resonance cone were commonly excited by electromagnetic VLF whistler waves propagating through the ionosphere and magnetosphere having large-amplitude small-scale plasma

density irregularities. A quantitative development of this mechanism was performed in [9] who considered the interaction of a whistler wave with short-scale plasma inhomogeneities in the random phase approximation. Papers [10, 11] presented computational results for the case of whistler scattering by field-aligned plasma density irregularities.

The sideband structure of VLF spectra was identified in the bicoherent analysis [12–14]. In these papers, spectral broadening near the pump whistler wave frequency was not identified, but strongly correlated sideband structures were revealed. Some estimates of the coupling between a VLF transmitter signal and a natural ELF emission, aimed at explaining the sideband structure, were made in [15].

A general quantitative theory for both phenomena was developed in [16]. According to the paper [16], the spectral broadening and sideband structure are the consequences of the common physical process, namely the whistler wave transformation into LHR waves through small-scale field-aligned density irregularities. These irregularities can be associated with ion-acoustic waves or ion-cyclotron waves. The different coherence for the spectral broadening phenomena and sideband structures is due to the irregular and regular behaviour of inhomogeneities responsible for the transformation. This theory has permitted the quantitative explanation of all basic features of the effects observed. In particular, the large amplitudes of spectrally broadened signals are due to build-up connected with the low group velocity of LHR signals. Their spectrum is determined by the joint effects of the Doppler frequency shift due to the satellite motion and the spatial and frequency spectra of the initial ELF turbulence. Which process (spectral broadening or the sideband structure) takes place is determined by the width of the spatial spectrum of the ELF turbulence.

2. PARAMETRIC REFLECTION MECHANISM FOR DUCTED WHISTLERS

LHR plasma waves which appear in the process of scattering can again interact with small-scale inhomogeneities to provide a contribution to the whistler wave radiation, with a different direction of the wave vector and a small frequency shift. In the HF range, this gives rise to the so-called stimulated electromagnetic emission. In the whistler frequency range, the interaction layer where the scattering takes place can be much thicker than in the HF band, and so the stimulated whistler emission can be much more intense. These effects were analysed quantitatively in [17] with the aim of explaining two-hop whistler mode echo signals from VLF transmitters with anomalously small group delays [18]. Actually, this effect is some new parametric mechanism of backward scattering from density irregularities whose wavelength is much less than the electromagnetic wavelength. This process occurs with the participation of an LHR wave.

Above, we have considered the interaction of the whistler mode wave with the small-scale ionospheric turbulence which is assumed to be given. At the same time, a sufficiently strong whistler wave signal can, itself, produce small-scale irregularities in the process of decay or parametric instability development. The linear stage of this instability was considered first in [19, 20, 21, 22, 23].

It has been shown in [24, 25] that the above-mentioned parametric instability in the case of ducted whistlers is accompanied by strong nonlinear reflection; the reflected whistler wave frequency is down-shifted by $2\omega_{\text{ELF}}$, where ω_{ELF} is the frequency of the ion-acoustic wave or the ion-cyclotron wave. This instability and the parametric reflection are most intense near the level of the magnetosphere where the pump wave frequency coincides with the local LHR frequency. In the following section, we consider some consequences of such a reflection.

3. APPLICATIONS OF THE WHISTLER PARAMETRIC REFLECTION

As it has been mentioned in section 2, the whistler parametric reflection mechanism can be applied to the explanation of two-hop whistler mode echo signals from VLF radio transmitters with anomalously small

group propagation delays [18]. As was shown in [17], such a signal can appear as a result of the parametric reflection of the direct signal by short-scale plasma irregularities on the propagation path of this signal.

In the case of a strong whistler generated by a lightning discharge, the nonlinear parametric reflection can be the cause of a whistler precursor which sometimes appears on VLF spectrograms before the main two-hop whistler signal. The specific feature of the nonlinear parametric reflection, when the reflected signal is formed near the level where the frequency of the initial whistler coincides with the local LHR frequency, permits us to explain the observed spectrograms of precursors [25].

One more application of the nonlinear parametric reflection mechanism is a new remote sensing method for electron density measurements in the magnetosphere [17]. This method is based on recordings of the group delay of nonlinearly reflected whistler mode signals at different frequencies generated by a ground-based VLF transmitter. Because the reflection point (or its height) is connected with a local lower hybrid resonance, it is possible to determine the local value of the electron density (from the LHR frequency) using a grid of transmitted frequencies. The best situation for this is the case of the ducted whistler when it is possible to determine the magnetic flux tube on which propagation and the nonlinear reflection have taken place.

CONCLUSION

Summarizing the above discussion of the experimental data and the theory of parametric processes in whistler frequency range, it is possible to say that these processes are important features of the interaction between whistler waves and the ionospheric and magnetospheric plasmas. These processes are similar to parametric effects in HF range, and a more detailed comparison would be interesting.

There is a wide-spread natural source of quasimonochromatic whistler waves with high amplitude, namely lightning discharges. In this relation an important problem arises, to estimate the contribution of the whistler energy through parametric effects into global plasma heating and particle acceleration. Some new theoretical approaches must be developed for that to describe the parametric instability of signals with varying frequency.

Another very important question relates to the efficiency of the entry of electromagnetic energy generated by lightning discharges into the lower ionosphere. This process is strongly nonlinear, and is accompanied by the development of self-focusing and parametric instabilities.

The work of V.Y.T was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project № 99-02-16175).

ЛИТЕРАТУРА

1. Molchanov O. A. Low-Frequency Waves and Induced Emissions in Near-Space Plasma — М: Nauka, 1985 (in Russian).
2. Gurevich A. V. Nonlinear phenomena in the ionosphere — New York: Springer-Verlag, 1978.
3. Bell T. F., James H. G., Inan U. S., Katsufakis J. P. // J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 4813.
4. Titova E. E., Di V. I., Yurov V. E., Raspopov O. M., Trakhtengerts V. Yu., Jiricek F., Triska P. // Geophys. Res. Lett. 1984. V. 11. P. 323.
5. Titova E. E., Di V. I., Jiricek F., Lychkina I. V., Raspopov O. M., Trakhtengerts V. Yu., Triska P., Yurov V. E. // Geomagn. Aeron. 1984. V. 24. P. 935.
6. Tanaka Y., Hayakawa M., Lagoutte D., Lefeuvre F. — In: International Conference of Results of the ARCAD-3 Project and of Recent Programs of the Magnetospheric and Ionospheric Physics, Toulouse, France, 1984.
7. Inan U. S., Bell T. F. // J. Geophys. Res. 1985. V. 90. P. 1771.

8. James H. G., Bell T. F. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 7560.
9. Trakhtengerts V. Yu., Titova E. E. // Geomagn. Aeron. 1985. V. 25. P. 88.
10. Bell T. F., Ngo H. D. // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. P. 2599.
11. Bell T. F., Ngo H. D. // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. P. 149.
12. Tanaka Y., Lagoutte D., Hayakawa M., Lefeuvre F., Tajima S. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 7551.
13. Lagoutte D., Lefeuvre F., Hansasz J. // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. P. 435.
14. Ohnami S., Hayakawa M., Bell T. F., Ondoh T. // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. P. 739.
15. Sotnikov V. I., Fiala V., Lefeuvre F., Lagoutte D. // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 11363.
16. Trakhtengerts V. Yu., Hayakawa M. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98, № 11. P. 19205.
17. Trakhtengerts V. Yu., Rycroft M. J. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 1998. V. 60, № 5. P. 545.
18. Rapoport V. O., Trakhtengerts V. Yu., Cherepovitsky V. A. // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofizika. 1976. V. 19. P. 1904.
19. Trakhtengerts V. Yu. // Planet. Space Sci. 1973. V. 359. P. 21.
20. Berger R. L., Perkins F. W. // Phys. Fluids. 1976. V. 19. P. 406.
21. Riggan D., Kelley M. C. // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 2545.
22. Lee M. C., Kuo S. P. // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 873.
23. Groves K. M., Lee M. C., Kuo S. P. // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. P. 14683.
24. Trakhtengerts V. Yu. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101, № 5. P. 10755.
25. Trakhtengerts V. Yu., Rycroft M. J. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 1997. V. 59, № 14. P. 1865.

¹Institute of Applied Physics, Nizhny
Novgorod, Russia. ²International
Space University, Strasbourg,
France.

Поступила в редакцию
14 мая 1999 г.

УДК 537.86:539.12

ЭФФЕКТ ВАВИЛОВА—ЧЕРЕНКОВА И ДОПЛЕР—ЭФФЕКТЫ ОТ СВЕРХСВЕТОВОГО РАДИОЗАЙЧИКА В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

Л. Ф. Мироненко, В. О. Рапопорт, Д. С. Котик

Представлены результаты экспериментальных и численных исследований эффекта излучения Вавилова—Черенкова сверхсветовым радиозайчиком. Предложена методика экспериментального обнаружения нормального и аномального эффектов Доплера с помощью коротковолнового стенда “Сура” и передатчика “УТР-3”.

ВВЕДЕНИЕ

В литературе рассматривалась задача об излучении диполя, движущегося прямолинейно и равномерно со скоростью v в среде с показателем преломления $n > 1$, причем v больше скорости света c в данной среде [1]. В частности, был рассмотрен случай, когда в собственной системе координат диполя величина дипольного момента гармонически изменяется во времени с частотой Ω . Как показал И. М. Франк, условия, связывающие собственную частоту изменения дипольного момента Ω , частоту принимаемой волны ω в лабораторной системе координат и угол θ между направлением распространения излученных диполем волн и направлением движения самого диполя, можно представить в виде (соотношения 30.4–30.6) из [2]

$$\omega(\theta)n = \frac{\omega(\theta) - \Omega\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta \cos \theta}, \quad n\beta \cos \theta < 1, \quad (1)$$

$$\omega(\theta)n = \frac{\omega(\theta) + \Omega\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta \cos \theta}, \quad n\beta \cos \theta > 1, \quad (2)$$

$$\omega(\theta)n = \frac{\omega(\theta)}{\beta \cos \theta}, \quad n\beta \cos \theta = 1, \quad (3)$$

где $\beta = v/c$.

Соотношение (3) имеет место при излучении Вавилова—Черенкова и определяет характерный угол такого излучения из условия $n\beta \cos \theta_0 = 1$. Отметим, что соотношение (3) получается из (1) или (2) при $\Omega = 0$. Соотношение (1) соответствует обычному эффекту Доплера, когда скорость $v < c/n$. Соотношение (2) выполняется только при сверхсветовой скорости источника ($v > c/n$) и при углах θ , меньших угла излучения Вавилова—Черенкова θ_0 . Эффект изменения частоты волны в этом случае получил современное название аномального эффекта Доплера [3]. Как отмечено в [2], различие условий (1)–(3) не является принципиальным: они получаются одно из другого заменой знака при Ω или $\omega(\theta)$, что с волновой точки зрения означает лишь перемену знака изменения фазы колебаний. Таким образом, мы имеем дело с различными сторонами одного и того же эффекта, связанного с переходом скорости движения излучателя в среде от досветовой к сверхсветовой.

В данной работе рассматривается комплекс пространственно-временных явлений, связанных с изменением частоты и волнового вектора волн, как рассеиваемых, так и возбуждаемых в промежутке земля—ионосфера макроскопическими неоднородностями, движущимися вдоль нижней границы ионосферы. Скорость перемещения области, облучаемой стендом “Сура” (“радиозайчика”), на высоте 60 км

может изменяться в очень широких пределах, при этом максимальная скорость, обнаруженная экспериментально, составляет величину около $1,5 c$ [12, 13].

Особенности эффекта Вавилова—Черенкова и эффекта Доплера при движении виртуальных источников со скоростью, превышающей скорость света в вакууме, также широко обсуждались [4, 5, 15]. В рамках линейной электродинамики “сверхсветовое черенковское условие известно уже несколько столетий” [4], в частности, в виде законов отражения и преломления световых импульсов на границе раздела двух сред, в том числе и на движущейся границе. При наличии нелинейности появление новых частот и новых волновых векторов связано не только с кинематическими условиями типа (3), но и с конкретными нелинейными механизмами взаимодействия волн в среде. В нижней ионосфере наибольшую роль играет кубичная нелинейность, которая ответственна за многочисленные разновидности эффекта кроссмодуляции радиоволн [6]. В 1974 году была обнаружена генерация сигнала непосредственно на частоте модуляции мощной радиоволны [9]. При этом роль модулируемой, слабой по интенсивности волны выполняют геостационарные ионосферные токовые системы [18]. Данный эффект зарегистрирован в 1980 году как эффект Гетманцева [10], подробный обзор экспериментальных и теоретических результатов по этому эффекту имеется в [16]. Представленные в данной работе результаты являются развитием исследований нелинейных свойств ионосферы, основанных на эффекте Гетманцева.

1. НЕЛИНЕЙНЫЙ МЕХАНИЗМ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА—ЧЕРЕНКОВА СВЕРХСВЕТОВЫМ РАДИОЗАЙЧИКОМ В D -СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ

Прежде чем представлять конкретные технические параметры стенда “Сура” и приемной аппаратуры, определим, следуя [13], необходимые общие обозначения и порядки используемых геофизических величин с помощью упрощенной четырехволновой схемы эксперимента (см. рис. 1), которая соответствует элементарному акту взаимодействия волн в среде с кубичной нелинейностью [7]. Данная схема позволяет получить главные пространственные характеристики излучения Вавилова—Черенкова, возбуждаемого самим радиозайчиком, который в этом случае представляет из себя антенну бегущей волны на комбинационной частоте. В частности, можно определить направление максимума и (при небольшой модификации) ширину диаграммы направленности в вертикальной плоскости z, x . На рис. 1. $\vec{E}_{1,2}$ и $\omega_{1,2} = 2\pi f_{1,2}$ — электрические поля и частоты мощных исходных радиоволн, $f_{1,2} \approx 4 \div 9$ МГц. Роль нелинейных эффектов в D -слое становится существенной, когда амплитуда этих волн на высоте $h \approx 70$ км достигает одного вольта на метр, что соответствует величине характерного плазменного поля \vec{E}_p . В таких полях относительные возмущения температуры электронов и связанных с ней параметров D -слоя становятся больше единицы [6]. Роль третьей исходной волны в экспериментах по обнаружению черенковского излучения сверхсветового радиозайчика принадлежала упомянутому геостационарному полю \vec{E}_3 , которое существует в ионосфере в области взаимодействия волн на высоте больше 50 км. Значение напряженности этого поля на средних широтах определяется ветровым движением нейтральной компоненты и составляет величину порядка милливольт на метр. Характерный период изменения поля \vec{E}_3 составляет около суток. При этом соответствующая частота третьей волны ω_3 как в спокойных, так возмущенных условиях удовлетворяла соотношению $\omega_3 \ll \omega_1 - \omega_2$. Поэтому комбинационная (разностная) частота возбуждаемого черенковского излучения радиозайчика (четвертой волны) $\Omega = 2\pi F$, где $F \approx 1 \div 10$ кГц, зависела лишь от частот двух мощных радиоволн:

$$\Omega \approx \omega_1 - \omega_2. \quad (4)$$

Эти частоты можно задать с достаточно высокой стабильностью (порядка 10^{-8}). Именно это и позволило производить измерения в узкой полосе в окрестности разностной частоты и получить отношение интенсивностей сигнала и шума около 10.

В общем случае частота и волновой вектор \vec{k}_3 третьей волны не равны нулю. Такая ситуация может реализоваться как в возмущенных ионосферных условиях для геостационарного поля \vec{E}_3 [17], так и в случае, когда в качестве третьей исходной волны будет использоваться излучение другой природы (например наземного сверхдлинноволнового (СДВ) передатчика “УТР-3”, который, по удачному стечению обстоятельств, находится примерно в 100 км к западу от стенда “Сура”). Отличный от нуля волновой вектор \vec{k}_3 может быть легко учтен в аналитических расчетах, но для графической простоты на рис. 1 он не изображен. Действительные компоненты волнового вектора \vec{K} четвертой волны, возбуждаемой на комбинационной частоте Ω , можно определить в плоскости, содержащей волновые векторы первых двух исходных радиоволн \vec{k}_1 и \vec{k}_2 , непосредственно из диаграммы, представленной в верхней части рис. 1. Такой метод расчета полей, как отмечается в литературе (см., например, [8]), восходит к Рэлею и выполняется с учетом дисперсионного соотношения для волны, возбуждаемой в полупространстве $z > 0$ (диэлектрический вакуум):

$$(\vec{K})^2 = K_x^2 + K_z^2 = (K_0)^2 = (\Omega/c)^2. \quad (5)$$

Учет нелинейности на данном этапе сводится к тому, что компонента K_x волнового вектора \vec{K} волны, возбуждаемой на комбинационной частоте Ω , является соответствующей суперпозицией x -компонент волновых векторов трех исходных волн (условие синхронизма вдоль направления x всех участвующих во взаимодействии волн). Если $k_{3x} = 0$, то

$$(\vec{x}_0 \cdot \vec{K}) = K_x = k_{1x} - k_{2x} = \Delta k_x. \quad (6)$$

Взаимодействие исходных полей и волн за счет кубичной (тепловой [6]) нелинейности создает движущуюся (т.к. $\omega_1 \neq \omega_2$) тепловую неоднородность проводимости $\sigma(|\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2|)$ нижней ионосферы, поляризованную полем \vec{E}_3 . Условие действительности K_z означает, что скорость $V_x = \Omega/K_x$, с которой движется волна нелинейного тока

$$\vec{j}(|\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2| \cdot \vec{E}_3) = \vec{j}(x - V_x \cdot t) = \sigma(|\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2|) \cdot \vec{E}_3 \quad (7)$$

вдоль оси x , больше скорости света в вакууме, а сам ток является виртуальным источником излучения волны \vec{E}_4 в полупространство $z > 0$. Однако в нашем случае (в отличие от линейных сверхсветовых условий, которые реализуются при формировании отраженных световых импульсов) частота возбуждаемой волны не равна частоте падающих (исходных) волн и угол, под которым возбуждаемая волна уходит из области взаимодействия, не равен углу падения исходных волн.

Если исходные нагревные радиоволны являются сферическими с частотами $\omega_{1,2}$ и волновыми числами $k_{1,2}$ и формируются с помощью двух идентичных разнесенных источников, причем фазовый центр первого из них расположен в точке с координатами $(0, 0, h)$, а второго — в точке $(d, 0, h)$, где d — расстояние между фазовыми центрами источников, то координата x главного интерференционного максимума на высоте h (в плоскости $z = 0$) и соответствующий угол θ ($\sin \theta = x/\sqrt{h^2 + x^2} = x/r$) непрерывно изменяются со временем t (с точностью до слагаемых порядка Kd , d/r) в соответствии с требованием

$$k_1 d \sin \theta(t) + K \sqrt{x(t)^2 + h^2} = \Omega t,$$

где $K = k_1 - k_2$. Отсюда линейная скорость V_x перемещения максимумов интерференционного поля на высоте h

$$V_x = \dot{x}(t) = \Omega r / (k_1 d + Kx). \quad (8)$$

Последнее соотношение можно записать в безразмерном виде, используя (лишь в кинематическом смысле) релятивистский параметр $\beta_x = V_x/c$. При небольших отклонениях от вертикали ($x \ll h$)

$$\beta_x \approx F \cdot h / (f \cdot d). \quad (9)$$

Если принять обозначение

$$K_x^{\text{eff}} = \Omega/V_x = k \cdot d/h = K_0/\beta_x, \quad (10)$$

характеризующее горизонтальную структуру интерференционной картины волновых полей от двух локальных излучателей, то условие ее сверхсветового движения

$$F/f > d/h \quad (11)$$

эквивалентно условию действительности K_z из выражения (5) для плоских волн.

Отметим, что направление скорости V_x перемещения максимумов интерференционного поля определяется ориентацией базы антенных систем и знаком расстройки частот нагревных волн Ω . Меняя знак расстройки, можно изменить направление скорости волны тока и, как следствие, направление максимума излучения по отношению к выбранной точке.

Таким образом, для проведения измерений по обнаружению направленного излучения на комбинационной частоте за счет кубичной нелинейности нижней ионосферы достаточно иметь два независимых разнесенных в пространстве коротковолновых излучателя, параметры которых удовлетворяют условию сверхсветового движения интерференционной картины (11).

2. ПРОСТРАНСТВЕННО–ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА РАДИОЗАЙЧКА

В спокойных ионосферных условиях и при отсутствии внешней модуляции пространственно-временная структура движущегося радиозайчика определяется, как отмечалось выше, интерференцией двух нагревных волн, т.е. выражением $|\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2$. На рис. 2 в виде линий равного уровня представлены несколько фрагментов такой структуры на частоте 9 кГц (рис. 2а) и 4 кГц (рис. 2б). Параметры излучающей системы для этого случая представлены в [13] и обсуждаются в разделе 3. Здесь лишь отметим, что расстояние между фазовыми центрами антенных систем $d = 100$ м, высота подвеса составляла 10 м, размер соответствующей одиночной решетки вдоль направления сканирования — 100 м, размер в поперечном направлении — 300 м. Эквивалентная мощность стенда в одном лепестке в режиме сканирования $W = PG \approx 130$ МВт, где P — мощность передатчика, G — коэффициент усиления антенны. В правой части приведенных фрагментов изображена перемещающаяся со скоростью света метка. Различный наклон фронта представленных волновых структур по отношению к осям x , t и к метке отражает различную скорость перемещения волны тока как для разных частот, так

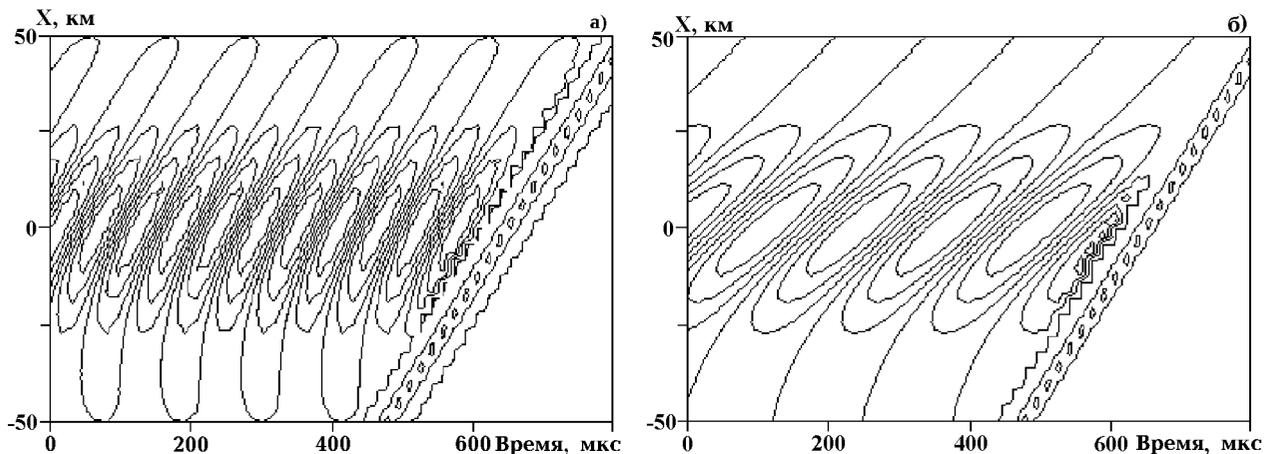
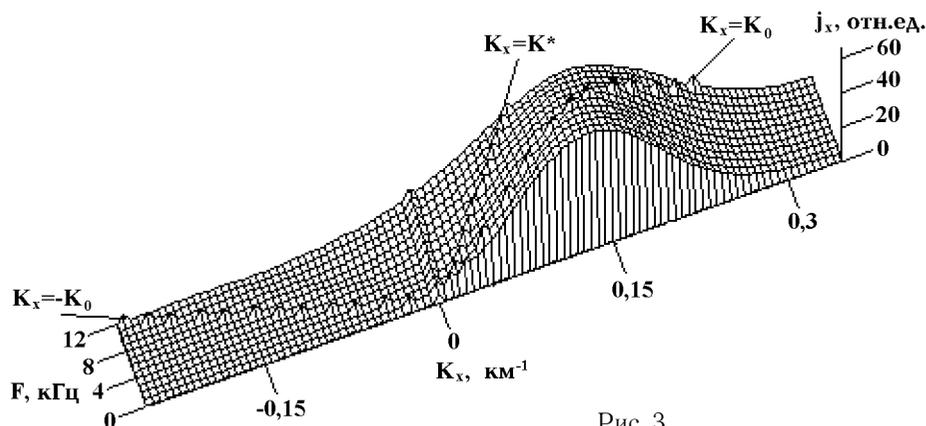


Рис. 2

В проведенных экспериментах $v \sim c$ при частоте $F \sim 7$ кГц (в центральной части области сканирования). Неравномерное (замедленное) движение волны тока и ограниченный размер трека (около 100 км) обуславливают широкий пространственный спектр источника (7), представленный в условных единицах на рис. 3 в виде двумерной функции компоненты волнового вектора K_x и частоты F . В результате даже при досветовых скоростях в основной части трека в спектре присутствуют сверхсветовые гармоники ($|K_x| < K_0$), доля которых увеличивается с ростом скорости (частоты) сканирования. Существенная для формирования диаграммы направленности черенковского излучения часть спектра заключена между метками $K_x = \pm K_0$. Метка $K_x = K^* = K_0 \cdot x' / \sqrt{x'^2 + h^2}$ — “точка стационарной фазы” спектра для пункта наблюдения с координатой $x' = x'_0 = 25$ км (см. рис. 1). При смене знака расстройки спектр зеркально отражается относительно метки $K_x = 0$. Таким образом, несимметричная форма спектра определяет различный уровень сигнала в точке наблюдения с координатой $x' \neq 0$ при непрерывной регистрации сигналов на фиксированной комбинационной частоте, но изменяющемся знаке расстройки. Измерения, проведенные по данной методике на сетке частот, позволили обнаружить направленность излучения, возбуждаемого сверхсветовым радиозайчиком в нижней ионосфере. Основные результаты и обсуждение амплитудных измерений даны в [12]. Несколько фрагментов регистрации сигнала приведены в разделе 3.

Как отмечалось во введении, различия условий (1)–(3), связывающих параметры нормального и аномального эффектов Доплера, а также параметры излучения Вавилова–Черенкова, не являются принципиальными. В простейшем случае, соответствующем монохроматическому радиозайчику, для перехода от эффекта излучения Вавилова–Черенкова к эффектам Доплера, достаточно учесть, что частота и волновой вектор третьей из исходных волн могут быть не равны нулю. Это обстоятельство приводит к тому, что как пространственный, так и частотный спектры эффективного источника возбуждаемой, четвертой волны преобразуется в две области (на радиотехническом языке они эквивалентны прямому и зеркальному каналам), каждая из которых может содержать сверхсветовой участок. Однако, поскольку структура радиозайчика в этом случае представляет из себя периодическую пространственно-временную решетку, в силу условий, аналогичных условиям Брэгга для неподвижной решетки, доплеровский сдвиг частоты возбуждаемой (или рассеянной) волны $\Delta\Omega$ может быть равен лишь частоте решетки (4), и не зависит от скорости движения решетки (10)

$$(12)$$



Более интересные возможности для исследования сверхсветовых особенностей эффектов Доплера, предсказанных пока лишь теоретически [5], а также для диагностики нижней ионосферы представляет расширение частотного спектра радиозайчика, что технически несложно (пространственный спектр задан гораздо жестче сложной конструкцией независимых секций антенной решетки стенда

“Сура”). Расширить частотный спектр можно различными способами, например, с помощью импульсной модуляции с достаточно большой скважностью исходных мощных радиоволн. Пространственно—временной спектр радиозайчика $S(\omega, k_x)$ определяется с помощью свертки спектров движущихся одиночных фрагментов радиозайчика $F(k_x)\delta(\omega - k_x V_x)$ и неподвижных огибающих $W(k_x)\delta(\omega)$, которые определяют размер, ориентацию и центр трека. Здесь $F(k_x)$ — пространственный спектр моментальной фотографии формы радиозайчика в лабораторной (!) системе координат, δ — дельта-функция Дирака. Наличие дельта-функции упрощает вычисление свертки, и после интегрирования общее выражение для спектра радиозайчика на ограниченном треке можно представить в следующем виде:

$$S(\omega, k_x) = F(\omega/V_x)W(k_x - \omega/V_x)/|V_x|. \quad (13)$$

Форма спектра возмущений проводимости нижней ионосферы $\sigma(\omega, k_x)$, вызванных таким радиозайчиком за счет тепловой нелинейности, отличается от (13) амплитудными и фазовыми множителями, которые зависят от отношения частоты конкретной гармоники спектра радиозайчика к параметру $\delta\nu$, определяющему характерное время установления возмущений температуры электронов [6]. Роль этих множителей точно такая же, как и в эффекте Гетманцева [10]:

$$\sigma(\omega, k_x) \sim \frac{(\delta\nu)^2}{(\delta\nu)^2 + \omega^2} S(\omega, k_x). \quad (14)$$

Спектр эффективного тока $j(\omega, k_x)$, являющегося источником доплеровского сигнала при рассеянии плоской монохроматической волны с волновым вектором \vec{k}_3 , частотой ω_3 и амплитудой E_3 , состоит из двух упомянутых выше симметричных относительно ω областей и в приближении однократного рассеяния имеет вид

$$j(\omega, k_x) = [\sigma_+((\omega + \omega_3), (k_x + k_{3x})) + \sigma_-((\omega - \omega_3), (k_x - k_{3x}))]E_3. \quad (15)$$

Отметим, что при вычислении этого спектра преобразования Лоренца не использовались, поскольку спектр движущихся неоднородностей задан в лабораторной системе отсчета. Обычно применяемый в случае досветовых скоростей переход в движущуюся систему отсчета и обратно в лабораторную при сверхсветовой скорости может лишь усложнить вычисления, поскольку параметр $\sqrt{1 - \beta^2}$ становится мнимым. Для конкретной гармоники спектра тока, соответствующей монохроматическому радиозайчику $S(\omega) \sim \delta(\omega - \Omega)$, свертка спектра возмущений проводимости и спектра падающей волны, пропорционального $\delta(\omega - \omega_3)$, при $\{\Omega, \omega - \omega_3\} > \delta\nu$ имеет вид

$$j(\omega) \sim \frac{(\delta\nu)^2}{(\omega - \omega_3)^2} \delta(\omega - \omega_3 - \Omega). \quad (16)$$

С учетом свойства дельта-функции $f(x)\delta(x - a) = f(a)\delta(x - a)$ спектральная компонента тока $j(\omega) \sim (\delta\nu/\Omega)^2 \delta(\omega - \omega_3 - \Omega)$. Таким образом, амплитуда осцилляторных возмущений проводимости для эффективного источника доплеровского сигнала на гетеродинированных частотах по-прежнему зависит только от расстройки частот первых двух исходных радиоволн.

В дальнейшем необходимо произвести численное моделирование и сравнение характеристик доплеровского сигнала, получаемых как с помощью спектрального подхода [8, 14], так и на основе потенциалов Льенара—Вихерта [5].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Как отмечалось в предыдущих разделах, в качестве первых двух исходных волн, как в обсуждаемых экспериментах по обнаружению излучения Вавилова—Черенкова, так и в доплеровских измерениях, предполагается использовать излучение двух независимых секций стенда “Сура”. Основные параметры этого стенда широко известны и наиболее подробно представлены в препринте НИРФИ [11], а также в обзоре [16]. Отметим, что, к сожалению, комбинация геометрических параметров существующего экспериментального комплекса не является оптимальной для дневных экспериментов со сверхсветовым источником. В частности, расстояние между фазовыми центрами антенных систем и расположение приемного пункта не проектировались специально для проведения экспериментов со сверхсветовыми скоростями сканирования нагревного пятна в D -слое. В результате максимум диаграммы направленности обнаруженного излучения проходит через существующий приемный пункт, расположенный в 25 км к юго-западу от центра трека, на частоте расстройки 17 кГц, далеко за пределами технически разрешенного диапазона расстройки между частотами передатчиков. Измерения, таким образом, производились на склонах диаграммы направленности. Тем не менее, скорость сканирования V_x (8) становится сравнимой со скоростью света, когда период допустимой расстройки F (комбинационной частоты) сравним со временем установления (или релаксации) возмущений температуры электронов $(\delta\nu)^{-1}$ [6] на высотах генерации излучения. Это обеспечивает, с одной стороны, близкий к максимальному коэффициент взаимодействия волн, а с другой — более или менее устойчивую форму тех участков пространственного спектра тока (см. рис. 3), которые определяют отношение уровней сигнала в точке наблюдения при смене направления сканирования. Оптимальный диапазон геометрических параметров экспериментального комплекса можно выбрать, исходя из направленности излучения в центральной части частотного спектра радиозайчика на точку наблюдения. Для эффекта Вавилова—Черенкова это условие наряду с соотношением (9) для β имеет вид

$$\beta^2 - 1 \approx (h/x'_0)^2. \quad (17)$$

Весьма важной для обсуждаемых экспериментов особенностью антенной решетки стенда “Сура” является возможность наклона диаграммы направленности каждой из независимых секций с помощью линий задержки на угол до $\pm 40^\circ$ в плоскости сканирования. Центр трека радиозайчика при этом может смещаться по отношению к существующему наблюдательному пункту на угол от приблизительно -60° до примерно 30° . Таким образом, с учетом того, что скорость движения радиозайчика может изменяться от 0 до 1,5 с, можно ставить эксперименты по обнаружению нормального и аномального эффектов Доплера как в продольном, так и в поперечном вариантах.

Как отмечалось в разделе 1, в качестве третьей исходной волны, наряду с геостационарным “динамополем, величина которого на средних широтах составляет лишь несколько милливольт на метр, предполагается использовать излучение СДВ передатчика “УТР-3”, который находится приблизительно в 100 км к западу от стенда “Сура” и регулярно работает в системе эталонных сигналов частоты и времени (ЭСЧВ) [19]. Современный позывной этой радиостанции — РЙХ-90 (RJH-90), излучаемая мощность — 300 кВт, что соответствует напряженности поля в области взаимодействия около 50 мВ/м. Несущая частота в настоящее время составляет 25 кГц. Таким образом, с учетом допустимых расстройек между частотами первых двух исходных радиоволн ($0 \div 10$ кГц) возможный диапазон частот доплеровского сигнала простирается от 15 кГц до 35 кГц.

В заключение данного раздела приведем опубликованные ранее [12, 13] результаты первых экспериментов по обнаружению излучения Вавилова—Черенкова от сверхсветового радиозайчика на комбинационных частотах. Эти результаты показывают, что длина сверхсветового участка трека, где форма радиозайчика от стенда “Сура” имеет автомобильный вид (7), достаточно велика (по сравнению с краевыми эффектами) для формирования направленного излучения Вавилова—Черенкова.

На рис. 4 представлены первые, необработанные (на фоне естественных шумов) примеры записи обнаруженного эффекта изменения амплитуды принимаемого излучения при смене направления движения источника. Эти фрагменты дают представление о реальном отношении сигнала к шуму в полосе приема порядка 10^{-1} Гц. Нагревные волны имели необыкновенную поляризацию и частоты $f_2 = 4,785$ МГц и $f_1 = f_2 \pm F$ МГц, . Соответствующие комбинационные частоты имели значения $F = 3,0$ кГц (с 1-й по 7-ю минуты) и $F = 3,4$ кГц (с 8-й по 13-ю минуты). Частоты гетеродина в этих временных интервалах составляли $F_g = 3000,16$ Гц и $F_g = 3400,16$ Гц. Амплитуда магнитного поля принимаемого излучения при “положительном” направлении движения источника (на наблюдателя), представленная на рисунке в относительных единицах, составляет величину $H_+ \sim 10^{-9}$ А/м. При “отрицательном” направлении движения (с 4-ой по 7-ю и с 11-й по 13-ю минуты) сигнал (H_-) уменьшался до уровня внешних шумов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Произведенные измерения и численные оценки позволяют сделать вывод о том, что при работе мощного наземного КВ передатчика в режиме воздействия на нижнюю ионосферу сканирующим лучом в ней за счет нелинейности может сформироваться движущийся со скоростью, превышающей скорость света в вакууме, источник излучения черенковского типа на комбинационных частотах. Превышение уровня сигнала над шумами в полосе измерений примерно в 10 раз позволяет использовать обнаруженное излучение (при более оптимальном проведении экспериментов) в диагностических исследованиях состояния нижней ионосферы. Предложенный переход к доплеровским измерениям позволяет получить отношение сигнала к шуму порядка 100 и более и расширить диагностические возможности исследования состояния нижней ионосферы.

Кроме того, можно получить информацию о квазистационарном ионосферном поле \vec{E}_3 на высотах генерации излучения, поскольку параметры всех исходных полей и возбуждаемого ОНЧ поля \vec{E}_4 измеряются в ходе эксперимента. Однако для однозначной интерпретации измерений необходимо проведение комплексных экспериментальных исследований с привлечением дополнительных диагностических средств.

Авторы выражают благодарность Б. М. Болотовскому за обсуждение результатов экспериментов и предложение о переходе к доплеровским измерениям, а также А. Н. Караштину, С. М. Грачу, Н. Н. Ильину и В. В. Тамойкину за помощь и неизменный интерес к работе.

Исследования были проведены при поддержке РФФИ, грант № 98–02–17892.

ЛИТЕРАТУРА

1. Франк И. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1942. Т. 6. С. 3.
2. Франк И. М. Излучение Вавилова–Черенкова. — М.: Наука, 1988. 232 с.
3. Гинзбург В. Л., Франк И. М. // ДАН СССР. 1947. Т. 56. С. 583.
4. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. — М.: Наука, 1975. С. 176.
5. Болотовский Б. М., Быков В. П. // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 6. С. 161.
6. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973. 272 с.
7. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. — М.: Наука, 1979. С. 161.
8. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля. — М.: Наука, 1978. С. 65.
9. Гетманцев Г. Г., Зуйков Н. А., Котик Д. С., Мироненко Л. Ф., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Сазонов Ю. А., Трахтенгерц В. Ю., Эйдман В. Я. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20, вып. 4. С. 229.

10. Гетманцев Г. Г., Котик Д. С., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю., Капустин Н. Н., Смирнов В. С., Перцовский Р. А., Васильев А. И., Распопов О. М. Диплом на открытие № 231. — В кн.: Открытия в СССР 1980. М.: ВИНТИ, 1981. С. 25.
11. Белов И. Ф., Бычков В. В., Гетманцев Г. Г. Митяков Н. А. Пашкова Г. Р. // Препринт № 167. Горький: НИРФИ, 1983.
12. Котик Д. С., Мироненко Л. Ф., Митяков С. Н., Рапопорт В. О. Сольнин В. А., Тамойкин В. В. — В кн.: Модификация ионосферы мощным радиоизлучением. (Материалы Междунар. симп., Суздаль, сентябрь, 1986 г.) — М.: ИЗМИРАН, 1986. С. 91.
13. Мироненко Л. Ф., Рапопорт В. О., Котик Д. С., Митяков С. Н. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1998. Т. 41. С. 298.
14. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. Т. 2. / Пер. с англ. — М.: Мир, 1978.
15. Borisov N. D., Gurevich A. V., Papadopoulos K. // Radio Science. 1996. V. 31. № 4. P. 859.
16. Беляев П. П., Котик Д. С., Митяков С. Н., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1987. Т. 30. С. 248.
17. Рапопорт В. О., Мироненко Л. Ф., Митяков С. Н., Трахтенгерц В. Ю. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1995. Т. 35. № 3. С. 55
18. Яновский Б. М. Земной магнетизм. — Л.: Изд-во Ленинград. ун-та, 1964. 445 с.
19. Бюллетень ЭСЧВ В 10/1996. — Менделеево: ГП ВНИИФТРИ, 1996.

Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
14 апреля 1999 г.

VAVILOV-ČERENKOV AND DOPPLER EFFECTS BY SUPERLUMINAL RADIO BEAM IN THE LOWER IONOSPHERE

L. F. Mironenko, V. O. Rapoport, and D. S. Kotik

We present the results of experimental and numerical studies of phenomenon of Vavilov-Čerenkov radiation by superluminal radio beam. We propose a technique aimed at experimental detection of normal and anomalous Doppler effects using VHF "Sura" facility and UTR-3 transmitter.

УДК 533.951

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТОКА ВДОЛЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ В ДИАПАЗОНЕ ОЧЕНЬ НИЗКИХ ЧАСТОТ

Т. М. Заборонкова¹, А. В. Кудрин², Е. Ю. Петров²

Получено решение задачи о распределении тока вдоль линейной антенны, возбуждаемой сосредоточенной стороной ЭДС и представляющей собой идеально проводящий цилиндр бесконечной протяженности, расположенный в плазме параллельно внешнему магнитному полю. Установлено, что в диапазоне очень низких частот распределение тока определяется суммой вкладов собственной моды, направляемой цилиндрическим проводником, и волн непрерывного пространственного спектра. Показано, что в случае достаточно тонкой антенны собственная мода дает основной вклад в распределение тока. Выполнены аналитические и численные расчеты тока антенны, находящейся в плазме ионосферного типа. Обсуждаются условия применимости метода длинных линий для отыскания распределения тока вдоль линейной антенны в магнитоактивной плазме.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема отыскания распределения тока вдоль линейных металлических антенн в анизотропных средах (в частности в замагниченной плазме) вызывает значительный интерес. Применительно к случаю линейной цилиндрической антенны в анизотропной среде, описываемой тензором диэлектрической проницаемости диагонального вида, данная задача исчерпывающим образом рассмотрена в работах [1, 2]. Результаты этих работ позволяют определить распределение тока и импеданс антенны в замагниченной плазме в случае, когда гиротропией плазменной среды можно пренебречь.

Отметим, что для холодной бесстолкновительной замагниченной плазмы следует различать случаи, когда плазменный резонанс отсутствует, и случаи наличия плазменного резонанса [3]. В первом случае (при выполнении ряда дополнительных упрощающих условий) отыскание распределения тока сводится, как известно [2, 4], к использованию тех же методов, что и для линейной цилиндрической антенны в изотропной среде [5–9]; рассмотрение же случая резонансной плазмы требует применения более сложного подхода [1–3, 10].

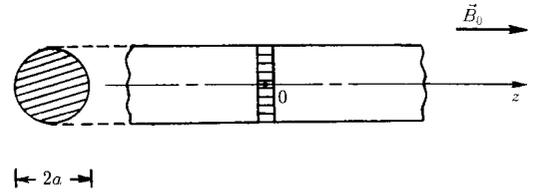
В последнее время в связи с экспериментами по возбуждению электромагнитных сигналов в ионосфере Земли излучателями, расположенными на борту искусственных спутников, значительный интерес вызывают характеристики антенных систем в плазме, работающих в диапазоне очень низких частот (ОНЧ). В указанном диапазоне учет гиротропных свойств плазмы является необходимым, и приближение одноосной анизотропной среды становится непригодным.

Изучению распределения тока вдоль линейного излучателя, находящегося в холодной магнитоактивной плазме, описываемой тензором диэлектрической проницаемости общего вида, посвящены работы [11, 12], в которых использовался метод длинных линий. Однако условия применимости данного метода, требующие дополнительного обоснования в случае резонансной плазмы, остались в [11, 12], по существу, невыясненными.

Целью настоящей работы является отыскание строгого решения ключевой модельной задачи о распределении тока вдоль бесконечно длинной цилиндрической антенны, расположенной в магнитоактивной плазме параллельно внешнему магнитному полю. При этом основное внимание мы уделим анализу поведения тока в резонансной области ОНЧ диапазона, когда в плазме имеет место возбуждение электростатических волн [10].

1. ИНТЕГРАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ТОКА

Рассмотрим линейную антенну, представляющую собой бесконечно длинный идеально проводящий цилиндр радиуса a , окруженный холодной бесстолкновительной магнитоактивной плазмой и ориентированный вдоль внешнего магнитного поля $\vec{B}_0 = B_0 \vec{z}_0$ (рис. 1). Будем полагать, что антенна возбуждается гармонической во времени (пропорциональной $\exp(i\omega t)$) сторонней ЭДС, создающей электрическое поле с единственной продольной составляющей



$$E_z^{ct} = \mathcal{E} \delta(z) \tag{1}$$

Рис. 1. Геометрия задачи.

на поверхности цилиндра. Здесь $\mathcal{E} = \text{const}$, δ — дельта-функция Дирака. Плотность тока \vec{j} антенны может быть, очевидно, представлена в виде

$$\vec{j} = \vec{z}_0 J_z(z) \delta(\rho - a) + \vec{\varphi}_0 J_\varphi(z) \delta(\rho - a), \tag{2}$$

где ρ, φ, z — цилиндрические координаты.

Напомним, что тензор диэлектрической проницаемости холодной магнитоактивной плазмы записывается следующим образом

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}. \tag{3}$$

Величины ε, g, η определяются параметрами среды и приведены, например, в [13].

Поле, создаваемое током (2) в области $\rho > a$, представим в виде разложения по продольному волновому числу

$$\vec{E}(\rho, z) = \frac{k_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\rho, p) \exp(-ik_0 p z) dp, \quad \vec{H}(\rho, z) = \frac{k_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{H}(\rho, p) \exp(-ik_0 p z) dp, \tag{4}$$

где $k_0 = \omega/c$ — волновое число в свободном пространстве. Векторные функции $\vec{E}(\rho, p), \vec{H}(\rho, p)$ могут быть описаны с помощью двух скалярных функций $\Psi(\rho, p) = -iE_\varphi(\rho, p), \Phi(\rho, p) = p H_\varphi(\rho, p)$, которые являются решениями следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \Psi \right) + \frac{k_0^2}{\varepsilon} \left\{ \left[\varepsilon (\varepsilon - p^2) - g^2 \right] \Psi + g \Phi \right\} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \Phi \right) + k_0^2 \frac{\eta}{\varepsilon} \left[p^2 g \Psi + (\varepsilon - p^2) \Phi \right] = 0. \tag{5}$$

Для полей, соответствующих функциям $\Psi(\rho, p), \Phi(\rho, p)$, должны выполняться граничные условия

$$E_z(a, p) + \mathcal{E} = 0, \quad E_\varphi(a, p) = 0 \tag{6}$$

на поверхности цилиндра ($\rho \rightarrow a$) и условия излучения на бесконечности ($\rho \rightarrow \infty$).

Опуская промежуточные выкладки, приведем результирующие выражения для Ψ, Φ , удовлетворяющие указанным выше требованиям:

$$\begin{aligned} \Psi(\rho, p) &= i\mathcal{E} \frac{k_0 a \eta}{\Delta(p)} \left[H_1^{(2)}(Q_2) H_1^{(2)}(Q_1 \rho/a) - H_1^{(2)}(Q_1) H_1^{(2)}(Q_2 \rho/a) \right], \\ \Phi(\rho, p) &= -i\mathcal{E} \frac{k_0 a p \eta}{\Delta(p)} \left[n_1 H_1^{(2)}(Q_2) H_1^{(2)}(Q_1 \rho/a) - n_2 H_1^{(2)}(Q_1) H_1^{(2)}(Q_2 \rho/a) \right]. \end{aligned} \tag{7}$$

Здесь

$$\begin{aligned}
 \Delta(p) &= n_1 Q_1 H_0^{(2)}(Q_1) H_1^{(2)}(Q_2) - n_2 Q_2 H_0^{(2)}(Q_2) H_1^{(2)}(Q_1), \\
 Q_m &= k_0 a q_m(p), \quad m = 1, 2, \\
 n_m(p) &= -\varepsilon \left[p^2 + q_m^2(p) + (g^2 - \varepsilon^2)/\varepsilon \right] / pg, \\
 q_m^2(p) &= \left[\varepsilon^2 - g^2 + \varepsilon\eta - (\eta + \varepsilon)p^2 + (-1)^m R(p) \right] / 2\varepsilon, \\
 R(p) &= \left\{ (\eta - \varepsilon)^2 p^4 + 2[g^2(\eta + \varepsilon) - \varepsilon(\eta - \varepsilon)^2] p^2 + (\varepsilon^2 - g^2 - \varepsilon\eta)^2 \right\}^{1/2},
 \end{aligned} \tag{8}$$

$H_n^{(2)}(\zeta)$ — функции Ханкеля 2-го рода. Ветви многозначных функций $q_m(p)$ выбираются в (7), (8) так, чтобы выполнялись условия $\text{Im } q_m < 0$ (по крайней мере при наличии потерь в среде) и $\text{Re } R > 0$. В отсутствие потерь величины $\text{Im } q_m$ при некоторых значениях p могут обращаться в нуль. В этом случае следует ввести малое поглощение и, выбрав знаки $\text{Re } q_m$ согласно условиям $\text{Im } q_m < 0$, $\text{Re } R > 0$, перейти к среде без потерь.

С учетом выражений (7) компоненты $J_{z,\varphi}$ плотности тока на поверхности антенны записываются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 J_z(z) &= -ic\varepsilon \frac{k_0^2 a \eta}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n_1 - n_2}{\Delta(p)} H_1^{(2)}(Q_1) H_1^{(2)}(Q_2) e^{-ik_0 p z} dp, \\
 J_\varphi(z) &= ic\varepsilon \frac{k_0 \eta}{8\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\Delta(p)} \left[Q_1 H_0^{(2)}(Q_1) H_1^{(2)}(Q_2) - Q_2 H_0^{(2)}(Q_2) H_1^{(2)}(Q_1) \right] e^{-ik_0 p z} dp.
 \end{aligned} \tag{9}$$

Формулы (9) дают строгое решение задачи о распределении тока на поверхности цилиндрического проводника и справедливы для холодной магнитоактивной плазмы с тензором диэлектрической проницаемости общего вида (3).

Выражение $\Delta(p)$, стоящее в (7) и (9), имеет четкий физический смысл. Как нетрудно убедиться, соотношение

$$\Delta(p) = 0 \tag{10}$$

является дисперсионным уравнением для собственной (локализованной) моды, направляемой идеально проводящим цилиндром в магнитоактивной плазменной среде. Заметим, что существование такой моды оказывается возможным только при учете гиротропных свойств замагниченной плазмы. Прежде чем перейти к анализу распределения тока на поверхности цилиндра, обсудим дисперсионные свойства и структуру поля данной моды.

2. СОБСТВЕННАЯ МОДА, НАПРАВЛЯЕМАЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ ПРОВОДНИКОМ

Далее при конкретных рассмотренных ограничимся свистовыми волнами, частота ω которых удовлетворяет неравенствам

$$\Omega_H \ll \omega_{\text{ЛН}} < \omega < \omega_H/2 \ll \omega_p, \tag{11}$$

где Ω_H — гирочастота ионов, $\omega_{\text{ЛН}}$ — нижняя гибридная частота, ω_H и ω_p — гирочастота и плазменная частота электронов соответственно. Нижняя часть интервала (11) в ионосферных условиях лежит в ОНЧ диапазоне. Напомним, что в указанном интервале частот распространяющейся является только “необыкновенная” волна, поверхность показателя преломления которой описывается функциями $q = q_1(p)$ при $0 \leq q \leq q_c$ и $q = q_2(p)$ при $q > q_c$ и представлена на рис. 2. Значения q_c , P_c отвечают

конической рефракции; на рис. 2 отмечено также значение $P_e = (\varepsilon - g)^{1/2}$, соответствующее условию $q_1(P_e) = 0$ (здесь $\varepsilon > 0$, $g < 0$, $\varepsilon\eta < 0$). Область $q \gg q_c$, где $p \approx (-\varepsilon/\eta)^{1/2}q$, отвечает электростатическим волнам. Заметим, что функция $R(p)$, входящая в выражение для $q_{1,2}(p)$ (см. (8)), может быть представлена в виде

$$R(p) = -(\eta - \varepsilon) \left[(p^2 - P_b^2)(p^2 - P_c^2) \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Точки ветвления $p = \pm P_{b,c}$ функции $R(p)$ даются выражением

$$P_{b,c} = \left\{ \varepsilon - (\eta + \varepsilon) \frac{g^2}{(\eta - \varepsilon)^2} + \frac{2\chi_{b,c}}{(\eta - \varepsilon)^2} \left[\varepsilon g^2 \eta (g^2 - (\eta - \varepsilon)^2) \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \quad (13)$$

где $\chi_b = -\chi_c = -1$. В интервале частот (11) величины P_b и P_c являются вещественными (в случае отсутствия потерь в среде), причем имеют место неравенства $P_b \ll P_c < P_e$. При выполнении дополнительного условия $\omega_{\text{ЛН}} \ll \omega$ имеем приближенно $P_b \simeq 0$, $P_c \simeq 2\varepsilon^{1/2}$.

Как уже отмечалось, постоянная распространения \tilde{p} определяется из дисперсионного уравнения (10), которое в общем случае приходится решать численно. Результатам численного исследования этого уравнения мы предпошлим аналитическое рассмотрение, возможное в некоторых предельных случаях. Покажем, что безразмерная постоянная распространения $p = \tilde{p}$ собственной (локализованной) моды лежит в области $P_b < \tilde{p} < P_c$. В этом случае поперечные волновые числа $q_1(p)$ и $q_2(p)$ оказываются комплексными и подчиняются соотношению $q_1(p) = -q_2^*(p)$, так что мода действительно является локализованной. Оговоримся сразу же, что хотя соотношение (10) выполняется в точках $p = \pm P_{b,c}$, где $q_1 = q_2$, данные значения p не являются полюсами подынтегральных выражений в (9) и, следовательно, не определяют постоянную распространения собственной моды цилиндра.

Проанализируем вначале случай цилиндра сравнительно малого радиуса, предполагая выполненными условия $k_0 a |q_{1,2}(p)| \ll 1$, $|\ln(q_1(p)/q_2(p))| \ll |\ln(k_0 a q_2(p))|$. Заменяя функции Ханкеля в (8) их асимптотическими представлениями, справедливыми при малых значениях аргумента, перепишем (10) в виде

$$n_1 q_1^2 = n_2 q_2^2. \quad (14)$$

Отсюда для постоянной распространения $p = \tilde{p}$ собственной моды, поддерживаемой идеально проводящим цилиндром в магнитоактивной плазме, следует известный результат $\tilde{p}^2 = \varepsilon$ [14].

В предельном случае цилиндра бесконечно большого радиуса ($a \rightarrow \infty$), отвечающем фактически переходу к идеально проводящей плоскости, дисперсионное уравнение (10) записывается в виде

$$n_1 q_1 = n_2 q_2, \quad (15)$$

откуда получаем $\tilde{p}^2 = \varepsilon + [g^2 \varepsilon / (\varepsilon - \eta)]^{1/2}$. В диапазоне частот (11) при выполнении дополнительного условия $\omega \gg \omega_{\text{ЛН}}$ данное решение может быть приближенно представлено в виде $\tilde{p}^2 \simeq \varepsilon + [\varepsilon(\varepsilon - 1)]^{1/2} \simeq 2\varepsilon$ (ср. с [15]). Таким образом, независимо от радиуса цилиндра постоянная распространения поддерживаемой им собственной моды действительно лежит в области $P_b < \tilde{p} < P_c$.

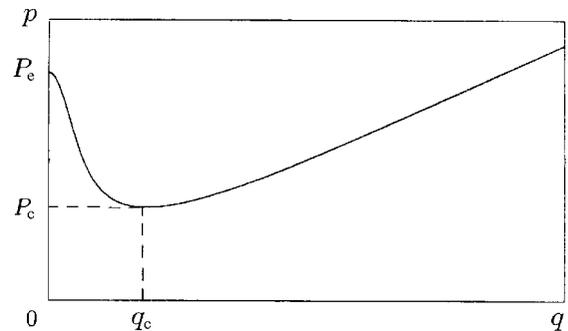


Рис. 2. Поверхность показателя преломления в диапазоне (11).

Проведенное аналитическое рассмотрение хорошо согласуется с результатами численного решения строгого дисперсионного уравнения (10), представленными на рис. 3 для различных значений радиуса цилиндра a , частоты $\omega = 7,5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ и параметров плазмы, отвечающих условиям земной ионосферы [16, 17]: $\omega_p = 1,8 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ (плотность плазмы $N = 10^5 \text{ см}^{-3}$), $\omega_H = 8,78 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ ($B_0 = 0,5 \text{ Гс}$), $\Omega_H = 300 \text{ с}^{-1}$ ($\omega_{LH} = 4,82 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$). Кривая 1 на рис. 3 показывает зависимость постоянной распространения собственной моды от величины a ; линия 2 соответствует значению \tilde{p} в предельном случае $a \rightarrow \infty$. Как видно из рис. 3, для практически реализуемых антенн можно считать, что $\tilde{p}^2 \approx \epsilon$.

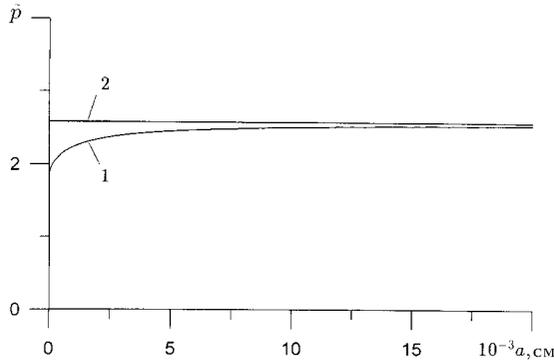


Рис. 3. Результаты численного решения дисперсионного уравнения (10) при $\omega = 7,5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $\omega_p = 1,8 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\omega_H = 8,78 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\Omega_H = 300 \text{ с}^{-1}$. Кривая 1 соответствует зависимости $p = \tilde{p}(a)$, линия 2 — поля, \tilde{p} (широта) для рис. 4). Постоянная распространения и поперечные волновые числа собственной моды равны соответственно $\tilde{p} = 1,851$, $q_1(\tilde{p}) = -q_2^*(\tilde{p}) = 117,6 - i 229,7$. В силу выполняющегося здесь неравенства $|\text{Im } q_{1,2}(\tilde{p})| > |\text{Re } q_{1,2}(\tilde{p})|$ на представленном на рис. 4 интервале значений ρ не видны осцилляции компонент поля, связанные с отличием от нуля действительных частей поперечных волновых чисел $q_{1,2}(\tilde{p})$.

Азимутальные компоненты поля моды даются (с точностью до амплитудного множителя E_0) формулами

$$E_\varphi = E_0 [H_1^{(2)}(Q_2)H_1^{(2)}(Q_1\rho/a) - H_1^{(2)}(Q_1)H_1^{(2)}(Q_2\rho/a)] e^{-ik_0pz} \Big|_p$$

$$H_\varphi = iE_0 [n_1 H_1^{(2)}(Q_2)H_1^{(2)}(Q_1\rho/a) - n_2 H_1^{(2)}(Q_1)H_1^{(2)}(Q_2\rho/a)] e^{-ik_0pz}$$

Распределения по поперечной координате ρ компонент поля моды изображены на рис. 4 для $a = 3 \text{ см}$ и выбранных ранее значений ω , ω_p , ω_H и Ω_H . Как видно из представленных данных, компоненты E_ρ , H_φ, z значительно превосходят по абсолютному значению компоненты E_φ, z , H_ρ и спадают в окрестности цилиндра приблизительно по закону ρ^{-1} (укажем значения $|E_\rho(a)| = 3,04 \cdot 10^5$, $|H_\varphi(a)| = 5,04 \cdot 10^5$, $|H_z(a)| = 3,38 \cdot 10^3$, отвечающие нормировке

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА ВДОЛЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА

Рассмотрим представляющее основной практический интерес распределение по z полного тока $I(z) = 2\pi a J_z(z)$, протекающего через поперечное сечение цилиндра:

$$I(z) = -\frac{ic\mathcal{E}(k_0a)^2\eta}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{n_1 - n_2}{\Delta(p)} H_1^{(2)}(Q_1)H_1^{(2)}(Q_2) e^{-ik_0pz} dp. \tag{16}$$

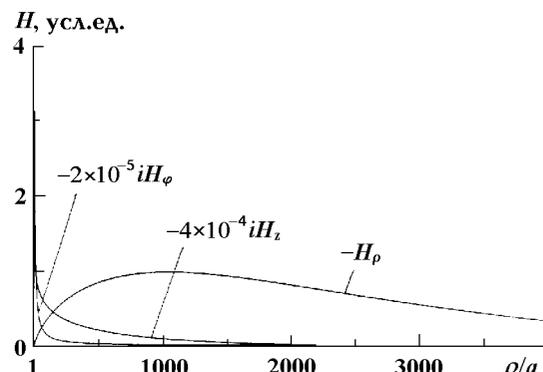
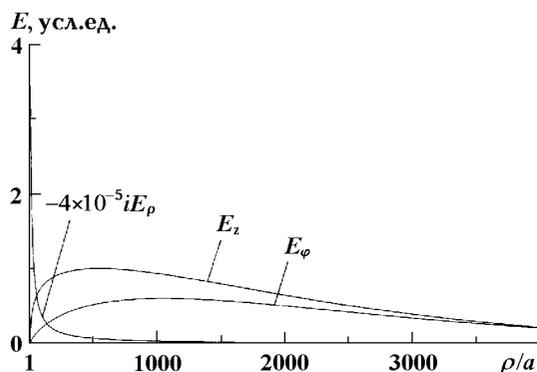


Рис. 4. Распределения по поперечной координате ρ компонент поля собственной моды, направляемой цилиндрическим проводником радиуса $a = 3$ см; значения ω , ω_p , ω_H , Ω_H те же, что на рис. 3.

При анализе поведения $I(z)$ следует учитывать, что функции $q_{1,2}(p)$, стоящие в (16) под знаком интеграла, являются многозначными. Прежде чем приступить к вычислению интеграла (16), необходимо исследовать аналитические свойства этих функций.

Начнем с функции $R(p)$, входящей в выражение для $q_{1,2}(p)$, которая имеет четыре точки ветвления $p = \pm P_b$, $p = \pm P_c$, отвечающие соотношению $R(p) = 0$. Сами же функции $q_{1,2}(p)$ наряду с указанными точками ветвления имеют также точки ветвления $p = \pm P_e = \pm\sqrt{\varepsilon - g}$ и $p = \pm P_o = \mp i\sqrt{-(\varepsilon + g)}$, в которых $q_1(\pm P_e) = 0$ и $q_2(\pm P_o) = 0$. Лист римановой поверхности подынтегрального выражения, соответствующий выбранным выше условиям $\text{Im } q_{1,2} < 0$ и $\text{Re } R > 0$, представлен на рис. 5а. Изображенные на этом листе разрезы I, II, III и штриховые линии IV, V отвечают условиям $\text{Im } q_1 = 0$, $\text{Im } q_2 = 0$, $\text{Re } R = 0$ и $\text{Re } q_1 = 0$, $\text{Re } q_2 = 0$ соответственно. Отметим, что хотя на противоположных берегах разрезов III функции $q_{1,2}$ принимают неодинаковые значения, подынтегральное выражение оказывается одинаковым по величине и поэтому может быть аналитически продолжено через эти разрезы, что позволяет не учитывать их при деформировании контура интегрирования на рассматриваемом листе римановой поверхности. Необходимо также иметь в виду, что на данном листе лежат полюсы $p = \pm \tilde{p}$ подынтегрального выражения (16), отвечающие собственной моде, поддерживаемой цилиндром. В диапазоне частот (11) при отсутствии потерь в среде постоянная распространения $\tilde{p} = \sqrt{\varepsilon}$ является действительной (здесь и далее предполагается, что радиус цилиндрического проводника достаточно мал). При наличии потерь у постоянной распространения появляется мнимая часть ($\text{Im } \tilde{p} < 0$), так что полюсы $p = \pm \tilde{p}$ смещаются с действительной оси, как показано на рис. 5б.

Выделим теперь в явном виде из общего интегрального представления (16) вклад, отвечающий собственной волне. Рассмотрим вначале область положительных значений z . Перейдем в (16) к другому контуру интегрирования $\Gamma_\infty + \Gamma_o + \Gamma_e$, показанному на рис. 5б. Поскольку интеграл по полуокружности Γ_∞ бесконечно большого радиуса равен нулю, в выражении для тока $I(z)$ останутся только вычет в точке $p = \tilde{p}$ и интегралы по берегам разрезов I и II, т.е. по контурам Γ_e и Γ_o . В результате приходим к выражению

$$I(z) = \tilde{I}(z) - \frac{ic\mathcal{E}(k_0a)^2\eta}{4\pi} \int_{\Gamma_{e,o}} \frac{n_1 - n_2}{\Delta(p)} H_1^{(2)}(Q_1) H_1^{(2)}(Q_2) e^{-ik_0pz} dp, \quad (17)$$

где

$$\tilde{I}(z) = -\frac{c\mathcal{E}\varepsilon^{1/2}}{4 \ln(k_0a)} e^{-ik_0\tilde{p}z}.$$

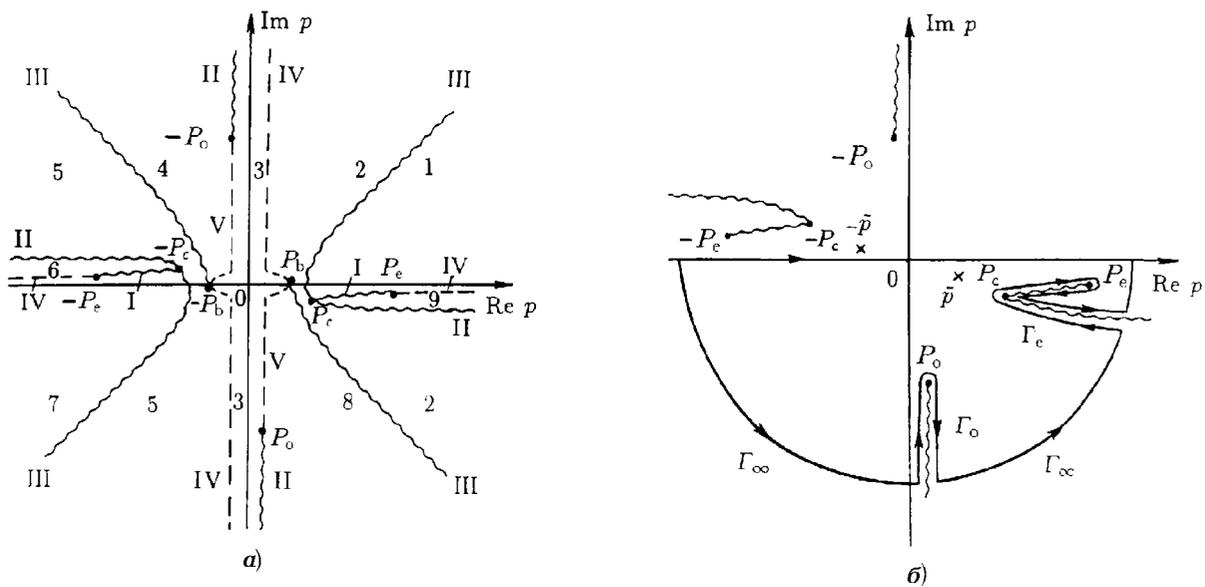


Рис. 5. $\text{Re } q_1 > 0$ в областях 1, 3, 4, 7, 8 комплексной плоскости p ; $\text{Re } q_1 < 0$ в областях 2, 5, 6, 9; $\text{Re } q_2 > 0$ в областях 2, 3, 5; $\text{Re } q_2 < 0$ в областях 1, 4, 6–9 (панель *a*). Контуры интегрирования на комплексной плоскости p показаны на панели *б*.

В области отрицательных значений z выражение для тока получается из (17) заменой $\tilde{p} \rightarrow -\tilde{p}$ и соответствующим изменением контуров интегрирования.

Очевидно, что в представлении (17) первое слагаемое отвечает вкладу в ток $I(z)$ собственной моды (т.е. волны дискретного спектра), а интегралы по берегам разрывов — вкладу несобственных волн непрерывного спектра.

Изучим более подробно вклад волн непрерывного спектра в распределение тока $I(z)$ вдоль цилиндра. Рассмотрим вначале интеграл по контуру Γ_e . В этом интеграле, как нетрудно убедиться, при стремлении потерь в среде к нулю интегрирование вдоль нижнего берега разрыва I и верхнего берега разрыва II в пределах $P_c < p < P_e$ дает нулевой результат. Вклад верхнего берега разрыва I и нижнего берега разрыва II в тех же пределах дается интегралом

$$I_{c,e}(z) = \frac{c\mathcal{E}(k_0a)^2\eta}{\pi^2} \int_{P_c}^{P_e} \frac{(n_1 - n_2) [n_1 D_1(\hat{Q}_2) + n_2 D_1(\hat{Q}_1)] e^{-ik_0pz}}{|n_1 \hat{Q}_1 H_0^{(2)}(\hat{Q}_1) H_1^{(1)}(\hat{Q}_2) - n_2 \hat{Q}_2 H_0^{(1)}(\hat{Q}_2) H_1^{(2)}(\hat{Q}_1)|^2} dp, \tag{18}$$

где

$$D_1(\zeta) = J_1^2(\zeta) + Y_1^2(\zeta), \quad \hat{Q}_{1,2} = k_0 a \hat{q}_{1,2}(p), \quad \hat{q}_{1,2}^2(p) = q_{1,2}^2(p), \quad \text{Re } \hat{q}_{1,2} > 0,$$

$J_1(\zeta)$ и $Y_1(\zeta)$ — функции Бесселя и Неймана соответственно. Заметим, что при интегрировании вдоль вещественной оси p в указанных пределах выполняются соотношения $\text{Im } \hat{q}_{1,2} = 0, \hat{q}_1 = q_1, \hat{q}_2 = q_2 e^{i\pi}$. Оставшаяся часть I_e интеграла по контуру Γ_e определяется вкладом берегов разрыва II в пределах $p = P_e, p = \infty$ и может быть представлена в виде

$$I_e(z) = \frac{c\mathcal{E}(k_0a)^2\eta}{\pi^2} \int_{\tilde{\Gamma}_e} (n_1 - n_2) n_2 F(p) [H_1^{(2)}(Q_1)]^2 e^{-ik_0pz} dp, \tag{19}$$

где

$$F(p) = \prod_{j=1}^2 [n_1 Q_1 H_0^{(2)}(Q_1) H_1^{(j)}(Q_2 e^{i\pi}) - n_2 Q_2 e^{i\pi} H_0^{(j)}(Q_2 e^{i\pi}) H_1^{(2)}(Q_1)]^{-1}$$

(контур $\tilde{\Gamma}_e$ показан на рис. 6). При выводе формул (18), (19) мы воспользовались соотношениями

$$H_n^{(2)}(\zeta e^{-i\pi}) = -e^{i\pi n} H_n^{(1)}(\zeta), \quad H_n^{(1)}(\zeta e^{i\pi}) = -e^{-i\pi n} H_n^{(2)}(\zeta), \quad (20)$$

а также выражениями для вронскианов цилиндрических функций [18].

С целью облегчения последующих расчетов преобразуем интеграл (19) по контуру $\tilde{\Gamma}_e$ в интеграл по пути наибо-
 стрейшего спуска. Для этого контур интегрирования $\tilde{\Gamma}_e$ деформируем так, чтобы он пересек
 разрез II ($\text{Im } q_2 = 0$), прошел по листу римановой поверхности, на котором $\text{Im } q_2 > 0$, $\text{Re } R > 0$, и вышел (после пересечения разреза III) на лист, отвечающий условиям $\text{Im } q_2 > 0$, $\text{Re } R < 0$ (путь C_e , рис. 6). Заметим, что учет разреза III ($\text{Re } R = 0$) является здесь принципиальным, поскольку подынтегральное выражение в (19) не инвариантно относительно замены $q_1 \leftrightarrow q_2$. Принимая во внимание, что интеграл по дуге C_∞ окружности бесконечно большого радиуса равен нулю (см. рис. 6), приходим к выражению

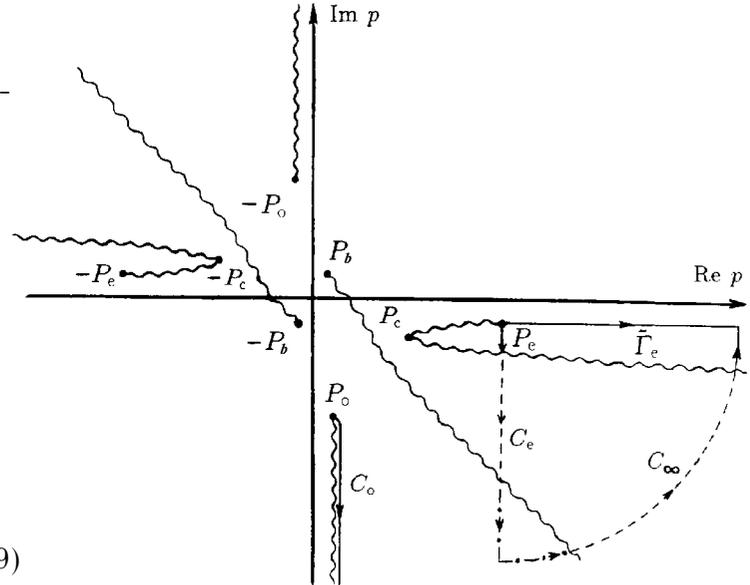


Рис. 6. Преобразование контуров интегрирования в пути наибо-
 стрейшего спуска.

$$I_e(z) = \frac{c\mathcal{E}(k_0 a)^2 \eta}{\pi^2} \int_{P_e}^{P_e - i\infty} (n_1 - n_2) n_2 F(p) [H_1^{(2)}(Q_1)]^2 e^{-ik_0 p z} dp. \quad (21)$$

При анализе интеграла по контуру Γ_o следует учесть, что здесь путь интегрирования, охватывающий разрез II ($\text{Im } q_2 = 0$), совпадает с путем наибо-
 стрейшего спуска. Переходя к интегрированию по правому берегу разреза, идущего от точки ветвления P_o до $P_o - i\infty$ (путь C_o , рис. 6), и выполняя преобразования, аналогичные тем, что были использованы при выводе формулы (20), получаем следующее представление для рассматриваемого интеграла:

$$I_o(z) = \frac{c\mathcal{E}(k_0 a)^2 \eta}{\pi^2} \int_{P_o}^{P_o - i\infty} (n_1 - n_2) n_2 F(p) [H_1^{(2)}(Q_1)]^2 e^{-ik_0 p z} dp. \quad (22)$$

В результате выражение для тока $I(z)$ принимает вид

$$I(z) = \tilde{I}(z) + I_{c,e}(z) + I_e(z) + I_o(z), \quad (23)$$

где слагаемое $\tilde{I}(z)$ (см. (17)) отвечает собственной моде, поддерживаемой цилиндрическим проводником, а оставшиеся слагаемые учитывают вклад волн непрерывного спектра и даются формулами (18), (20), (21).

Интегралы, входящие в представление (22), в ряде случаев могут быть вычислены аналитически. Предполагая, что при $p = P_o$ и $P_c < p < P_e$ выполняется условие $k_0 a |q_{1,2}(p)| \ll 1$, преобразуем интеграл (18) следующим образом:

$$I_{c,e}(z) = c\mathcal{E}\eta \int_{P_c}^{P_e} \frac{(n_1 - n_2) (n_1 \hat{q}_1^2 + n_2 \hat{q}_2^2) e^{-ik_0 p z}}{4 (n_2 \hat{q}_2^2 \ln(k_0 a \hat{q}_2) - n_1 \hat{q}_1^2 \ln(k_0 a \hat{q}_1))^2 + \pi^2 (n_1 \hat{q}_1^2 + n_2 \hat{q}_2^2)^2} dp. \tag{24}$$

Формула (23) может быть преобразована к более простому виду

$$I_{c,e} = \frac{c\mathcal{E}\varepsilon}{\pi^2} \int_{P_c}^{P_e} \frac{p \sqrt{p^2 - P_c^2} e^{-ik_0 p z}}{[(\beta + 1)p^2 - \beta P_c^2] (p^2 - \varepsilon)} dp, \tag{25}$$

где $\beta = 4\pi^{-2} \ln^2(k_0 a q_c)$, $q_c = q_{1,2}(P_c)$. Интеграл (24) легко вычисляется в некоторых предельных случаях. В частности, при $\zeta_e = k_0 P_e z \ll 1$

$$I_{c,e}(z) \simeq I_{c,e}^{(0)} = \frac{c\mathcal{E}\varepsilon}{\pi^2 [\beta P_c^2 - (\beta + 1)\varepsilon]} \left[\sqrt{P_c^2 - \varepsilon} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{P_e^2 - P_c^2}{P_c^2 - \varepsilon}} - \frac{P_c}{\sqrt{\beta + 1}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{(\beta + 1)(P_e^2 - P_c^2)}}{P_c} \right]. \tag{26}$$

Для вычисления интеграла I_e перейдем в выражении (20) с помощью замены $p = P_e(1 - ix)$ к интегрированию по действительной переменной x . В результате получим

$$I_e(z) = -i \frac{c\mathcal{E}(k_0 a)^2 P_e \eta}{\pi^2} e^{-i\zeta_e} \int_0^\infty (n_1 - n_2) n_2 F(p(x)) [H_1^{(2)}(Q_1)]^2 e^{-\zeta_e x} dx. \tag{27}$$

Основной вклад в величину $I_e(z)$ дает интегрирование по области $0 < x < \zeta_e^{-1}$. С учетом очевидных соотношений $|q_1| \ll |q_2|$, $|q_2| \approx P_e(-\eta/\varepsilon)^{1/2}(1 + x^2)^{1/2}$ нетрудно убедиться, что в указанной области условие $k_0 a |q_{1,2}| \ll 1$ сводится к неравенству

$$a(-\eta/\varepsilon)^{1/2} \ll \min \{z, (k_0 P_e)^{-1}\}. \tag{28}$$

Принимая во внимание (27), заменим функции Ханкеля, входящие в выражение (26), главными членами их асимптотик при малых значениях аргумента. С учетом соответствующих асимптотических представлений формула для $I_e(z)$ записывается следующим образом:

$$I_e(z) = -\frac{i}{4} c\mathcal{E} P_e \eta e^{-i\zeta_e} \int_0^\infty \frac{(n_1 - n_2) n_2 q_2^2 e^{-\zeta_e x}}{[n_1 q_1^2 \ln(k_0 a q_1) - n_2 q_2^2 \ln(k_0 a q_2 e^{i\pi})]^2} dx. \tag{29}$$

Нетрудно показать, что для величин, содержащихся в подынтегральном выражении (28), с большой точностью выполняются неравенства $|n_1| \ll |n_2|$, $|n_1 q_1^2 \ln(k_0 a q_1)| \ll |n_2 q_2^2 \ln(k_0 a q_2 e^{i\pi})|$. Поэтому с учетом соотношения

$$[\ln(k_0 a q_2 e^{i\pi})]^2 = \ln^2 \delta_e \left[1 + \frac{\ln(1 - ix)}{\ln \delta_e} \right]^2,$$

где $\delta_e = k_0 a P_e (-\eta/\varepsilon)^{1/2} \ll 1$, выражение (28) может быть переписано в виде

$$I_e(z) = -\frac{ic\mathcal{E}\varepsilon e^{-i\zeta_e}}{4P_e \ln^2 \delta_e} \int_0^\infty (1-ix)^{-2} \left\{ 1 + 2\frac{\ln(1-ix)}{|\ln \delta_e|} + 3\frac{\ln^2(1-ix)}{|\ln \delta_e|^2} + \dots \right\} e^{-\zeta_e x} dx. \quad (30)$$

Отсюда для $I_e(z)$ получим

$$I_e(z) = -\frac{ic\mathcal{E}\varepsilon e^{-i\zeta_e}}{4P_e \ln^2 \delta_e} \sum_{k=0}^{\infty} V_k(\zeta_e), \quad (31)$$

где

$$V_k(\zeta_e) = (k+1) |\ln \delta_e|^{-k} \int_0^\infty (1-ix)^{-2} \ln^k(1-ix) e^{-\zeta_e x} dx. \quad (32)$$

Интегралы, входящие в (31), являются табличными [19] и выражаются через вырожденную гипергеометрическую функцию $\Psi(a, c; z)$ [20]. Результирующее выражение для $V_k(\zeta_e)$ принимает вид

$$V_k(\zeta_e) = i(k+1) |\ln \delta_e|^{-k} \frac{\partial^k}{\partial \mu^k} \Psi(1, \mu; i\zeta_e) |_{\mu=0}. \quad (33)$$

Вычисление интеграла (21) по контуру C_o проводится аналогичным способом. Опуская промежуточные выкладки, приведем окончательный результат, справедливый при выполнении условия $a(-\eta/\varepsilon)^{1/2} \ll \min\{z, (k_0|P_o|)^{-1}\}$ (которое в ОНЧ диапазоне в силу $|P_o| \simeq P_e$ фактически эквивалентно (27)):

$$I_o(z) = -\frac{ic\mathcal{E}\varepsilon^2 e^{-\zeta_o}}{4(1-\eta/\varepsilon)|P_o|^3 \ln^2(-i\delta_o)} \sum_{k=0}^{\infty} W_k(\zeta_o). \quad (34)$$

Здесь

$$\begin{aligned} W_k(\zeta_o) &= (-1)^k (k+1) [\ln(-i\delta_o)]^{-k} \left\{ \frac{\partial^k}{\partial \mu^k} \Psi(1, \mu; \zeta_o) |_{\mu=-2} + \right. \\ &\quad \left. + 2\varepsilon \frac{\partial^k}{\partial \mu^k} \Psi(1, \mu; \zeta_o) |_{\mu=-4} - (g^2 - \varepsilon^2) \frac{\partial^k}{\partial \mu^k} \Psi(1, \mu; \zeta_o) |_{\mu=-6} \right\}, \quad (35) \\ \delta_o &= k_0 a |P_o| (-\eta/\varepsilon)^{1/2}, \quad \zeta_o = k_0 |P_o| z. \end{aligned}$$

В большинстве практически важных частных случаев основной интерес представляет соотношение между вкладами собственной моды и волн непрерывного пространственного спектра в распределение тока вдоль антенны. Вполне понятно, что поскольку интегральный вклад волн непрерывного спектра постепенно уменьшается с ростом z , а собственная мода распространяется вдоль цилиндрического проводника с постоянной амплитудой, достаточно оценить указанное соотношение в окрестности точки приложения сторонней ЭДС, т.е. когда $\max\{\zeta_o, \zeta_e\} = \zeta_e \ll 1$. В этом случае, используя асимптотические представления вырожденных гипергеометрических функций, справедливые при малых значениях их аргументов [20], из (17), (25), (29)–(34) имеем

$$I(z) \simeq \tilde{I}^{(0)} + I_{c,e}^{(0)} + I_e^{(0)} + I_o^{(0)}, \quad a(-\eta/\varepsilon)^{1/2} < z \ll (k_0 P_e)^{-1}, \quad (36)$$

где

$$\tilde{I}^{(0)} = -c\mathcal{E}\sqrt{\varepsilon} (4 \ln(k_0 a))^{-1},$$

$$\begin{aligned}
 I_e^{(0)} &= c\mathcal{E}\varepsilon \left(4P_e \ln^2 \delta_e\right)^{-1} \left[1 + 2|\ln \delta_e|^{-1}\right], \\
 I_o^{(0)} &= \frac{ic\mathcal{E}\varepsilon^2}{4(1-\eta/\varepsilon)|P_o|^3 \ln^2(-i\delta_o)} \times \\
 &\times \sum_{l=1}^2 \left(\frac{1}{3^l} - \frac{2\varepsilon}{5^l(\varepsilon+g)} - \frac{g-\varepsilon}{7^l(\varepsilon+g)}\right) l(-1)^{l+1} |\ln(-i\delta_o)|^{1-l},
 \end{aligned}
 \tag{37}$$

а величина $I_{c,e}^{(0)}$ дается формулой (25). Очевидно, что при выполнении условия

$$|\tilde{I}^{(0)}| \gg |I_{c,e}^{(0)} + I_e^{(0)} + I_o^{(0)}| \tag{38}$$

распределение тока вдоль антенны определяется преимущественно собственной модой. При этом вклад волн непрерывного спектра может быть существенным лишь в области $z < a(-\eta/\varepsilon)^{1/2}$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

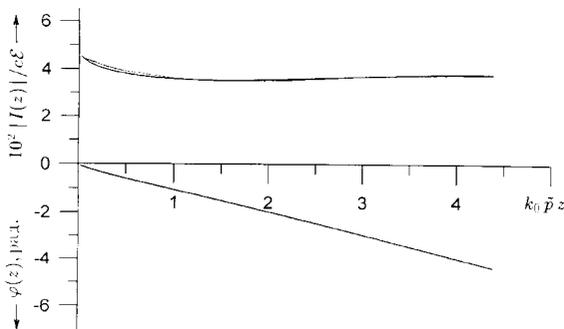


Рис. 7. Распределения нормированной амплитуды $|I(z)|$ и фазы $\varphi(z)$ тока, при $a = 3$ см, $\omega = 7,5 \cdot 10^4$ с⁻¹, $\omega_p = 1,8 \cdot 10^7$ с⁻¹, $\omega_H = 8,78 \cdot 10^6$ с⁻¹, $\Omega_H = 300$ с⁻¹.

Основное внимание было уделено сопоставлению относительных вкладов собственной моды, направляемой цилиндром, и волн непрерывного спектра в распределение тока, а также анализу этих вкладов при удалении от точки приложения сторонней ЭДС. Соответствующее распределение, полученное по строгим формулам, представлено на рис. 7 в виде зависимости нормированной амплитуды $|I(z)|$ и фазы $\varphi(z) = \arctg(\text{Im } I(z)/\text{Re } I(z))$ тока от координаты z . Кроме того, на рис. 7 линией меньшей толщины показано распределение $|I(z)|$, рассчитанное с использованием приближенных формул для величин $I_{c,e}, I_e, I_o$ (расчет фазы по этим формулам дает зависимость, сливающуюся с кривой $\varphi(z)$, рассчитанной по строгим формулам).

На рис. 8 изображены нормированные зависимости $I^{(r)}(z) = \text{Re } I(z)$, $\tilde{I}^{(r)}(z) = \text{Re } \tilde{I}(z)$, $\Delta I^{(r)}(z) = \text{Re}(I_{c,e}(z) + I_e(z) + I_o(z))$. Для сравнения на рис. 9 приведены зависимости $\Delta I^{(r)}(z)$ и $\Delta I^{(i)}(z) = \text{Im}(I_{c,e}(z) + I_e(z) + I_o(z))$, полученные с помощью как строгих, так и приближенных выражений. Очевидно, что величины $\Delta I^{(r)} = \text{Re}(I - \tilde{I})$, $\Delta I^{(i)} = \text{Im}(I - \tilde{I})$ характеризуют вклад волн непрерывного спектра в распределение тока. Как следует из выполненных расчетов, $|I_o| \ll |I_{c,e} + I_e|$, так что $\Delta I \simeq I_{c,e} + I_e$.

Следует заметить, что кривые на рис. 7–9 построены для значений $z > 10a(-\eta/\varepsilon)^{1/2}$, при которых с большим запасом выполняются условия применимости приближенных выражений для тока. Представленные данные демонстрируют весьма хорошее согласие между результатами расчета распределения тока, полученными на основании строгих и приближенных формул. Из приведенных зависимостей

Ниже приводятся некоторые результаты численных расчетов распределения тока $I(z)$ вдоль антенны. Расчеты проводились для следующих заданных параметров плазменной среды, отвечающих условиям земной ионосферы [16, 17]: $\omega_p = 1,8 \cdot 10^7$ с⁻¹, $\omega_H = 8,78 \cdot 10^6$ с⁻¹, $\Omega_H = 300$ с⁻¹. При расчетах полагалось, что радиус цилиндрического проводника $a = 3$ см и частота сигнала $\omega = 7,5 \cdot 10^4$ с⁻¹ ($\omega/2\pi = 12$ кГц). Расчеты выполнялись на основе как строгих интегральных представлений (17)–(21), так и приближенных выражений (24), (30)–(34) для величин, входящих в формулу (22) для тока $I(z)$. При этом в приближенных выражениях (30), (33) для $I_{e,o}(z)$ удерживались лишь члены, отвечающие двум первым слагаемым (с номерами $k = 0, 1$).

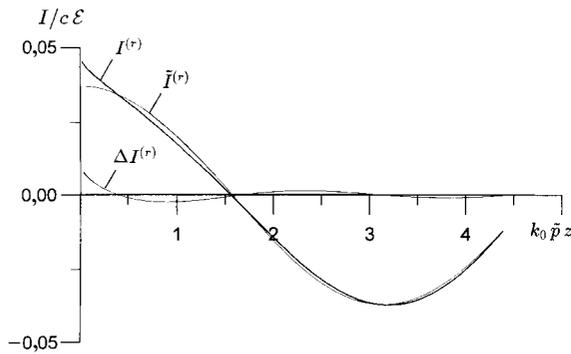


Рис. 8. Распределения $I^{(r)} = \text{Re } I(z)$, $\tilde{I}^{(r)} = \text{Re } \tilde{I}(z)$, $\Delta I^{(r)} = \text{Re}(I - \tilde{I})$, рассчитанные по строгим формулам. Значения a , ω , ω_p , ω_H , Ω_H те же, что на рис. 7.

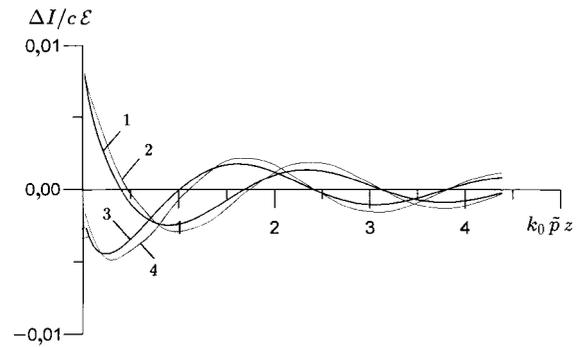


Рис. 9. Распределения $\Delta I^{(r)} = \text{Re}(I - \tilde{I})$ и $\Delta I^{(i)} = \text{Im}(I - \tilde{I})$, рассчитанные по строгим (кривые 1, 3) и приближенным (кривые 2, 4) формулам. Кривые 1, 2 соответствуют распределению $\Delta I^{(r)}(z)$; кривые 3, 4 распределению $\Delta I^{(i)}(z)$. Значения a , ω , ω_p , ω_H , Ω_H те же, что на рис. 7.

видно, что вклад волн непрерывного спектра в распределение тока при сравнительно больших значениях z оказывается незначительным, так что для $z > 2\pi/(k_0 P_e)$ вид функции $I(z)$ определяется в основном собственной модой, поддерживаемой цилиндром: $I(z) \simeq \tilde{I}(z)$. В этом случае для приближенного описания поведения тока может быть использован метод длинных линий, обобщенный на случай магнитоактивной плазмы в работе [11].*

При уменьшении z ($z < 2\pi/(k_0 P_e)$) относительный вклад волн непрерывного спектра, как видно из рис. 7 и рис. 8, возрастает. Тем не менее, данный вклад оказывается относительно небольшим вплоть до значений z , удовлетворяющих условию $a(-\eta/\varepsilon)^{1/2} < z \ll 2\pi/(k_0 P_e)$. Как видно из рис. 7–9, для указанных z $|I_{c,e}^{(0)} + I_e^{(0)} + I_o^{(0)}|/|\tilde{I}^{(0)}| \simeq 0,3$ (ср. с (37)), что хорошо согласуется с результатом соответствующего расчета на основе формул (25), (36).

Наконец, при достаточно малых значениях z ($z < a(-\eta/\varepsilon)^{1/2}$) роль непрерывного спектра в формировании токораспределения становится определяющей. В точке $z = 0$ ток обращается в бесконечность, что связано с использованием дельта-функции при задании сторонней ЭДС. Для устранения указанной расходимости тока необходимо “размытие” (по z) области приложения ЭДС. Более детальное обсуждение поведения тока в окрестности точки $z = 0$ требует отдельного рассмотрения, выходящего за рамки настоящей работы.

Следует отметить, что с ростом радиуса антенны или плотности окружающей плазмы наблюдается увеличение вклада волн непрерывного спектра. В то же время в рассматриваемом диапазоне (11) относительные вклады волны дискретного спектра и волн непрерывного спектра весьма слабо зависят от частоты ω .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в настоящей работе получено строгое решение задачи о распределении тока вдоль линейной антенны, представляющей собой идеально проводящий цилиндр бесконечной протяженности, расположенный в однородной магнитоактивной плазме параллельно внешнему магнитному полю. Основное

*Применительно к ионосферным условиям подобная ситуация реализуется для достаточно протяженных излучателей (типа тросовых привязных систем [21, 22]).

внимание было уделено исследованию случая, когда ток в антенне возбуждается гармонической во времени сосредоточенной стороной ЭДС, частота которой лежит в так называемом свистовом диапазоне частот, отвечающем ОНЧ волнам в ионосферных условиях и допускающем возбуждение в плазме электростатических волн. Применительно к этому диапазону установлено, что распределение тока вдоль антенны определяется суммой вкладов собственной (локализованной) моды, поддерживаемой цилиндром, и волн непрерывного спектра. Показано, что в случае достаточно тонкой антенны токораспределение определяется собственной модой, бегущей вдоль антенного провода с постоянной распространения $p \approx \varepsilon^{1/2}$; исключение составляет лишь непосредственная окрестность точки приложения стороны ЭДС, где основную роль в формировании распределения тока играют волны непрерывного спектра.

Любопытно, что постоянная распространения волны тока $p = \tilde{p} \approx \varepsilon^{1/2}$ совпадает с соответствующей величиной, найденной в [1] для антенны в замагниченной негиротропной плазме, описываемой тензором диэлектрической проницаемости диагонального вида (см. также [2]). Следует, однако, иметь в виду, что в случае негиротропной плазмы волна дискретного спектра отсутствует и распределение тока представляется интегралом по волнам непрерывного спектра. При не слишком малых значениях z основной вклад в данный интеграл дает окрестность точки ветвления подынтегрального выражения, совпадающей с $p = \varepsilon^{1/2}$ [1]. В результате с увеличением z амплитуда тока уменьшается из-за потерь на излучение. Напротив, для антенны в магнитоактивной (гиротропной) плазме распределение тока на сравнительно большом расстоянии от точки подключения стороны ЭДС определяется локализованной модой с постоянной амплитудой (при пренебрежении диссипативными потерями).

Из проведенного исследования следует, что при соблюдении условия (37) для описания распределения тока в цилиндрической антенне может быть использовано приближение длинных линий. Волновой импеданс соответствующей однопроводной линии находится очевидным образом из выражений для компонент E_ρ , H_φ собственной моды цилиндра. Вполне понятно, что в рамках метода длинных линий не представляет труда отыскание распределения тока и вдоль антенны конечной длины. Некоторое уточнение результатов расчета тока, отвечающих этому приближению, может потребоваться лишь вблизи концов антенны. Отметим, что задача о распределении тока в линейной антенне конечной длины, ось которой составляет произвольный угол с направлением внешнего магнитного поля, была ранее рассмотрена с использованием метода интегральных уравнений в работе [23] для случая достаточно слабой гиротропии плазменной среды. Основные результаты этой работы относятся к антенне в нерезонансной плазме. Подчеркнем, что подход, предложенный в [23], оказывается непригодным для диапазона ОНЧ, в котором для компонент тензора диэлектрической проницаемости выполняется неравенство $|\varepsilon| \ll |g|$ и приближение слабой гиротропии неприменимо.

Обратим внимание на то, что в проведенном рассмотрении не учитывалось наличие области нарушения квазинейтральности плазмы (двойного слоя) вблизи проводящей поверхности антенны. Нетрудно убедиться, что влиянием двойного слоя на вид функции токораспределения можно пренебречь при условии $\ln(b/a) \ll |\ln(k_0 a q_{1,2}(\tilde{p}))|/\varepsilon$, где b — радиус двойного слоя. Данное условие при толщине двойного слоя порядка радиуса Дебая r_{De} ($b - a \sim r_{De}$) выполняется с большим запасом для использовавшихся выше значений параметров (см. рис. 7–9). Следует иметь в виду, что путем изменения статического потенциала антенны можно при необходимости управлять толщиной двойного слоя (в частности значительно ее уменьшить и даже свести практически к нулю) [10].

Наконец, заметим, что результаты настоящей работы являются необходимой основой для последующего строгого рассмотрения цилиндрической антенны конечной протяженности в магнитоактивной плазме, работающей в диапазоне ОНЧ. Такое рассмотрение является особенно необходимым для не очень тонких антенн с умеренной длиной плеча (меньше или порядка $2\pi/(k_0 P_e)$), когда вклад волн непрерывного спектра в распределение тока становится достаточно заметным и приближение, основанное на методе длинных линий, требует существенных уточнений.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 96–02–18666), а также программ “Ведущие научные школы” (грант № 96–15–96591) и “Университеты России — фундаментальные исследования”.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lee S. W. // Radio Sci. 1969. V. 4, № 2. P. 179.
2. Чугунов Ю. В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1969. Т. 12, № 6. С. 830.
3. Андронов А. А., Чугунов Ю. В. // УФН. 1975. Т. 116, вып. 1. С. 79.
4. Еремин С. М. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33, вып. 9. С. 1852.
5. Hallén E. // Nova Acta Regiae Soc. Sci. Upsaliensis, Ser. IV. 1938. V. 11, № 4. P. 1.
6. Леонтович М. А., Левин М. Л. // ЖТФ. 1944. Т. 14, вып. 9. С. 481.
7. Kunz K. S. // J. Res. NBS. 1963. V. 67D, № 4. P. 417.
8. Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах. Т. 1–2. — М.: Мир, 1984.
9. Докучаев В. П. // Физика плазмы. 1995. Т. 21, № 4. С. 339.
10. Мареев Е. А., Чугунов Ю. В. Антенны в плазме. — Нижний Новгород: ИПФ АН СССР, 1991.— 231 с.
11. Adachi S., Ishizone T., Mushiake Y. // Radio Sci. 1977. V. 12, № 1. P. 23.
12. Ishizone T., Adachi S., Mushiake Y. // Proc. IEEE. 1970. V. 58, № 11. P. 1843.
13. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967. 684 с.
14. Mushiake Y. // J. Res. NBS. 1965. V. 69D, № 4. P. 503.
15. Adachi S. // Radio Sci. 1966. V. 1, № 6. P. 671.
16. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973. 272 с.
17. Фаткуллин М. Н., Зеленова Т. И., Козлов В. К., Легенька А. Д., Соболева Т. Н. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. — М.: Наука, 1981. 256 с.
18. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Наука, 1968. 720 с.
19. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Элементарные функции. — М.: Наука, 1981. С. 529.
20. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 1. — М.: Наука, 1973. С. 163.
21. Tethers in Space Handbook / Eds. Penzo P. A., Ammann P. W. — Washington: NASA, 1989. P. 119.
22. Dobrowolny M., Stone N. // Nuovo Cimento. 1994. V. 17, № 1. P. 1.
23. Lu H. S., Mei K. K. // IEEE Trans. Antennas and Propagat. 1971. V. AP–19, № 5. P. 669.

¹ Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Нижний Новгород,

² Нижегородский государственный
университет им. Н. И. Лобачевского

Поступила в редакцию
7 декабря 1998 г.

CURRENT DISTRIBUTION ALONG CYLINDRICAL VLF ANTENNA IN MAGNETOPLASMA

T. M. Zaboronkova, A. V. Kudrin, and E. Yu. Petrov

T. M. Заборонкова и др.

We obtain a solution of the problem on current distribution over linear antenna excited by given EMF. The antenna is infinitely long, perfectly conducting cylinder immersed in plasma and orientated along external magnetic field. The obtained current distribution in the VLF band is contributed by eigenmode guided by the cylinder and waves of the continuous spatial spectrum. We show that the current distribution of a sufficiently thin antenna is mainly determined by the proper mode. Antenna current is calculated both analytically and numerically under the ionospheric conditions. The validity criteria for using the transmission line theory to obtain current distribution over linear antenna in magnetoplasma are discussed.

УДК 551.510.535

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА СТЕНДЕ СУРА*А. Н. Караштин, Г. П. Комраков, Ю. В. Токарев, Ю. В. Шлюгаев*

Рассмотрены технические характеристики и области использования коротковолнового радиолокатора СУРА, созданного на базе одноименного многоцелевого научно-исследовательского стенда НИРФИ.

ВВЕДЕНИЕ

Наземные радиосистемы, основанные на дистанционных методах исследования, продолжают играть важную роль в изучении ближнего космоса. Достаточно отметить прогресс в исследованиях атмосферы, достигнутый с помощью так называемых МСТ (мезосферно-стратосферно-тропосферных) радаров [1], и ионосферы, связанный с появлением радаров некогерентного рассеяния [2, 3]. Следует отметить, что практически все мощные исследовательские радиолокаторы в настоящее время работают в УКВ диапазоне. Типичные частоты МСТ-радаров составляют $40 \div 50$ МГц, а радаров некогерентного рассеяния — от 150 до 1000 МГц. Исключение составляют установки частичных отражений, работающие в СВ диапазоне на частотах $2 \div 3$ МГц [4]. Специализированные КВ радары, использующиеся для диагностики атмосферы по рассеянию на метеорных следах [5, 6], а также для исследования рассеяния на вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей *E*-слоя [7] и *F*-слоя ионосферы [8], имеют невысокий потенциал и практически не могут применяться для решения других задач.

Вместе с тем КВ радары высокой мощности, работающие на предельно низких для наземных установок частотах, могли бы внести существенный вклад в исследование околоземной космической плазмы и объектов ближнего космоса. Будучи чувствительными к более слабым возмущениям плазмы, они могут быть использованы для получения данных о земной магнитосфере, а также о солнечном ветре и области его взаимодействия с плазменной оболочкой Земли. В исследованиях средней атмосферы данные, полученные с помощью КВ радиозондирования, могут существенным (а в ряде случаев и определяющим) образом дополнить данные УКВ радаров, предоставляя информацию о структурах больших масштабов.

Создание специализированных мощных КВ радаров является достаточно дорогостоящим. Вместе с тем существует ряд мощных КВ установок, построенных с целью исследования модификации ионосферы под действием радиоизлучения [9]. В состав этих установок входят довольно мощные передатчики и достаточно узконаправленные антенные системы, что позволяет, в принципе, создавать на их базе КВ радиолокаторы сравнительно высокой мощности. Такие радары могли бы послужить первым шагом в развитии коротковолновой радиолокационной диагностики ближнего космоса и дать основу для определения требований, предъявляемых к параметрам специализированных КВ радаров.

Одной из таких установок является стенд СУРА (НИРФИ, Нижний Новгород), введенный в строй в 1980 г. недалеко от р/п Васильсурск (приблизительно 140 км от Нижнего Новгорода, географические координаты $56,13^\circ$ северной широты, $46,10^\circ$ восточной долготы, геомагнитная широта около 51°) [10]. Особенности конструкции стенда СУРА, заложенные уже при его проектировании, допускают его использование в радиолокационном режиме. Доработка систем стенда позволила создать на его базе многоцелевой радар СУРА, технические характеристики которого рассматриваются в первом разделе. Области современного использования радара рассмотрены во втором разделе. Возможному развитию радара СУРА посвящен третий раздел.

1. ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИ РАДАРА СУРА

Радар СУРА использует передатчики и антенную систему нагревного стенда СУРА [10], дополненные соответствующей приемной техникой и системой управления и сбора данных. Создание альтернативного приемного канала, использующего ту же антенную решетку, а также применение дистанционно программируемой специализированной ЭВМ для управления мощными передатчиками существенно расширили функциональные возможности радара. Упрощенная блок-схема радара показана на рис. 1. Рассмотрим системы радара и особенности его работы подробнее.

1.1. Антенная система

Антенная система нагревного стенда СУРА [10] состоит из трех идентичных секций размером $100 \times 300 \text{ м}^2$, образующих квадратную решетку размером $300 \times 300 \text{ м}^2$. Каждая секция состоит из 4 рядов, вытянутых в направлении, ортогональном магнитному меридиану (приблизительно в направлении восток–запад). Каждый ряд состоит из 12 пар скрещенных широкополосных диполей, работающих в полосе частот $4,5 \div 9,3 \text{ МГц}$, фазирование которых позволяет формировать одну из двух — обыкновенную или необыкновенную — круговую поляризацию. Фидерная система секции позволяет подключать ее как к собственному передатчику, так и — через согласующий трансформатор и кабель — к приемнику. Фазирующая система позволяет управлять диаграммами направленности секций, наклоняя их в пределах $\pm 40^\circ$ от зенита в плоскости магнитного меридиана (азимут 9°) шагами по 4° . Допускается и синфазная работа всей антенной решетки, при этом необходимое фазирование секций осуществляется линиями задержки в частотоподающих цепях передатчиков. Основные параметры антенной системы нагревного стенда СУРА приведены в табл. 1.

Описанная конструкция антенной системы стенда СУРА дает возможность реализации радиолокационного режима при использовании одной или двух секций антенны для излучения, а оставшейся части — для приема. Необходимо только предусмотреть меры по защите приемной

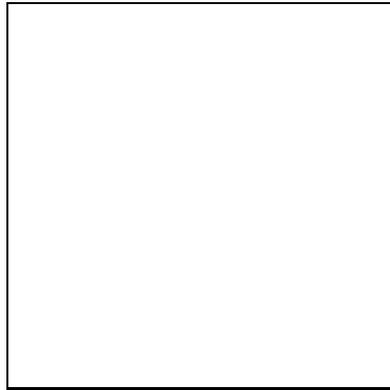
Т а б л и ц а 1

Антенная система стенда СУРА

	Полная антенна	Одна секция
Диапазон частот	4,5 ÷ 9,3 МГц	
Поляризация	круговая, обыкновенная или необыкновенная	
Апертура	$300 \times 300 \text{ м}^2$	$100 \times 300 \text{ м}^2$
Ширина луча (зенит, 6,6 МГц)	$8^\circ \times 8^\circ$	$24^\circ \times 8^\circ$
Коэффициент усиления (зенит, 6,6 МГц)	400	130
Эффективная излучаемая мощность (зенит, 6,6 МГц, ПКВ-250)	300 МВт	33 МВт
Наклон луча, север–юг	$\pm 40^\circ$	
Время переключения	~ 15 мин (исходный вариант) ~ 1 мс (альтернативная приемная система)	

части радара во время излучения и синхронизацию работы приемной и передающей частей. Недостатком данного режима является неполное использование мощности стенда (работают только один или два из трех передатчиков) и неполное использование площади антенны при приеме.

С целью устранения указанных недостатков и расширения возможностей радара СУРА была разработана и создана альтернативная система подключения приемной части радара, обеспечивающая



39.00178.00190.00178.002 39.00161.00390.00161.004 90.00186.00599.00186.006 90.00169.00799.00169.008 90.00

Рис. 1. Упрощенная блок-схема радара СУРА. Подключение антенны показано для экспериментов по зондированию атмосферы.

также и независимое управление диаграммой направленности антенны при приеме локационных сигналов. Эта система использует направленные ответвители, формирующие поляризацию каждого ряда скрещенных диполей. Сигнал с каждого ряда подается на переключатель прием/передача на p - i - n -диолах для запираения приемного тракта во время работы передатчика и далее на систему фазирования на линиях задержки, обеспечивающую наклон диаграммы направленности как отдельных секций в независимом режиме, так и всей антенны в целом в синфазном режиме.

Альтернативная приемная система позволяет одновременно использовать полную площадь антенны для излучения и приема, что существенно увеличивает потенциал радара PG , где P — излучаемая мощность, G — коэффициент усиления антенны (от 9 до 27 раз в зависимости от характера зондируемого объекта по сравнению с использованием одной секции антенны для передачи и одной — для приема), улучшить угловое разрешение радара и его помехозащищенность за счет сужения как передающей, так и приемной диаграмм направленности, а также производить быстрое (порядка 1 мс) переключение диаграммы направленности в приемном режиме с помощью электронного управления. Недостатком данной системы является большое затухание, обусловленное потерями в устройствах фазирования и защиты (около 20 дБ), требующее дополнительного усиления сигнала.

1.2. Передатчики

Для модификации ионосферы нагревный стенд СУРА [10] использует 3 коротковолновых радио-передатчика типа ПКВ-250 мощностью 250 кВт каждый, работающие в диапазоне частот 4÷26 МГц. Каждый передатчик соединен с отдельной секцией передающей антенны. Эти передатчики рассчитаны на работу в непрерывном режиме или в режиме с амплитудной модуляцией. Выходные цепи передатчиков являются резонансными (с добротностью около 200), что ограничивает полосу излучаемых частот Δf величиной примерно 50 кГц при частоте излучения около 9 МГц. Таким образом, данные передатчики могут использоваться для зондирования при длительности зондирующего импульса, превышающей величину $(\Delta f)^{-1}$.

Существенным недостатком передатчиков ПКВ-250 при работе в радиолокационном режиме является значительный уровень наводок от задающего генератора, а также высокое потребление энергии в паузах между зондирующими импульсами, что резко увеличивает стоимость проведения экспериментов. С целью уменьшения наводок при работе в радарном режиме используется переключение частоты задающего генератора в паузах таким образом, чтобы она не попадала в полосу приема. Положительной стороной использования ПКВ-250 является его высокая мощность и возможность синхронной запитки всей антенной решетки, что увеличивает эффективную излучаемую мощность.

В тех случаях, когда высокая мощность излучения не требуется, предпочтительно использование импульсного передатчика средней мощности (мощность в импульсе до 50 кВт, диапазон частот 1 ÷ 20 МГц), который может быть подключен к одной из секций антенной системы стенда, для чего была модифицирована система запитки этой секции. Включение импульсного передатчика в состав радара СУРА было обусловлено главным образом проведением экспериментов по зондированию атмосферы, где требуется малая длительность зондирующего импульса.

Основные параметры передатчиков приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

Передатчики стенда СУРА

	Основные (ПКВ-250)	Дополнительный (импульсный)
Диапазон частот	4 ÷ 26 МГц	3 ÷ 20 МГц
Число передатчиков	3	1
Мощность (каждого)	250 кВт	50 кВт
Режим работы	непрерывный, импульсный	импульсный
Минимальная длительность импульса	40 мкс (4,5 МГц)	1 мкс
	20 мкс (9 МГц)	
	10 мкс (20 МГц)	
Максимальная длительность импульса	—	1 мс
Минимальная скважность	—	100

1.3. Приемники

В основу создания приемной системы радара был положен принцип регистрации полного принятого сигнала, т.е. не только его амплитуды, но и фазы без какого-либо усреднения, чтобы перенести основную тяжесть определения параметров радиолокационного сигнала на стадию обработки.

Вообще говоря, в составе радара может использоваться любой малошумящий КВ приемник с когерентным гетеродином, к выходу которого подключен квадратурный детектор. Полоса пропускания приемника должна соответствовать предполагаемому характеру радиоэхо и определяется в первую очередь длительностью зондирующего импульса и ожидаемым интервалом доплеровского сдвига частоты, что, в свою очередь, определяется свойствами объекта зондирования.

Для целей зондирования различных объектов в радаре СУРА используются три приемника. В случае, если необходимая полоса приема не превышает 10 кГц (длительность зондирующего импульса не менее 100 мкс), применяется профессиональный связной КВ приемник Р-339 “КАТРАН”, обладающий высокой избирательностью и широким динамическим диапазоном, достаточно устойчивый к интермодуляционным искажениям, позволяющий осуществлять внешнюю синхронизацию частоты и фазы гетеродина. Ширина полосы пропускания приемника при прямоугольной форме полосы может составлять 0,3, 1, 3, 6 и 10 кГц, кроме того, может быть выбрана полоса гауссовой формы шириной 4 кГц. Выходной сигнал второй промежуточной частоты (215 кГц) подается на специально разработанный синхронный (квадратурный) детектор, формирующий синусную и косинусную компоненты. Для повышения чувствительности перед входом приемника обычно включается широкополосный антенный усилитель с малым уровнем собственных шумов (порядка $1,5kT_0$, где $T_0 \sim 300^\circ \text{К}$ — температура усилителя, k — постоянная Больцмана) и коэффициентом усиления около 20 дБ. Для защиты приемной системы от мощных наводок во время излучения зондирующих импульсов перед антенным усилителем установлен быстродействующий ключ.

При необходимости использования более коротких зондирующих импульсов, прежде всего, для повышения пространственного разрешения в атмосферных исследованиях, используется модернизированный приемник Р-339, полоса пропускания которого расширена путем замены кварцевого фильтра первой промежуточной частоты (ПЧ) более широкополосным фильтром на поверхностных акустических волнах и расширения полосы усилителя второй ПЧ уменьшением добротности контуров. В результате при некотором снижении чувствительности полоса приемника составляет несколько более 50 кГц, что позволяет использовать зондирующие импульсы длительностью от 20 мкс. Данный приемник используется с теми же входным ключом и синхронным детектором на выходе второй ПЧ, что и первый, а также с антенным усилителем в случае необходимости.

Наконец, третий приемник был разработан специально для целей локации и построен по принципу прямого преобразования. Для удобства работы в его состав интегрирован входной ключ, а синхронное детектирование осуществляется в блоке смесителей. Полоса пропускания этого приемника определяется фильтрами низкой частоты и может составлять 5, 10, 50, 100 и 500 кГц. Эксплуатация данного приемника показала, что интенсивные внеполосные помехи вызывают разбалансировку смесителей за счет прямого детектирования сигнала, поэтому обычно на вход приемника включается дополнительный фильтр с шириной полосы пропускания около 350 кГц. Применение такого фильтра позволяет существенно ослабить внеполосные помехи и уменьшить их влияние до приемлемого уровня.

1.4. Система управления и сбора данных

Система управления и сбора данных радара создана на базе персонального компьютера IBM PC, универсального интерфейса КАМАК и дистанционно программируемой специализированной микроЭВМ, предназначенной для управления мощными передатчиками, с разработанным программным обеспечением.

Персональный компьютер используется в качестве центральной управляющей ЭВМ, определяющей режимы и последовательность работы устройств, входящих в состав радара. Сопряжение ЭВМ с устройствами радара осуществляется через интерфейс КАМАК, в котором формируются импульсы управления передатчиками радара и входными ключами приемников, а также происходит оцифровка выходных сигналов синхронных детекторов.

Система управления рассчитана на работу как с передатчиками ПКВ-250, так и с импульсным передатчиком. В обоих случаях формируются импульсы открывания модуляторов передатчиков на время излучения и излучаемый радиоимпульс. В случае использования передатчиков ПКВ-250 радиоимпульс может формироваться как в системе управления, так и непосредственно с помощью задающего генератора передатчиков; в последнем случае опорная частота передается, в случае необходимости, в систему управления. Передатчики расположены на значительном удалении от здания, где находится система управления, поэтому сигналы управления к ним передаются по кабелям. Уровень наводок на управляющий кабель от работающих ПКВ-250 очень велик (до сотни вольт), поэтому в цепях управления используются оптронные развязки и заградительные фильтры. При необходимости обеспечения сложных режимов излучения, включающих в себя амплитудное и бифазовое кодирование зондирующих импульсов, используется специализированная микроЭВМ. Управляющая последовательность и временные режимы работы передаются на микроЭВМ дистанционно в виде программы, которая затем запускается управляющим синхроимпульсом. Такой способ управления передатчиками исключает влияние наводок от работающих ПКВ-250 на цепи управления, поскольку во время работы передатчика микроЭВМ не воспринимает импульсы управления, а синхроимпульсы передаются только во время пауз в излучении. Дополнительной особенностью использования ПКВ-250 является заметный уровень остаточного излучения на рабочей частоте передатчика, поэтому для реализации максимальной чувствительности приемной системы радара частота задающего генератора передатчиков в паузах между зондирующими импульсами изменяется таким образом, чтобы она лежала вне полосы приема.

Оцифровка радиолокационных сигналов осуществляется с помощью входящих в КАМАК четырех десятиразрядных аналогово-цифровых преобразователей с максимальной тактовой частотой 500 кГц (в режиме внешнего задания тактовой частоты), что обеспечивает одновременную регистрацию полных сигналов двух приемников. Оцифрованные данные записываются на электронный или жесткий диск компьютера в паузах между зондирующими импульсами. Хранение данных осуществляется на 8-мм магнитной ленте в цифровом виде.

Для управления частотой передатчика и приемников может использоваться выходной регистр КА-МАК, который управляет частотой настройки приемника Р-339. Последний, в свою очередь, через блок согласования уровней управляет частотой настройки синтезатора, используемого в данном случае в качестве задающего генератора передатчика. Кроме того, сигнал синтезатора через умножитель частоты может подаваться на блок смесителей приемника прямого преобразования. В результате может быть обеспечено синхронное изменение частоты передатчика и приемников радара.

1.5. Проверка работоспособности и калибровка радара СУРА

Тестирование радара СУРА может осуществляться как в радарном режиме путем радиозондирования известного удаленного объекта, так и путем отдельного тестирования его приемной и передающей систем.

Практически единственным удаленным объектом с хорошо известными характеристиками рассеяния является Луна. Радиозондирование Луны радаром СУРА возможно в случае ее прохождения в допустимом для антенной системы диапазоне углов наклона диаграммы направленности, что имеет место от 4 до 6 дней в месяц, и при достаточно низких критических частотах для обеспечения прохождения излучения на рабочей частоте радара через ионосферу (последнее условие реализуется, как правило, в ночное время, однако, в период минимума солнечной активности выполнение его возможно и днем).

Тестирование приемной системы радара может производиться путем радиоастрономических наблюдений дискретных радиоисточников. Высокий уровень помех различного происхождения в диапазоне рабочих частот станда СУРА требует, как правило, применения специальных методов обработки сигнала для выделения излучения радиоисточников. Пример записи интенсивности радиоизлучения на частоте 8916 кГц в полосе частот 10 кГц при работе с полной антенной с использованием альтернативной системы ее подключения во время прохождения радиоисточника 3С461 2 августа 1998 г. (Кассиопея А, расчетное время прохождения через максимум диаграммы направленности 03:33 MSK) приведен на рис. 2. Значительный уровень помех маскирует излучение радиоисточника, однако использование двойного медианного усреднения по частоте и по времени позволяет почти полностью избавиться как от сосредоточенных по частоте помех от работающих радиостанций, так и от широкополосных импульсных помех в основном грозового происхождения. На врезке справа показан результат такой обработки при разделении полосы приема на 64 частотных канала и постоянной времени 1 мин. Вблизи расчетного времени прохождения радиоисточником максимума диаграммы хорошо видны характерные флуктуации излучения радиоисточника, имеющие ионосферное происхождение, и увеличение среднего потока принимаемой мощности. На врезке слева показан частотный спектр излучения источника, две левые точки которого получены на стенде СУРА. Сплошная линия представляет собой аппроксимацию экспериментальных данных зависимостью

$$S_{\nu} \propto \nu^{-\alpha} \exp(-\tau_{\nu}), \quad (1)$$

где ν — частота, $\alpha = 0,79$ — спектральный индекс источника, а $\tau_{\nu} \propto \nu^{-2,1}$ — оптическая толщина среды распространения [11].

В последнее время появилась возможность проверки работоспособности передающей части радара путем приема его радиоизлучения на удаленном космическом аппарате NASA WIND, когда аппарат находится в пределах сканирования диаграммы направленности радара при подходящих критических частотах ионосферы.

Существенное влияние на характер принимаемого сигнала оказывает его прохождение через ионосферу. Фокусировки и дефокусировки на крупномасштабных неоднородностях ионосферной плазмы могут вызывать сильные флуктуации интенсивности сигнала. Кроме того, в ионосфере происходит частичное поглощение радиоизлучения (более сильное в дневное время), а также его рассеяние на неод-

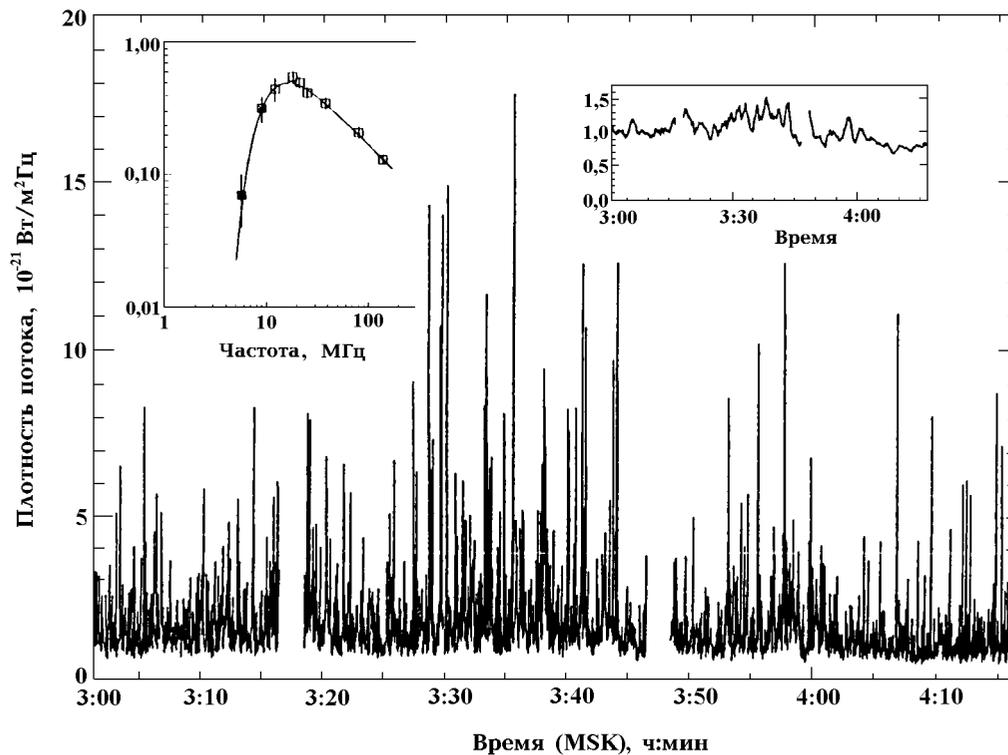


Рис. 2. Пример регистрации радиоизлучения в полосе частот 10 кГц во время прохождения дискретного радиоисточника ЗС461 (Кассиопея А). На врезках: справа — результат двойного медианного усреднения принятого излучения по частоте и по времени, слева — частотный спектр излучения источника ЗС461 (две левые точки получены на стенде СУРА), сплошная кривая соответствует (1). Зависимости на врезках приведены в тех же единицах, что и на основном рисунке. Зависимость функции взаимной корреляции направлений ветра и максимума диаграммы обратного рассеяния от сдвига τ по времени. T — верхняя граница полосы фильтрации.

нородностях с масштабами порядка длины волны излучения. В связи с сильной изменчивостью ионосферных условий единичные наблюдения позволяют лишь сделать вывод о работоспособности радара. Его калибровка возможна только в результате статистического анализа данных большого числа наблюдений, что требует большого времени вследствие необходимости, с одной стороны, обеспечения прохождения объектов через диаграмму направленности радара, а с другой — соблюдения условия прозрачности ионосферы для радиоизлучения в рабочем диапазоне частот радара. Такой анализ показал, что параметры радара СУРА существенным образом зависят как от рабочей частоты, так и от угла наклона луча. По радиолокационным наблюдениям Луны было установлено, что на частотах около 9 МГц коэффициент усиления одной секции антенны составляет $G = 77 + 3,2(34 - \alpha)$, где α — зенитный угол луча радара в градусах, а эффективная собирающая площадь одной секции антенны при зенитном угле 34° составляет $7 \cdot 10^3 \text{ м}^2$.

1.6. Стенд СУРА в составе бистатического радара

Кроме использования стенда СУРА в режиме моностатического радара, он может служить и передатчиком бистатического радара. При этом используются только его передающая система и система управления. Приемная система в этом случае может быть расположена как на земле, так и в космосе,

на борту космического аппарата. Целый ряд экспериментов по бистатическому зондированию с наземным приемом был выполнен в сотрудничестве с Радиоастрономическим институтом Академии наук Украины (г. Харьков) при использовании в качестве радарного приемника самого большого в мире коротковолнового радиотелескопа УТР-2. Другой вариант бистатического зондирования был реализован при использовании в качестве радарного приемника системы RAD-2 космического аппарата NASA WIND.

2. ОБЛАСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РАДАРА СУРА

Радар СУРА используется для проведения радиолокационных наблюдений в КВ диапазоне различных объектов, удаленных от поверхности Земли на расстояние от нескольких десятков до миллионов километров. Кратко рассмотрим задачи зондирования и полученные результаты с ростом расстояния от объектов до Земли. С помощью радара СУРА были исследованы радиоотражения от мезосферы

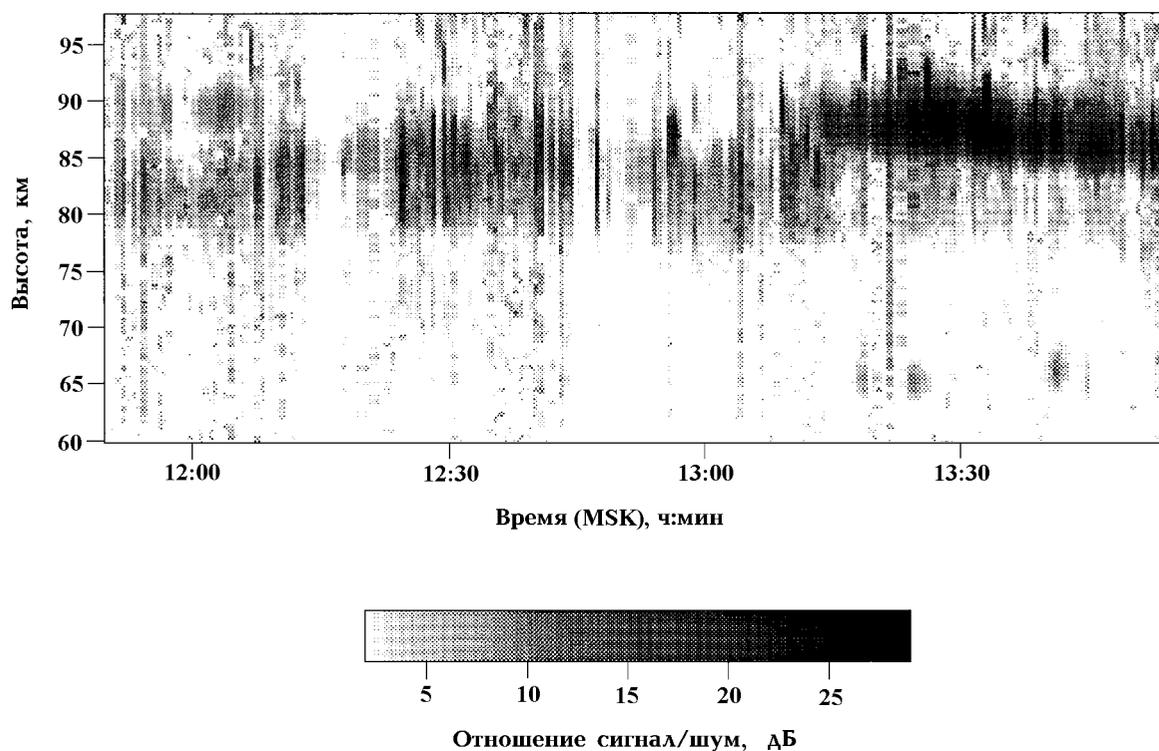


Рис. 3. Пространственно-временная зависимость интенсивности мезосферных радиоэхо (по данным, полученным 21 июля 1994 г.).

(высоты $60 \div 90$ км), в частности, от области мезопаузы, где по данным УКВ радаров преимущественно в полярных широтах наблюдается явление мезосферного летнего эха, связанное с образованием многозарядных аэрозолей в условиях летнего похолодания на высотах мезопаузы. Данные исследования выполнялись с использованием импульсного передатчика, подключенного к одной из секций антенны, поскольку высокая мощность излучения в этом случае не требуется. Прием велся отдельно на две другие секции антенны с целью определения углов прихода радиоэхо. Пример типичных результатов обработки принятых сигналов для интенсивности радиоэхо показан на рис. 3 в координатах

время—высота (по данным, полученным 21 июля 1994 г. [12]). В отличие от УКВ наблюдений коротковолновое зондирование показало постоянное наличие радиоэха и образующего его турбулентного слоя на высотах несколько ниже мезопаузы ($82 \div 84$ км) [13]. Спорадическое усиление радиоэха в летние периоды в КВ диапазоне происходит на высотах мезопаузы (около 85 км, как в случае УКВ зондирования) [14]. Использование коротковолнового диапазона позволило проследить динамику образования ответственных за мезосферное эхо тонких радиоотражающих слоев, начинающихся, как правило, с сильной вспышки, вероятно, метеорной природы и имеющих времена развития порядка нескольких минут [12].

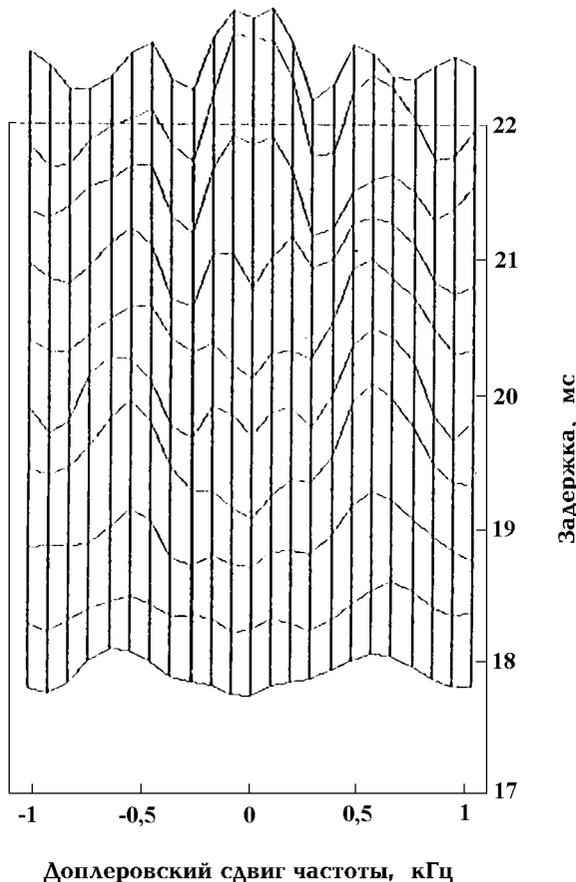


Рис. 4. Доплеровские спектры радиоэха от авроральной магнитосферы.

Область между магнитопаузой и отошедшей ударной волной, расположенная в спокойных условиях на расстоянии $10 \div 13R_3$ от Земли в направлении Солнца (R_3 — радиус Земли) является переходной между солнечным ветром и земной магнитосферой. Возможность наблюдения мелкомасштабной турбулентности солнечного ветра с характерными масштабами, соответствующими длинам волн КВ диапазона, была показана в [20]. Проведенные с использованием радара СУРА исследования экспериментально подтвердили наличие такой турбулентности [21]. Более крупные масштабы турбулентности (порядка 100 км) в переходной области между солнечным ветром и земной магнитосферой изучались с помощью бистатического радара СУРА—WIND по изменению спектров мерцаний радиосигнала при прохождении космического аппарата WIND через эту область [22]. Пример регистрации радиоизлуче-

Исследования авроральной магнитосферы позволили обнаружить наличие ионно-звуковой турбулентности в области продольных токов на высотах порядка $(2 \div 4) \cdot 10^3$ км [15, 16]. Для увеличения чувствительности радара при заданном пространственном разрешении применялось бифазовое кодирование зондирующего импульса с использованием схемы так называемого альтернативного кодирования, разработанной для радаров некогерентного рассеяния [17] и модифицированной с учетом особенностей КВ диапазона [18]. Была показана перспективность исследования авроральной магнитосферы с помощью коротковолнового радиозондирования, однако потенциал радара СУРА оказался слишком низок для регулярных наблюдений, позволяя обнаруживать турбулентность лишь в исключительных условиях, когда она особенно развита. Пример обнаружения сильного радиоэха от авроральной магнитосферы, наблюдавшегося в ночь с 14 на 15 ноября 1992 г., показан на рис. 4, где приведены усредненные доплеровские спектры сигнала в зависимости от временной задержки. Рассеянному авроральной магнитосферой сигналу соответствуют боковые пики с доплеровским смещением около 600 Гц. Данные исследования выполнялись также и в режиме бистатического радара с использованием в качестве приемной системы радиотелескопа УТР-2 Радиоастрономического института АН Украины (г. Харьков) [19].

ния радара СУРА приемной системой RAD-2 аппарата WIND 19 июня 1998 г., когда аппарат находился на расстоянии $133R_3$ от Земли, приведен на рис. 5а. Радар СУРА работал на частоте 9025 кГц в интервале времени 11:04–11:54 UT (расчетное время прохождения аппарата через максимум диаграммы направленности 11:29 UT).

Приемная система RAD-2 имеет ширину полосы принимаемых частот 20 кГц и обеспечивает временное разрешение (в режиме использованной во время излучения радара СУРА специальной моды) около 63 мс. Угловая высота аппарата WIND в данном сеансе составляла около 54° . На рис. 5б показана орбита аппарата WIND в плоскости эклиптики для периода с 00:00 UT 14 ноября (день 318) 1996 г. по 00:00 UT 12 ноября (день 316) 1997 г., а на рис. 5в — спектры мерцаний сигнала радара СУРА, полученные 29 и 30 декабря 1996 г., когда аппарат WIND находился соответственно в области солнечного ветра (кривая 1, левая шкала) и внутри магнитосферы Земли (кривая 2, правая шкала). Характерное усиление мерцаний на частотах порядка единиц герц 29 декабря соответствует рассеянию на неоднородностях в области между магнитопаузой и отошедшей ударной волной. В 1998 году были также проведены эксперименты по зондированию переходной области с использованием бистатического радара СУРА–УТР-2.

Эксперименты по радиозондированию Луны (удаление $(3,5 \div 4,2) \cdot 10^5$ км, или $55 \div 67R_3$) исторически были первыми радиолокационными исследованиями, выполненными на радаре СУРА. В результате была впервые измерена эффективная площадь рассеяния σ Луны в длинноволновой части декаметрового диапазона. При сопоставлении с данными других авторов, полученными на более коротких волнах, обнаружен максимум в зависимости $\sigma(\lambda)$, где λ — длина волны зондирования, вблизи $\lambda = 15$ м. На рис. 6 приведено отношение измеренного значения σ к геометрической поверхности $\sigma_{\text{геом}}$ диска Луны. Сплошная кривая на рис. 6 соответствует модели двойного прохождения радиоволн через неоднородную ионосферу в схеме моностатической радиолокации [23]. Наблюдаемое увеличение $\sigma(\lambda)$ в декаметровом диапазоне вызвано эффектом усиления лунного радиоэхо при двойном прохождении сигналов радара через неоднородную ионосферу. Таким образом, было доказано, что лунный грунт в центральной области диска Луны в среднем однороден по глубине (диэлектрическая проницаемость порядка 2,8) вплоть до расстояний от поверхности около 500 м [24]. На врезке к рис. 6 показан пример регистрации отраженного от Луны сигнала при работе одной секции антенны на передачу и одной на прием 10 ноября 1998 г. Зондирование проводилось на частоте 8920 кГц сдвоенными импульсами длительностью 0,5 и 0,25 с с интервалом 0,25 с между ними при периоде повторения 5 с.

На основе использования эффекта двойного прохождения зондирующего излучения через исследуемую среду была также разработана методика диагностики неоднородностей ионосферы и солнечного ветра с помощью радиолокации Луны, характеризующаяся повышенной чувствительностью [23]. В настоящее время радиолокация Луны используется для проверки работоспособности и калибровки радара СУРА как в моностатическом варианте, так и в составе бистатических радаров СУРА–УТР-2 и СУРА–WIND.

Исследования солнечного ветра на различных удалениях от Земли (до $200 R_3$) были выполнены в бистатическом варианте с использованием в качестве приемника радара приемной системы RAD-2 космического аппарата NASA WIND [25]. Кроме того, таким способом исследовались и вопросы трансionoсферного прохождения мощного коротковолнового излучения и сопутствующие нелинейные явления [26].

Наконец, наиболее удаленным объектом, изучавшимся с использованием радара СУРА, является корона Солнца. Данные исследования проводятся с целью изучения возможностей ранней диагностики геоэффективных корональных выбросов массы, которые могут существенным образом менять электромагнитную обстановку в окрестности Земли. Регистрация отраженного от солнечной короны сигнала проводилась в 1997–1998 годах на радиотелескопе УТР-2 (бистатический радар СУРА–УТР-

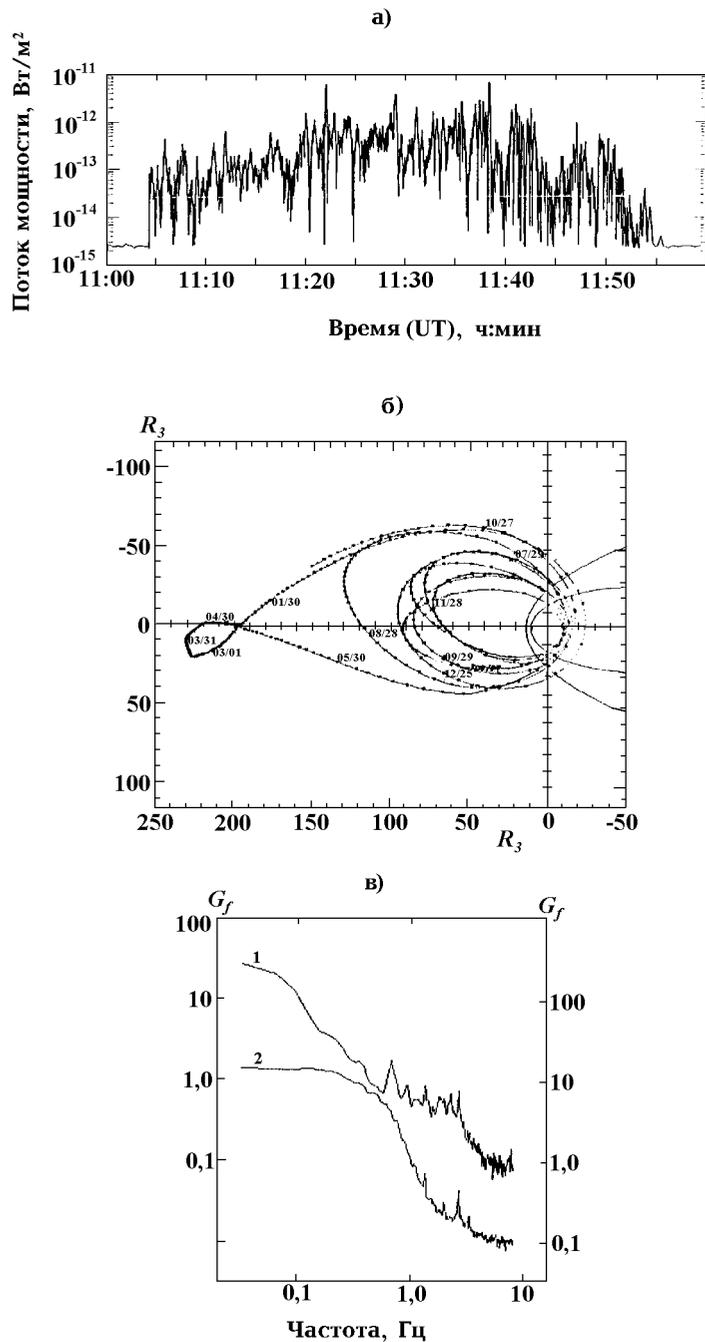


Рис. 5. а) Пример регистрации радиоизлучения радара СУРА приемной системой RAD-2 космического аппарата WIND. б) Орбита аппарата WIND в плоскости эклиптики для периода с 00:00 UT 14 ноября (день 318) 1996 г. по 00:00 UT 12 ноября (день 316) 1997 г. Ось X направлена на Солнце. Гиперболические кривые соответствуют головной ударной волне Солнечного ветра и магнитопаузе (источник: <http://sscweb.gsfc.nasa.gov>). в) Нормированная спектральная плотность мощности G_f мерцаний сигнала радара СУРА ($\int G_f df = m_4^2$, где m_4^2 — индекс мерцаний) для сеансов 29 декабря 1996 г. при расстоянии аппарата до Земли $R = 33,4R_3$, угол между направлением на аппарате и направлением на Солнце $\epsilon = 82,5^\circ$, скорость солнечного ветра $V_{sw} = 320$ км/сек (кривая 1) и 30 декабря 1996 г. при $R = 24,2R_3$, $\epsilon = 127,5^\circ$ (кривая 2). Шкала второго спектра смещена вниз относительно предыдущего на порядок.

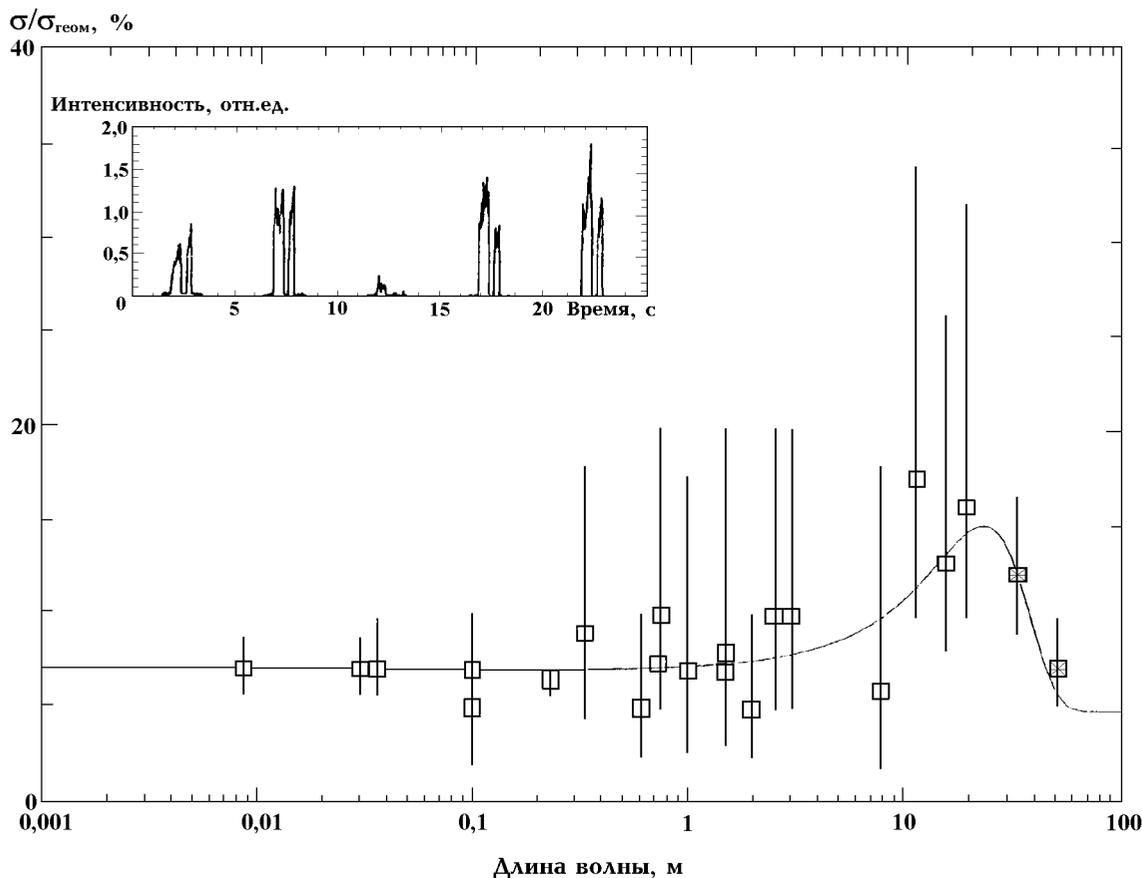


Рис. 6. Зависимость эффективного радиолокационного поперечника Луны от длины волны зондирования. Данные, полученные на радаре СУРА, отмечены крестиками. Сплошная кривая соответствует модели двойного прохождения [23]. На врезке: пример регистрации отраженного от Луны сигнала.

2) [27], однако в ряде сеансов использовался и альтернативный приемный канал радара СУРА, позволяющий проводить локационные наблюдения без потери эффективной мощности излучения и собирающей площади антенны при приеме; детальный анализ результатов этих экспериментов продолжается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие исследований по коротковолновому радиозондированию околоземного космического пространства на стенде СУРА связано с расширением частотного диапазона наблюдений в область более коротких длин волн. Действительно, передатчики радара способны работать на частотах вплоть до 26 МГц, и, таким образом, расширение частотного диапазона радара связано только с созданием новой антенной системы. К настоящему времени в НИРФИ уже разработан проект антенны радара на диапазон частот $15 \div 25$ МГц и начаты работы по ее строительству.

Использование высокочастотной части КВ диапазона предпочтительно для исследования атмосферы, в частности, для мезосферного зондирования. Более высокие частоты желательны и для исследования внеатмосферных объектов в периоды повышенной солнечной активности.

Данная работа проводилась при частичной поддержке РФФИ в рамках грантов 94–05–16862, 96–02–18508, 96–02–16465, 97–02–17297 и 99–05–64483, международной ассоциации INTAS в рамках

гранта INTAS–CNES 97–1450, а также ряда других зарубежных научных фондов и агентств (NSF, NASA, ONR, ISF, CRDF).

ЛИТЕРАТУРА

1. Balsley B. B., Gage K. S. // *Pure Appl. Geophys.* 1980. V. 118. P. 452.
2. Evans J. V. // *Proc. IEEE.* 1969. V. 57. P. 496.
3. Evans J. V. // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1974 V. 36. P. 2183.
4. Belrose J. S. // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1970. V. 32. P. 567.
5. Казанников А. М., Портнягин Ю. И. // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1981. Т. 21. С. 371.
6. Tsuda T., Sato S., Vincent R. A. // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1980. V. 50. P. 225.
7. Tsunoda R. T, Livingston R. C., Buonocore J. J., McKinley A. V. // *Radio Sci.* 1995. V. 30. P. 1623.
8. Greenwald R. A., Baker K. B., Hutchins R. A., Hanuise C. // *Radio Sci.* 1985. V. 20. P. 63.
9. Utlaut W. F. // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75. P. 6402.
10. Белов И. Ф., Бычков В. В., Гетманцев Г. Г. и др. // *Препринт НИРФИ № 167. Горький, 1983.*
11. Виняйкин Е. Н., Токарев Ю. В. // *Астрон. журн.* 1987. Т. 64, вып. 5. С. 987.
12. Караштин А. Н., Шлюгаев Ю. В., Абрамов В. И. и др. // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1998. Т. 38. № 4. С. 100.
13. Караштин А. Н., Шлюгаев Ю. В., Березин И. В., Комраков Г. П. // *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 1998. Т. 41. С. 1248.
14. Karashtin A. N., Shlyugaev Yu. V., Abramov V. I. et al. // *Ann. Geophys.* 1997. V. 15. P. 935.
15. Бабиченко А. М., Гуревич А. В., Караштин А. Н., Рапопорт В. О. // *Письма в ЖЭТФ.* 1991. Т. 35. С. 139.
16. Gurevich A. V., Babichenko A. M., Karashtin A. N., Rapoport V. O. // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 8693.
17. Lehtinen M. S., Häggström I. // *Radio Sci.* 1987. V. 22. P. 625.
18. Karashtin A. N. // *J. Atm. Terr. Phys.* 1996. V. 58. P. 1097.
19. Hysell D. L., Kelley M. C., Gurevich A. V. et al. // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 4865.
20. Генкин Л. Г., Ерухимов Л. М. // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1983. Т. 23. С. 397.
21. Genkin L. G., Erukhimov L. M., Tokarev Yu. V. // *In Proc.: The III URSI Symposium on Modification of the Ionosphere by Powerful Radio Waves (ISIM-3), Suzdal, USSR.* 1991. P. 171.
22. Токарев Ю. В., Кайзер М. Л., Белов Ю. И. и др. — В кн.: VII Симпозиум по солнечно-земной физике России и стран СНГ, Москва, 1998. С. 72.
23. Токарев Ю. В. — В кн.: II Межрегиональная конференция по радиоастрономическим исследованиям Солнечной системы, Н. Новгород, 1992. С. 79.
24. Tokarev Yu. V. — In: *Astronomy Posters Abstracts of the XXII General Assembly of the IAU, Den Haag, 1994.* JD 18.1. P. 269.
25. Van't Klooster C. G. M., Belov Y., Tokarev Y. et al. // *Preparing for the Future.* 1995. V. 5, № 4. P. 1.
26. Токарев Ю. В., Кайзер М. Л., Родригес П. и др. // *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 1999 (направлено в печать).
27. Rodriguez P., Konovalenko A., Ulyanov O. M. et al. // *EOS, Trans. AGU.* 1997. V. 78. P. F538.

Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
9 марта 1999 г.

RADAR STUDIES USING THE SURА FACILITY

A. N. Karashtin, G. P. Komrakov, Yu. V. Tokarev, and Yu. V. Shlyugaev

We review technical characteristics and applications of the VHF SURА radar based on the multi-purpose research SURА facility of Radiophysical Research Institute.

УДК 550.510.535

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ТРОПОСФЕРНОЙ ЛИНИИ ШКВАЛОВ НА НОЧНУЮ СРЕДНЕШИРОТНУЮ E-ОБЛАСТЬ ИОНОСФЕРЫ

В. П. Ким, В. В. Хегай

Проведен расчет проникающего в ионосферу электростатического поля, связанного с тропосферной линией шквалов, и его воздействия на ночную среднеширотную E-область. Получено, что величина электрического поля на ионосферных высотах может достигать 3 мВ/м. Под воздействием поля электронная концентрация в верхней части E-области ионосферы над тропосферной линией шквалов уменьшается до 3,5 раз относительно невозмущенного уровня. Горизонтальные размеры возмущенной ионосферной области составляют 200 ÷ 270 км.

ВВЕДЕНИЕ

Электростатические поля грозовых облаков наряду с электромагнитными и акустическими волнами, возбуждаемыми мощными молниевыми разрядами, являются существенным фактором, обеспечивающим тропосферно-ионосферно-магнитосферное взаимодействие. Сейчас твердо установлено, что электромагнитные поля, обусловленные молниями, могут вызывать кратковременное, но заметное увеличение концентрации заряженных частиц в нижней ионосфере как за счет непосредственного воздействия таких полей [1, 2], так и в результате индуцированного ими высыпания энергичных электронов из магнитосферы, известного как “тримпи-эффект” [3,4]. В последнее время бурно развиваются исследования электрических разрядов между верхней частью гигантских грозовых облаков и ионосферой во время ударов молний и эффектов воздействия этих разрядов на нижнюю ионосферу. Последним результатом этих исследований посвящен выпуск журнала *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* [5]. Детальные расчеты распределения электромагнитного поля в нижней ионосфере, обусловленного электрическими разрядами в ионосферу, представлены, в частности, в [6]. Следует отметить, что время жизни таких электромагнитных полей составляет доли секунды.

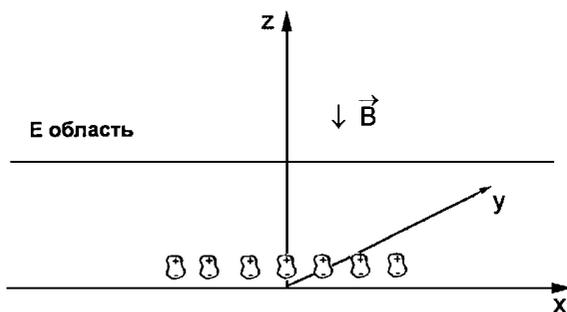


Рис. 1. Общая геометрия задачи.

Что касается ионосферных эффектов собственно электростатических полей грозовых облаков, то эта проблема в экспериментальном плане до сих пор практически не исследована, однако вычисления, выполненные в [7], показали, что напряженность электростатического поля гигантского грозового облака на высотах среднеширотной ионосферы в ночных условиях может достигать 0,7 мВ/м. Локализованные электростатические поля такой величины могут приводить к образованию в плазмосфере неоднородностей электронной концентрации, вытянутых вдоль геомагнитных силовых линий [8]. Заметим, что длительность существования электростатических полей грозовых облаков равна времени жизни самого грозового облака, которое может достигать 2 часов от начала развития облака до его распада.

Авторы работы [7] провели вычисления распределения в ионосфере электростатического поля гигантского грозового облака в пренебрежении горизонтальными размерами облака. При учете конечных

размеров облака, как показали наши расчеты [9], максимальная величина напряженности поля в среднеширотной ионосфере может достигать 6 мВ/м для ночных условий. При этом под влиянием такого поля в ночной среднеширотной E -области может образовываться полость с очень низким значением концентрации электронов.

В настоящей работе исследуется влияние на ночную среднеширотную E -область ионосферы электростатического поля, связанного с тропосферной линией шквалов.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Тропосферная линия шквалов представляет собой полосу сильных шквалов и гроз, которая предшествует холодному атмосферному фронту. Длина полосы составляет от 100 до 700 км, вдоль нее могут располагаться более десяти грозовых облаков [10]. В своих расчетах мы полагали, что вдоль полосы расположено 7 облаков на расстоянии 15 км друг от друга. Электрическая структура каждого облака моделируется двумя равными по величине объемными зарядами противоположного знака в 25 кулон каждый. Центр положительного заряда расположен на высоте 9 км, центр отрицательного — на высоте 3 км. Общая геометрия задачи приведена на рис. 1. Геомагнитные силовые линии полагаются вертикальными.

Электрическое поле линии шквалов на ионосферных высотах представляет собой векторную сумму напряженностей электрических полей от каждого грозового облака. Распределение в ионосфере напряженности электростатического поля от одного облака вычислено нами в [9] и показано на рис. 2. Для исследования воздействия электростатического поля линии шквалов на ночную среднеширотную E -область воспользуемся уравнением непрерывности для заряженных компонент ионосферной плазмы — молекулярных ионов NO^+ , N_2^+ , O_2^+ и электронов. С учетом того, что массы ионосферных ионов примерно равны, а частоты их столкновений с нейтралами отличаются незначительно, стационарное уравнение непрерывности для суммарной концентрации ионов $N = N(\text{NO}^+) + N(\text{N}_2^+) + N(\text{O}_2^+) \approx N_e$ имеет вид

$$\text{div}(N\vec{V}) = q - \alpha N^2. \quad (1)$$

Здесь \vec{V} — вектор скорости дрейфа ионов, обусловленного электростатическим полем, q — скорость ночного ионообразования, α — квадратичный коэффициент рекомбинации. Скорость дрейфа \vec{V} определяется выражением

$$\vec{V} = \frac{e_0}{m_i} \left[\frac{\nu_{in}}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \right] \vec{E} + \left[\frac{\omega_i^2}{\omega_i^2 + \nu_{in}^2} \right] \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (2)$$

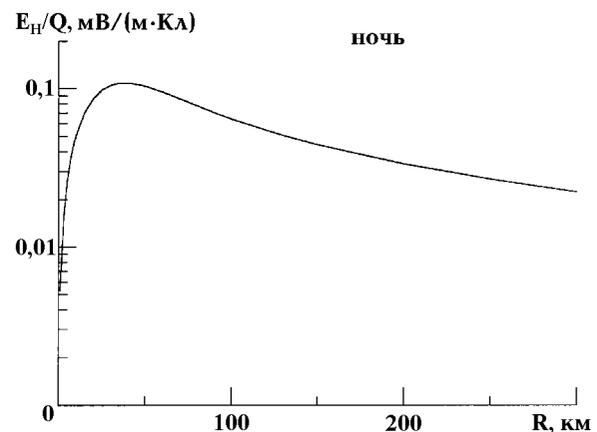


Рис. 2. Распределение напряженности горизонтального электростатического поля грозового облака, нормированной на величину заряда Q грозового облака, в зависимости от радиального расстояния R до электрической оси облака на высотах ночной ионосферы [9].

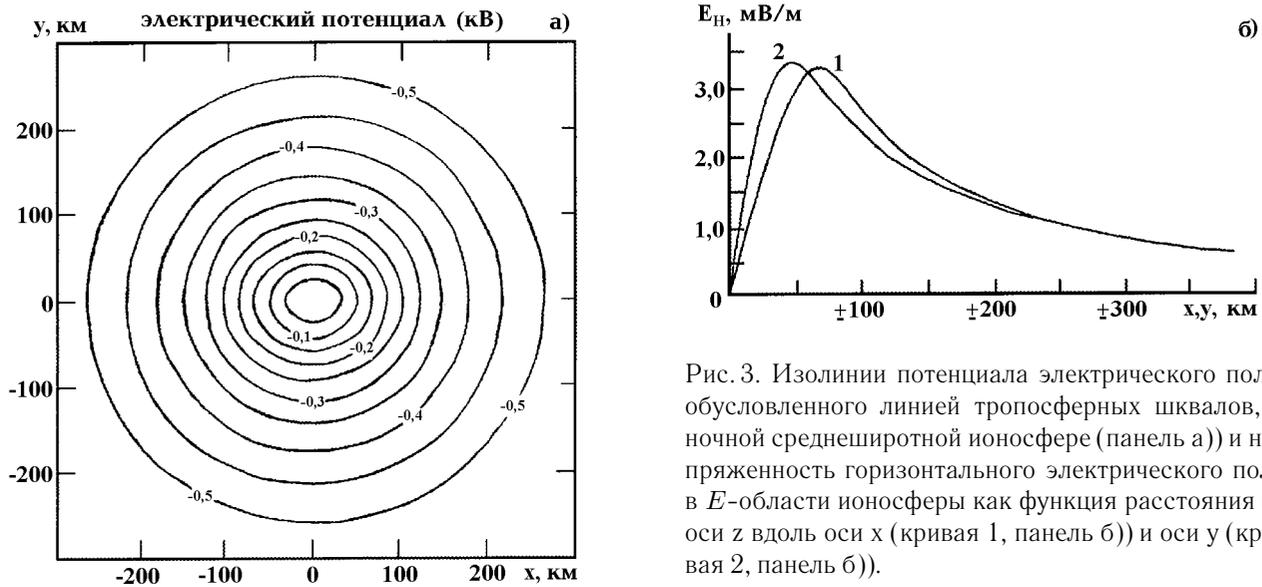


Рис. 3. Изолинии потенциала электрического поля, обусловленного линией тропосферных шквалов, в ночной среднеширотной ионосфере (панель а)) и напряженность горизонтального электрического поля в E -области ионосферы как функция расстояния от оси z вдоль оси x (кривая 1, панель б)) и оси y (кривая 2, панель б)).

Здесь e_0 — элементарный заряд, m_i — масса иона, ν_{in} — частота столкновений ионов с нейтральными частицами, ω_i — гирочастота ионов, \vec{E} — вектор напряженности электростатического поля, \vec{B} — вектор магнитной индукции.

Выполним численное интегрирование уравнения (1) для различных высот E -области ионосферы. При этом значения q , α , и ν_{in} примем такими же, как в работе [9]. Использование стационарного уравнения непрерывности оправдано тем, что характерное время изменения распределения концентрации заряженных частиц в ночной E -области под действием электрического поля составляет около 15 минут, тогда как тропосферная линия шквалов существует более часа.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ.

На рис. 3а представлено вычисленное горизонтальное распределение потенциала электрического поля, обусловленного линией шквалов, на ионосферных высотах, а на рис. 3б показано распределение напряженности горизонтального электрического поля в зависимости от расстояния от оси z вдоль осей x и y . Видно, что распределение электрического поля обладает квазиазимутальной симметрией, а максимальное значение напряженности поля составляет 3,3 мВ/м. Электрическое поле имеет значительную величину вплоть до расстояний порядка 300 км от оси z . Модификация электронной концентрации ночной E -области в результате воздействия электрического поля проиллюстрирована на рис. 4а–4в. При расчетах в качестве граничного условия для уравнения (1) было принято, что на расстояниях более 600 км от оси z концентрация заряженных частиц определяется условиями фотохимического баланса. На рис. 4а и рис. 4б показано горизонтальное распределение электронной концентрации соответственно на высотах 120 км и 140 км. На рис. 4в представлен высотный профиль электронной концентрации над линией шквалов вдоль оси z вместе с профилем невозмущенной электронной концентрации. Видно, что в верхней части E -области над тропосферной линией шквалов происходит сильное уменьшение электронной концентрации. Эффект максимален вблизи оси z , где электронная концентрация уменьшается в 3,5 раза относительно невозмущенного уровня. Область возмущения вытянута вдоль линии шквалов. Размер этой области вдоль оси x составляет приблизительно 270 км, а вдоль оси y — около 200 км.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Проведены расчеты распределения в ионосфере электростатического поля, обусловленного тропосферной линией шквалов, а также эффектов воздействия этого поля на ночную среднеширотную E-область. Получено, что величина электрического поля на ионосферных высотах может достигать 3 мВ/м. Под воздействием поля электронная концентрация в верхней части E-области над тропосферной линией шквалов уменьшается до 3,5 раз относительно невозмущенного уровня. Средний горизонтальный размер возмущенной области составляет около 250 км.



Рис. 4. Изолинии электронной концентрации в ночной среднеширотной E-области над тропосферной линией шквалов на высотах 120 км (панель а)), 140 км (панель б)) и высотные профили электронной концентрации вдоль оси z для возмущенных (кривая 1, панель в)) и невозмущенных (кривая 2, панель в)) условий.

ЛИТЕРАТУРА

- Ivan U. S., Rodrigues J. V., Idone V. P. // J. Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. P. 2355.
- Ivan U. S., Singeland A., Pasko V. P. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 5219.
- Helliwell R. A., Katsufurakis J. P., Trimpf M. L. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 4679.
- Dowden R. L., Adams C. D. D. // J. Atmos. Terr. Phys. 1993. V. 55. P. 1335.
- J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 1998. V. 60. № 3.
- Николаенко А. П., Хайакава М. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1998. Т. 41. С. 699.
- Park C. G., Dejnacarina M. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78, № 28. P. 6623.
- Park C. G., Helliwell R. A. // Radio Sci. 1971. V. 6, № 2. P. 299.
- Hegai V. V., Kim V. P., Illich-Svitych P. V. // Planet. Space Sci. 1990. V. 38, № 6. P. 703.
- Weisberg J. C. Meteorology. The Earth and Its Weather. — Boston: Houghton Muffin Company, 1976.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения
радиоволн РАН, Московская обл.,
г. Троицк, Россия

Поступила в редакцию
31 марта 1999 г.

**EFFECT OF THE ELECTROSTATIC FIELD ASSOCIATED WITH TROPOSPHERIC LINE OF SQUALLS ON THE
NIGHT-TIME MIDLATITUDE *E*-REGION**

V. P. Kim and V. V. Hegai

We calculate penetration of the electrostatic field associated with tropospheric line of squalls into the ionosphere and influence of the penetrated electric field on the night-time midlatitude *E*-region. It is found that the value of the electric field at ionospheric heights can reach 3 mV/m. The electron density in the upper part of the *E*-region above the tropospheric line of squalls decreases up to 3.5 times relative to its undisturbed value under the influence of the electric field. Horizontal dimensions of the disturbed ionospheric area are 200×270 km.

УДК 550.388.2

**РАДИОФИЗИЧЕСКАЯ И РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА
ИОНОСФЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ, ВЫЗВАННЫХ НАЗЕМНЫМ ИНФРАЗВУКОВЫМ
ИЗЛУЧАТЕЛЕМ**
(предварительные результаты)

В. В. Кошевой

Приведены экспериментальные результаты предварительных исследований по обнаружению слабых ионосферных возмущений, порожденных акустическим излучением наземного управляемого передатчика. В экспериментах использовались радиоастрономические и радиофизические комплексы на базе декаметрового радиотелескопа УРАН-3. Исследования проводились тремя методами: методом просвечивания возмущенной области излучением дискретных космических источников, методом рассеяния пробных радиоволн, зондирующих возмущенную область ионосферы, методом слабонаклонного зондирования ионосферы. Показано, что параметры прошедших, рассеянных и отраженных радиосигналов хорошо коррелируют с параметрами акустического излучения и что регистрируемые в экспериментах слабые ионосферные возмущения обусловлены именно этим излучением.

ВВЕДЕНИЕ

Акустический канал является одним из наиболее вероятных путей передачи основной части энергии некоторых типов высокоэнергетических возмущений искусственного и естественного происхождения в системе литосферно-атмосферно-ионосферных связей [1]. Однако большинство физических явлений, сопровождающихся образованием интенсивных акустических возмущений в литосфере, на земной или водной поверхности и в приземных слоях атмосферы, являются либо случайными и слабо предсказуемыми (землетрясения, извержения вулканов и др.), либо, если заранее известно их появление, они практически неуправляемы, жестко определены во времени или в пространстве (запуски ракет, взрывы и т. п.) Это затрудняет изучение механизмов образования и распространения акусто-ионосферных возмущений (АИВ), связанных с такими явлениями [2]. Поэтому наиболее распространенным подходом к реализации такого рода исследований является использование научно-исследовательских взрывов (НИВ). Среди реализованных проектов такого плана общеизвестен проект МАССА [3]. Однако слабая управляемость НИВ и экологически опасные последствия их воздействия на окружающую среду не способствуют их широкому использованию. Поэтому весьма актуальным для исследования указанных явлений является создание управляемого наземного акустического излучателя (НАИ), способного обеспечить управляемое акустическое воздействие на ионосферу с поверхности Земли. Важная особенность таких наземных источников — возможность экспериментально измерить время задержки появления ионосферных объектов, т. е. определить групповую скорость распространения возмущения. Один из вариантов такого излучателя разработан и в настоящее время функционирует во Львовском центре Института космических исследований (ЛЦ ИКИ) Национального космического агентства и Национальной Академии наук Украины под руководством к. т. н. С. А. Сороки [4]. В период 1996–1997 гг. была проведена серия предварительных экспериментов с использованием указанного НАИ и радиофизических комплексов (РФК) на базе декаметрового радиотелескопа (РТ) УРАН-3 Физико-механического института им. Г. В. Карпенко НАН Украины (г. Львов). РТ УРАН-3 территориально расположен в г. Шацк Волынской области, в

В. В. Кошевой

785

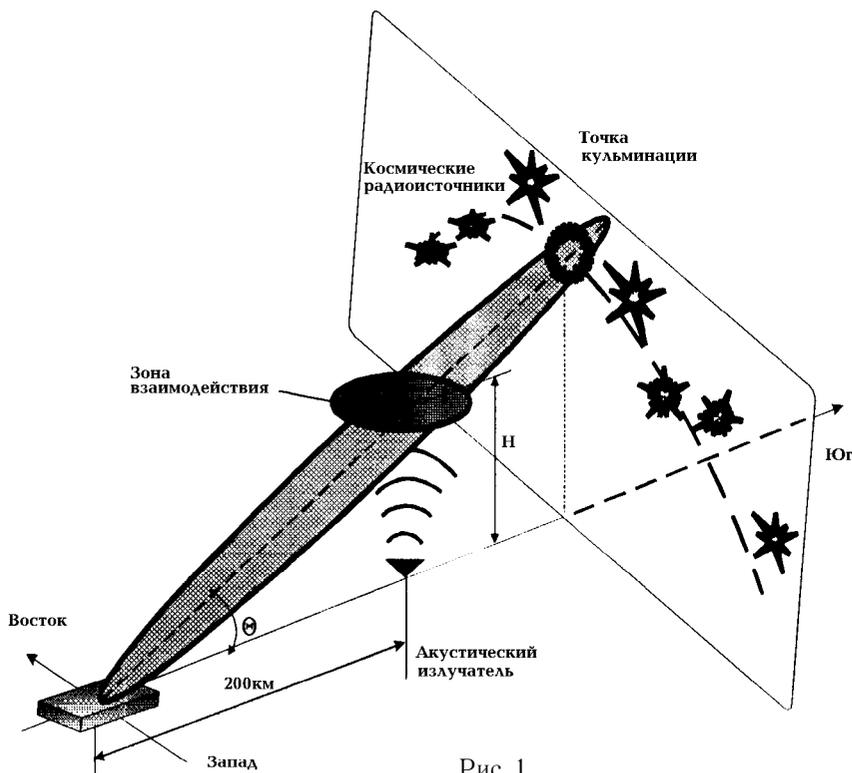


Рис. 1.

северо-западной части Украины [5]. Основной целью экспериментов было доказать возможность создания акусто-ионосферных возмущений относительно маломощным наземным акустическим излучателем. Предполагалось, что ионосферных высот должны достигать инфразвуковые составляющие излучения (с частотой меньше 10 Гц), образующиеся в атмосфере за счет нелинейного параметрического эффекта [4]. Поскольку излучаемая НАИ акустическая энергия (около $1,8 \cdot 10^6$ Дж при длительности излучения примерно 60 с) по оценке на 4–5 порядков меньше, чем акустическая энергия, выделяющаяся при проведении наименее мощных НИВ, используе-

мых для ионосферных исследований, то предполагалось, что ожидаемые при этом акусто-ионосферные эффекты будут достаточно слабыми. Поэтому было оправданным использование такого высокочувствительного инструмента, как РТ УРАН-3 (максимальная эффективная площадь антенны — 14400 м², минимальная измеряемая спектральная плотность потока излучения — 50 Ян, диапазон измеряемых частот — 10÷30 МГц, две линейные поляризации, угловое разрешение в направлении север–юг — 3,5°, в направлении восток–запад — 15°) [5].

В процессе экспериментов были реализованы три метода дистанционной диагностики ионосферы: радиоастрономический (РА) метод, основанный на просвечивании возмущенной области (ВО) ионосферы излучением дискретных космических радиосточников (КРИ), метод односкачкового слабонаклонного зондирования (СНЗ) ионосферы пробными радиоволнами и метод рассеяния (МР) пробных радиоволн, зондирующих ВО ионосферы.

1. РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИЙ МЕТОД

На рис. 1 представлена схема эксперимента по обнаружению искусственных АИВ радиоастрономическим методом. В качестве зондирующих радиосигналов использовалось радиоизлучение дискретных КРИ ЗС348 и ЗС274, выбор которых проводился исходя из достаточной для регистрации радиотелескопом интенсивности излучения и геометрии эксперимента (НАИ находился во Львове, а РТ УРАН-3 в г. Шацке, на расстоянии 200 км на север от излучателя).

В ходе эксперимента регистрировались: мощности P_A и P_B сигналов КРИ, обладающих соответственно поляризациями А и В и снимаемых со всей антенны РТ УРАН-3, состоящей из 256 элементов, на частоте 25 МГц; нечетные и четные составляющие взаимокорреляционной функции, которые в дальнейшем использовались для расчета модуля $|r_{12B}(t)|$ сигналов мини-интерферометра, функционирующего на основе двух половин антенны РТ УРАН-3 В-поляризации, состоящих из 128 элементов каж-

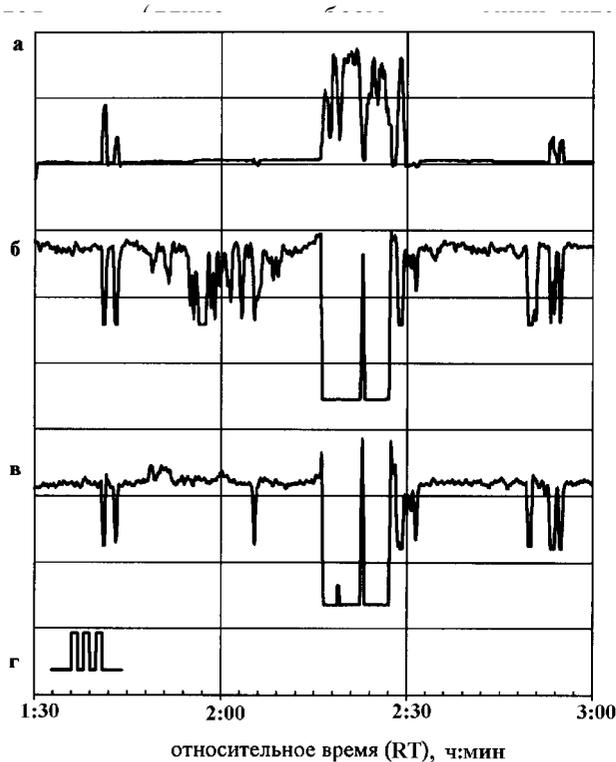


Рис. 2.

ферометра 100 м). За 5

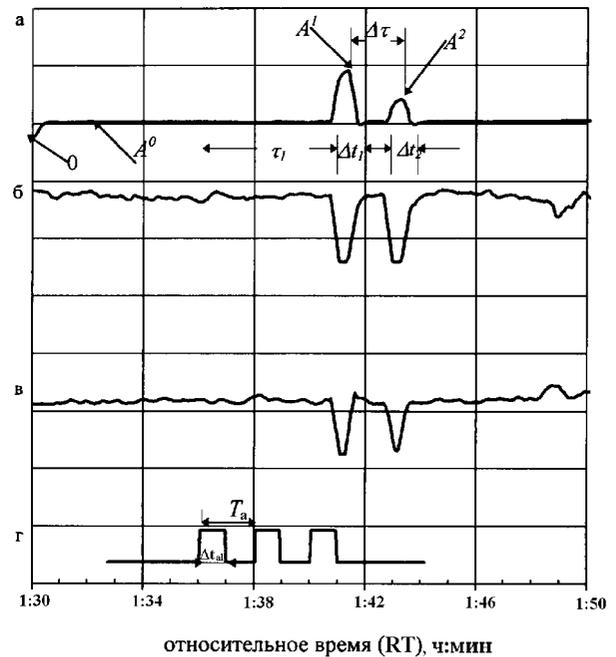


Рис. 3.

минут до момента кульминации КРИ излучался либо одиночный акустический импульс длительностью 60 с, либо серия из двух-трех аналогичных импульсов с 60-ти секундной паузой между ними. В соответствии с геометрией эксперимента радиоизлучение КРИ может взаимодействовать с ВО ионосферы, обусловленной распространяющейся атмосферной акустической волной (ААВ), на высотах $H \approx 100 \div 200$ км. На рис. 2 в качестве примера представлена типичная запись сигналов, зарегистрированных в ходе эксперимента по дистанционной диагностике ионосферы РА методом 01.04.97. (КРИ — ЗС274, плотность потока излучения 5300 Ян, склонение $\theta = 38^\circ$ (см. рис. 1), $H \approx 160$ км. Запись (а) на рис. 2 соответствует зависимости $|r_{12B}(t)|$, запись (б) зависимости P_A , запись (в) зависимости P_B , запись (г) иллюстрирует временную модель акустического возмущения (АВ) атмосферы у поверхности Земли вблизи НАИ. Временная шкала (ось абсцисс) отображает относительное время (RT) в часах, отсчитываемое от времени кульминации КРИ ЗС461 (Cas A) на меридиане РТ УРАН-3 (01:30 RT). На рис. 3 представлен фрагмент этой же записи в увеличенном временном масштабе в 20-минутном временном окне с 1:30 RT до 1:50 RT.

В экспериментах по дистанционной диагностике ионосферы РА методом наблюдались два типа ионосферных эффектов, которые можно идентифицировать как акусто-ионосферные: кратковременное увеличение интенсивности радиоизлучения (A^1 и A^2 на рис. 3) во время возможного прохождения низкочастотной (НЧ) ААВ через ионосферу (с достоверностью 95% среднее временное запаздывание τ_1 реакции ионосферы относительно начала АВ составляло $5,75 \pm 0,5$ мин) и появление повторных ионосферных возмущений (рис. 2) с различным запаздыванием τ относительно начала АВ ($20,66 \pm 2,24$ мин; $29,29 \pm 1,25$ мин; $41,7 \pm 2,27$ мин; $59,55 \pm 4,16$ мин). На рис. 4 представлена гистограмма вариаций времени задержки выявленных ионосферных эффектов.

Временные флуктуации прошедшего через ионосферу радиосигнала КРИ в точке приема, возникающие из-за рассеяния радиоволн в ионосфере, могут быть обусловлены как движением ионосферных

неоднородностей. так и перемещением

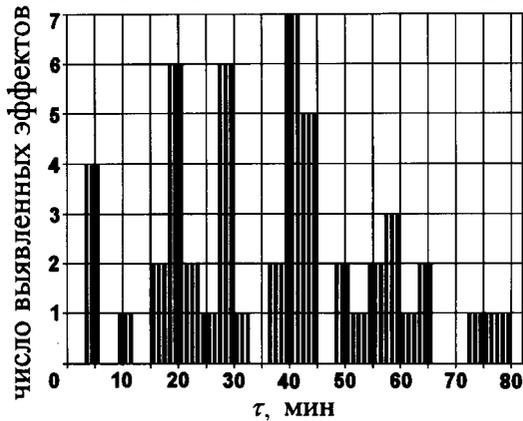


Рис. 4.

луча зрения на КРИ вследствие вращения Земли. При этом, очевидно, важной является горизонтальная скорость перемещения луча зрения на высотах ионосферных неоднородностей. Например, на высоте около 300 км от поверхности Земли эта скорость составляет примерно $50 \div 100$ м/с и более. Ожидаемые скорости перемещения ионосферных возмущений, обусловленных воздействием НЧ ААВ, могут быть выше скорости распространения самой ААВ и достигать $300 \div 800$ м/с [6]. Поэтому временные флуктуации ионосферного происхождения, зарегистрированные радиометрическими каналами радиотелескопа в процессе эксперимента, вызваны перемещением самих неоднородностей. Возможности РТ УРАН-3 позволяют также умень-

шить влияние различного типа электромагнитных помех путем использования поляризационной избирательности и организации радиоинтерферометрических измерений (мини-интерферометр).

При идентификации АИВ по данным измерений принималась во внимание следующая экспериментальная информация: отличие записей радиосигналов КРИ при наличии и отсутствии ААВ; появление первой реакции ионосферы после начала генерации ААВ через интервал времени, соответствующий вертикальному распространению ААВ на ионосферные высоты (приблизительно $4 \div 6$ мин); повторные проявления реакции ионосферы с различной, но относительно устойчивой временной задержкой; повторяемость реакции ионосферы для разных КРИ и в разные дни. Различное проявление реакции ионосферы в экспериментальных записях, полученных в ходе дистанционной диагностики ионосферы РА методом, свидетельствует о различных физических механизмах возбуждения АИВ и их взаимодействия с радиоизлучением КРИ. Корректных математических моделей, адекватных поставленным экспериментам, пока нет. В качестве гипотез для качественного объяснения результатов экспериментов можно рассматривать следующие модели: кратковременное увеличение прозрачности ионосферы для радиоизлучения КРИ; распространение через наблюдаемую область ионосферы различных типов плазменных волн, которые возбуждаются распространяющейся НЧ ААВ [7]; формирование искусственной ионосферной турбулентности с фокусирующими свойствами для космического радиоизлучения за счет пространственного перераспределения концентрации плазмы под воздействием распространяющейся НЧ ААВ, т. е. явление в какой-то степени подобное тепловой самофокусирующей неустойчивости радиоволн в верхней ионосфере при воздействии на нее мощного коротковолнового радиоизлучения [8]; стимулирование распространяющейся НЧ ААВ вертикального перемещения E и F-слоев ионосферы [9].

Рассмотрим, например, качественное соответствие экспериментальных результатов, полученных при дистанционной диагностике ионосферы РА методом, модели увеличения прозрачности ионосферы для радиоизлучения КРИ. Обратимся к записям на рис. 3. Этот 30-минутный фрагмент полной 1,5-часовой записи выделяет лишь тот отрезок времени, который достаточен для распространения НЧ ААВ до высоты 300 км. На записях интерферометрического канала (запись (а) на рис. 3) и радиометрических каналов поляризаций А и В (соответственно записи (б) и (в) на рис. 3) четко проявилось одновременное, с задержкой $\tau_1 \approx 282$ с относительно начала ААВ, увеличение плотности потока радиоизлучения КРИ, прошедшего сквозь ионосферу. Увеличение интенсивности излучения КРИ на записи имеет вид двух разнесенных во времени импульсов, расстояние между вершинами которых составляет $\Delta\tau \approx 120$ с, а длительность каждого (по среднему уровню записи) — $\Delta t_1 \approx \Delta t_2 \approx 58$ с (по записи (а) на рис. 3).

Временные параметры импульсной последовательности модели АВ (запись (г) на рис. 3) вблизи излучателя имеют следующие значения: длительности трех импульсов АВ (длительность первого импульса Δt_{a1} , второго — Δt_{a2} , третьего — Δt_{a3}) приблизительно равны, $\Delta t_{a1} \approx \Delta t_{a2} \approx \Delta t_{a3} \approx 60$ с, длительность паузы около 60 с, время между началами двух следующих друг за другом импульсов АВ $T_a \approx 120$ с. Сравнение временных параметров экспериментальных записей сигналов КРИ и временных моделей АВ вблизи излучателя показывает практически точное совпадение длительностей ионосферных возмущений с длительностью АВ, а также длительностей паузы, т. е. $\Delta t_{a1} \approx \Delta t_1$, $\Delta t_{a2} \approx \Delta t_2$, $\Delta \tau \approx T_a$ (рис. 3).

Оценим время вертикального распространения НЧ ААВ. Для этого возьмем за основу высотный профиль скорости распространения ААВ в реальной атмосфере Земли [10]. Трансформированная в высотный профиль времени распространения НЧ ААВ эта зависимость приведена в табл. 1.

В соответствии с рассматриваемой моделью увеличения прозрачности ионосферы предположим, что НЧ ААВ, модулируя плотность нейтрального газа, создает в атмосфере периодическую структуру элек-

Т а б л и ц а 1

H , км	25	50	65	77,5	90	100	160
τ , с	86	170	215	260	302	342	465

тронной плотности с пространственным периодом, равным длине акустической волны $\lambda_a = V_a/f_a$, где V_a и f_a — соответственно скорость и частота НЧ ААВ. Такую возможность подтверждают расчеты [11], согласно которым концентрация электронов при $H \geq 70$ км отслеживает изменение плотности воздуха в ААВ, т. е. увеличивается в фазе сжатия и уменьшается в фазе разрежения. Теоретический анализ показывает, что в этом случае для космического радиоизлучения при определенных условиях (в рамках модели ионосферы в виде полубезграничной плазмы, на которую нормально падает электромагнитная волна частоты $f \gg f_a$) на длинах волн $\lambda = \lambda_a/n$, где $n = 1, 2, \dots$, имеет место резонансное прохождение радиоволн сквозь ионосферную плазму. При этом интенсивность прошедшей радиоволны при наличии ВО, связанной с распространением НЧ ААВ, может возрасти в несколько раз.

Сформированная периодическая пространственная структура электронной плотности имеет динамический характер и перемещается вертикально со скоростью звука. С учетом ширины диаграммы направленности (ДН) антенны РТ УРАН-3 в восточно-западном направлении (примерно 15°) время τ_{\min} вступления фронта ВО в раскрыв ДН антенны, рассчитанное по высотному профилю скорости звука [10], составляет приблизительно 259 с, а соответствующая высота $H_{\min} \approx 77,5$ км. Время $\tau_{\min} \approx 259$ с практически совпадает с экспериментальным значением времени задержки реакции ионосферы $\tau_1 \approx 282$ с (расхождение составляет 9%). Кроме того, достаточно близки значения длительностей импульса АВ $\Delta t_{a1} \approx t_{a2} \approx 60$ с и длительности реакций ионосферы $\Delta t_1 \approx \Delta t_2 \approx 58$ с. Таким образом, в РА эксперименте наблюдается примерное соответствие между реакцией ионосферы и временным профилем АВ. При этом относительное увеличение за счет резонансного просветления интенсивности прошедшего через ионосферу излучения КРИ относительно среднего уровня A^0 , обусловленное НЧ ААВ, для первого и второго импульсов на записи (а) рис. 3 составляет $A^1/A^0 = 4,7$ и $A^2/A^0 = 2,7$, что можно рассматривать как соответствующее увеличение прозрачности ионосферы для радиоизлучения КРИ.

Одним из наиболее информативных параметров при изучении искусственных АИВ на данном этапе исследований является время задержки реакции ионосферы относительно начала АВ. Результаты статистической оценки результатов, полученных в ходе 24 сеансов наблюдений КРИ РА методом, представлены на рис. 4 в виде гистограммы вариаций времени задержки выявленных ионосферных эффектов. Считая ошибки измерений независимыми и распределенными по нормальному закону, построены доверительные интервалы центров распределений и среднеква-

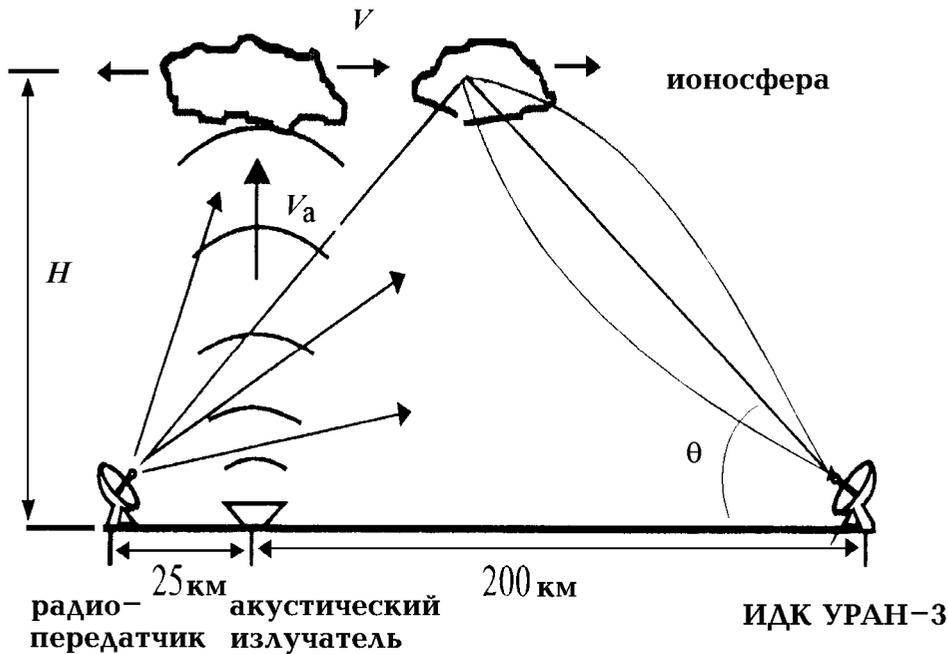


Рис. 5.

дратических отклонений времен задержек τ с надежностью 95%. Было рассмотрено 5 выборок и установлено наличие следующих устойчивых значений времен задержек τ во всех экспериментах по диагностике ионосферы РА методом, которые сопровождались излучением НЧ ААВ: $5,75 \pm 0,50$ мин; $20,66 \pm 2,24$ мин; $29,29 \pm 1,25$ мин; $41,7,66 \pm 2,27$ мин; $59,55 \pm 4,16$ мин. Существование устойчивых времен задержек реакции ионосферы свидетельствует о причинной обусловленности выявленных ионосферных возмущений атмосферной акустической волной, сгенерированной наземным акустическим излучателем.

2. МЕТОД СЛАБОНАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

На рис. 5 представлена схема эксперимента по дистанционной диагностике ионосферы методом СНЗ. Исследования проводились на ионосферно-диагностическом комплексе (ИДК), действующем на базе антенной решетки и модифицированного аппаратного комплекса РТ УРАН-3, в два этапа: в марте 1997 г. и в сентябре–октябре 1997 г. Основные параметры ИДК УРАН-3: рабочая частота $f = 10 \div 30$ МГц, ширина ДН по азимуту ψ и по углу места θ при $f = 25$ МГц составляет соответственно $3,5^\circ$ и 15° , диапазон сканирования ДН по углу места $\theta = 14^\circ \div 90^\circ$, по азимуту $\psi = \pm 180^\circ$. Передающая радиостанция расположена на расстоянии 225 км к югу от приемного пункта (мощность радиостанции $P = 10$ кВт), наземный акустический излучатель — на расстоянии 25 км к северу от радиостанции практически на одном меридиане с РТ УРАН-3. Диапазон частот передатчика $4 \div 25$ МГц, диапазон сканирования передатчика ДН по углу места $\theta_i = 0^\circ \div 75^\circ$, сканирование по азимуту $\psi_i = \pm 180^\circ$.

На первом этапе исследований с помощью анализатора спектра СК-4-72 в ПЭВМ регистрировались огибающие двух поляризаций сигнала с частотой выборки 4 Гц и текущие значения спектра сигнала. На втором этапе сигнал на двух поляризациях на промежуточной частоте 3 Гц записывался в ПЭВМ с частотой дискретизации 35 Гц. Сеанс АВ предполагал один, два или три импульсных включения НАИ длительностью 1 минуту каждое с одноминутной паузой.

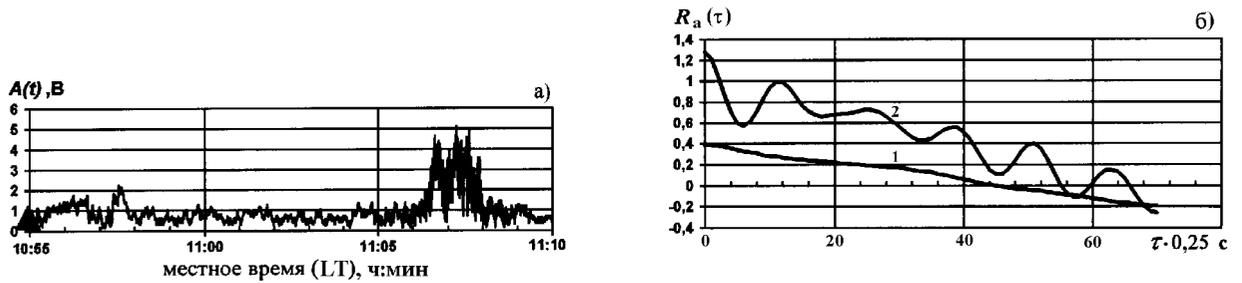


Рис. 6.

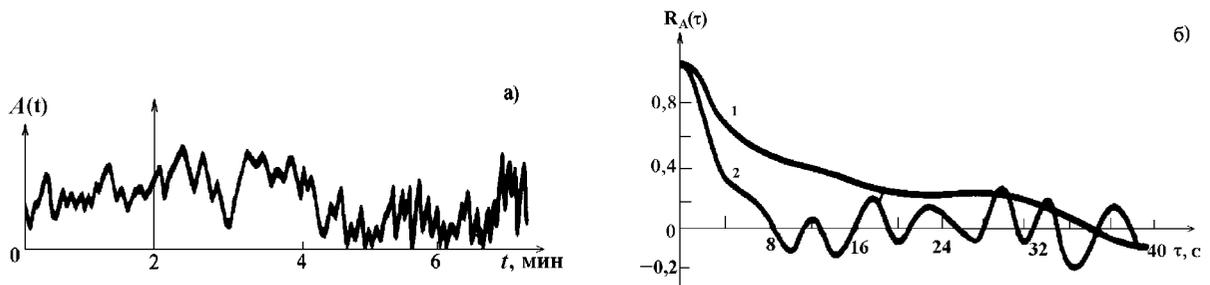


Рис. 7.

Обработка и анализ результатов проводились двумя способами. При первом способе регистрировалась лишь амплитуда отраженного ионосферного сигнала (ОИС) $A(t)$ на протяжении 1,5–2 часов, далее в различных временных окнах производилось усреднение и отображение реализаций и рассчитывались автокорреляционные функции (АКФ) $A(t)$ и взаимокорреляционные функции (ВКФ) временной модели АВ и временной зависимости ОИС $A(t)$. При втором способе в ПЭВМ записывался с частотой дискретизации 35 Гц полный ОИС, а далее в различных временных окнах производилось усреднение амплитуды и отображение зависимости $A(t)$, а также спектральный анализ, что позволило детально исследовать доплеровский спектр ОИС.

Рассмотрим основные результаты экспериментов по дистанционной диагностике ионосферы методом СНЗ. На рис. 6а представлена типичная для этого метода временная зависимость амплитуды ОИС $A(t)$ при наличии наземного АВ (представлен 15-ти минутный фрагмент полной записи). По оси абсцисс отложено местное время (LT). Начало АВ в 10:55 LT показано треугольником. Через $12 \div 13$ минут после начала АВ наблюдалось увеличение амплитуды ОИС и изменение характера его флуктуаций. Флуктуации стали более глубокими, частота их возросла. Типичная АКФ $R_A(\tau)$ одно-минутных реализаций до появления ионосферных возмущений (до момента 11:05 LT) имеет плавно спадающий характер (кривая 1 на рис. 6б), а во время АИВ (в период с 11:05 LT до 11:10 LT) — колебательный спадающий характер (кривая 2 на рис. 6б), который, по-видимому, обусловлен разностью доплеровских частот сигналов лучей, формирующихся при многомодовом распространении в условиях искусственной нестационарности. Эти результаты качественно совпадают с результатами исследований искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ), возникающей под действием мощного электромагнитного декаметрового излучения (рис. 7) [11]. На рис. 7а представлена временная зависимость амплитуды отраженного сигнала при наклонном зондировании ионосферы до и после включения источника возмущающего поля (момент включения отмечен стрелкой). На рис. 7б представлены АКФ $R_A(\tau)$ амплитуды сигнала при выключенном передатчике (кривая 1) и при включенном (кривая 2). Качественно близкий характер АКФ в случаях акустического и электромагнитного возбуждения ионосферы свидетельствует, по крайней мере, о том, что в обоих случаях искусственное возбуждение ионо-

сферы изменяет ее пространственную структуру (масштаб неоднородностей) по сравнению с невозбужденным состоянием.

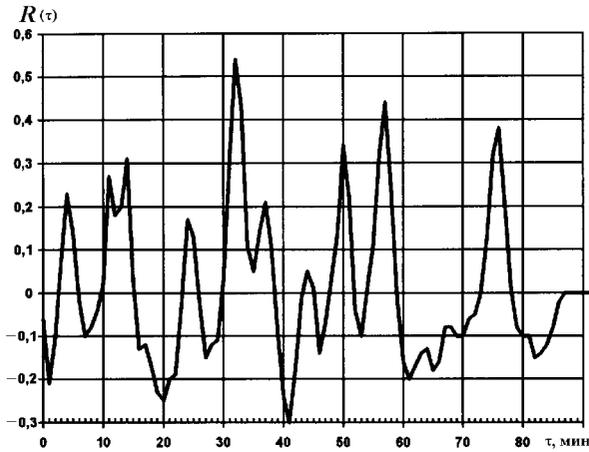


Рис. 8.

На рис. 8 представлена ВКФ $R(\tau)$ временной трехимпульсной модели АВ вблизи НАИ и временной зависимости амплитуды ОИС $A(t)$. Анализ ВКФ позволяет определить времена задержек τ появления ионосферных возмущений и подтверждает, что в экспериментах по диагностике ионосферы методом СНЗ, как и при диагностике ионосферы РА методом, имеют место различные задержки реакции ионосферы на АВ в рамках одного сеанса излучения АВ и записи ОИС, длившегося около 100 минут. Наиболее вероятные значения времени задержки τ при угле отражения $\theta = 62^\circ$ (расчетная высота отражающего слоя $H \approx 200$ км) равны: $3 \div 4$ мин; $11 \div 14$ мин; $23 \div 24$ мин; $32 \div 33$ мин; $37 \div 40$ мин; 50 мин; $57 \div 59$ мин и $72 \div 76$ мин.

Первую задержку ($3 \div 4$ мин), которая соответствует времени распространения НЧ ААВ на высоту около 80 км (нижняя слабоионизированная ионосфера), можно объяснить рефракцией радиоволн, распространяющихся в близком к зенитному направлении, на вертикально перемещающейся пространственной решетке электронной плотности, формируемой за счет модуляции плотности нейтрального газа низкочастотной ААВ.

Вторая задержка ($11 \div 14$ мин) может иметь несколько объяснений. Одно из них следует из геометрии рис. 5: НЧ ААВ, распространяясь вертикально до высоты $H \approx 200$ км, возбуждает волновые возмущения (ВВ) в ионосфере, подобные перемещающимся ионосферным возмущениям (ПИВ), возникающим под действием акусто-гравитационных волн (АГВ). Принимая во внимание общую задержку $\tau \approx 13$ мин, время распространения НЧ ААВ на высоту $H \approx 200$ км, равное $\tau_a \approx 8,5$ мин, а также расстояние $L \approx 100$ км по горизонтали от НАИ до отражающей области ионосферы, вероятная скорость распространения ВВ в ионосфере составляет

$$V = \frac{L}{\Delta\tau} = \frac{L}{\tau - \tau_a} \approx 300 \text{ /}.$$

Таким образом, первые две задержки можно отнести к искусственным АИВ, созданным распространяющейся НЧ ААВ. Такие АИВ перемещаются со скоростями, близкими к скорости звука V_a , и являются следствием перераспределения электронной концентрации, которое может происходить за счет непосредственного увлечения заряженной компоненты возмущениями в нейтральном газе [12].

Некоторые из остальных значений задержек реакции ионосферы, выявленных методом СНЗ, близки к значениям задержек, выявленных РА методом (τ приблизительно составляло 30 мин, 40 мин, 60 мин), что может быть связано с их обусловленностью одинаковыми типами искусственных ВВ в ионосфере (по-видимому ВВ плазменного типа). На данном этапе, при отсутствии разработанной модели механизма возбуждения таких волн под действием ААВ и недостаточности экспериментальной информации, рассчитать скорости распространения и идентифицировать такие ВВ не удалось.

Метод СНЗ при использовании в качестве информационных лишь амплитудных характеристик ОИС обладает достаточно низкой чувствительностью, поскольку ожидаемые изменения плотности электронной концентрации в АИВ очень малы (не превосходят единиц процентов даже при воздействии НИВ [13]) и, следовательно, очень незначительны обусловленные АИВ изменения интенсивности ОИС. А обнаруживать последние приходится на фоне высоких значений среднего уровня ин-

тенсивности ОИС. Более чувствителен к кратковременным процессам в ионосфере доплеровский метод [2]. Поэтому на втором этапе экспериментов по диагностике ионосферы методом СНЗ по зарегистрированным в ПЭВМ с частотой дискретизации 35 Гц отраженным ионосферным сигналам рассчитывались их доплеровские динамические спектры (ДДС) в полосе анализа 17 Гц и строилась доплерограмма при длительности сеанса наблюдений 116 мин. Типичный вид доплерограммы, зарегистрированной в периоды до и после моментов АВ (отмечены черными треугольниками на оси времени), представлен на рис. 9. Анализ приведенной доплерограммы позволяет выделить две характерные области.

До начала АВ и в течение примерно 30-ти минут после него ДДС имеет в основном вид, характерный для одномодового

ОИС с малым доплеровским смещением частоты (ДСЧ), которое составляет на этом промежутке в сред-

нем 0,35 Гц относительно несущей 3 Гц, а ширина доплеровского спектра не превышает в основном 0,2 Гц. На небольших промежутках времени (4 ÷ 5 минут) наблюдается также спонтанное проявление другой моды ОИС с незначительным смещением по частоте (около 0,1 Гц). Характерные распределения спектральной плотности ОИС в данной временной области в полосе частот 2 ÷ 5 Гц в относительных единицах представлены на рис. 10 после начала регистрации ОИС в 11:09 LT (панель (а) — 1 ÷ 5 мин; панель (б) — 21 ÷ 25 мин, включает время АВ; панель (в) — 46 ÷ 50 мин, последний временной промежуток перед появлением ВВ ДДС). Через 30 мин после начала АВ зарегистрировано начало волновых возмущений ДДС. Наблюдается расширение спектра до 0,8 Гц, его расщепление, характерное для двухмодового сигнала, и смещение по частоте. Спектральная плотность ОИС в полосе частот 2 ÷ 5 Гц в относительных единицах для различных 5-ти минутных промежутков времени во второй области ДДС представлена на рис. 11 (панель (а) — 51 ÷ 55 мин, начало ВВ ДДС; панель (б) — 66 ÷ 70 мин, первый экстремум ДСЧ; панель (в) — 91 ÷ 95 мин, один из последующих экстремумов ДСЧ).

Во второй области доплерограммы довольно четко наблюдаются периодические составляющие ВВ ДДС. Сравнение АКФ первой области ДДС (рис. 12а интервал от 11:09 LT до 12:00 LT) и второй области ДДС (рис. 12б интервал от 12:00 LT до 13:01 LT) показывает их существенное качественное отличие (во второй области осциллирующий характер АКФ свидетельствует о наличии нестационарных процессов в ионосфере) и позволяет выявить основной период ВВ, составляющий 858 с (на рис. 12 по оси абсцисс отложены условные 2-х секундные отсчеты).

Наблюдаемые эффекты на динамических доплеровских спектрах ОИС могут иметь различные физические объяснения. Вероятной представляется модель возбуждения распространяющейся низкочастотной ААВ волновых АИВ типа ПИВ с горизонтальной составляющей скорости распространения и зеркального отражения электромагнитной волны от ПИВ, модель которого в виде перемещающегося отражающего экрана синусоидального профиля достаточно детально рассмотрена в литературе [14]. В последнее время при анализе сейсмо-ионосферных явлений рассматривается модель стимулирования распространяющейся низкочастотной ААВ вертикального перемещения E и F -слоев ионосферы [8]. Можно сделать вывод и о некотором качественном

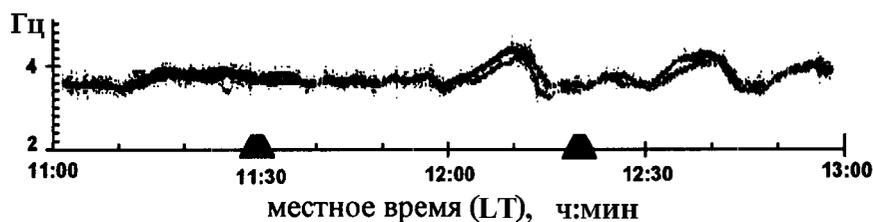


Рис. 9.

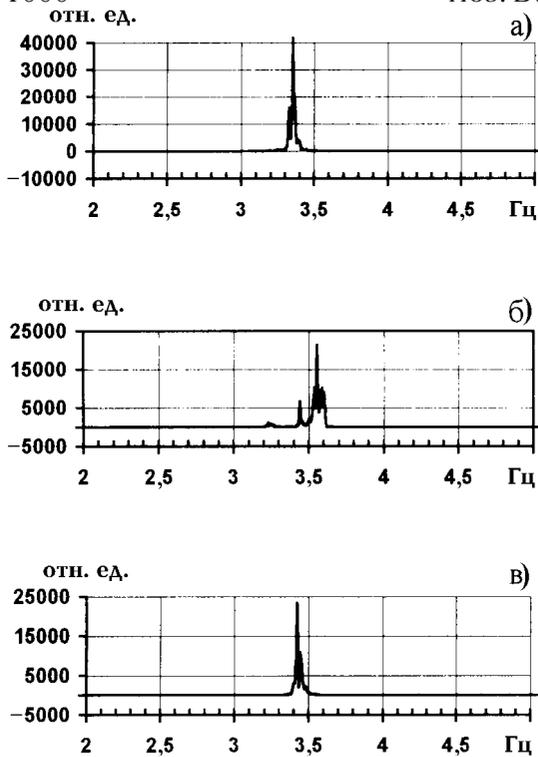


Рис. 10.

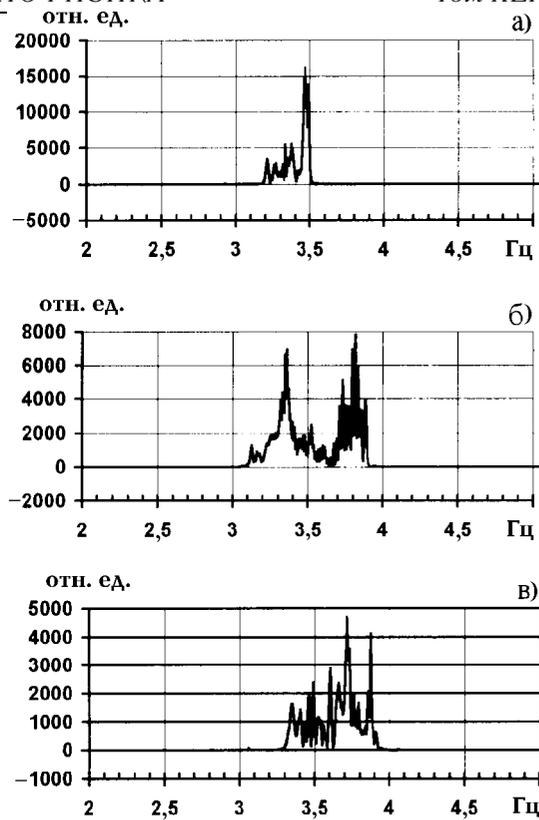


Рис. 11.

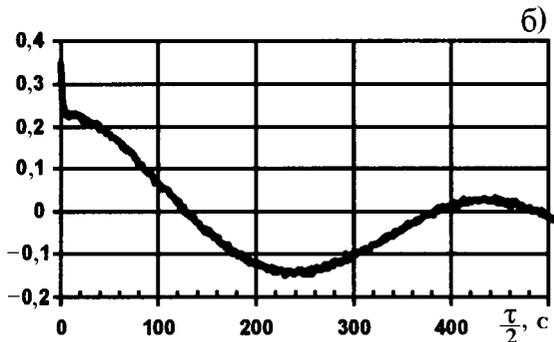
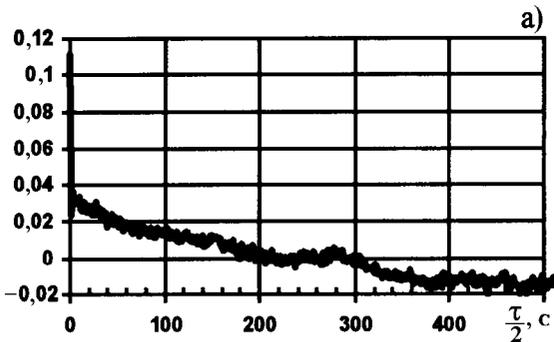


Рис. 12.

соответствии результатов экспериментов и такой модели.

3. МЕТОД РАССЕЯНИЯ

На рис. 13 представлена схема эксперимента по дистанционному зондированию ионосферы методом рассеяния пробных радиоволн передающей радиостанции на мелкомасштабных неоднородностях ионосферы. Время проведения экспериментов — октябрь 1997 г., количество сеансов измерений — 7, угол места ДН антенны ИДК УРАН-3 $\theta = 38,6^\circ$, азимутальное направление ДН — на передатчик, рабочая частота $f = 16,173 \text{ МГц} > f_{\text{МПЧ}}$, где $f_{\text{МПЧ}}$ — максимальная применимая частота [8]. Взаимное расположение НАИ, ИДК УРАН-3 и радиопередатчика мощностью 10 кВт представлено на рис. 13. В ходе эксперимента регистрировался рассеянный ионосферный

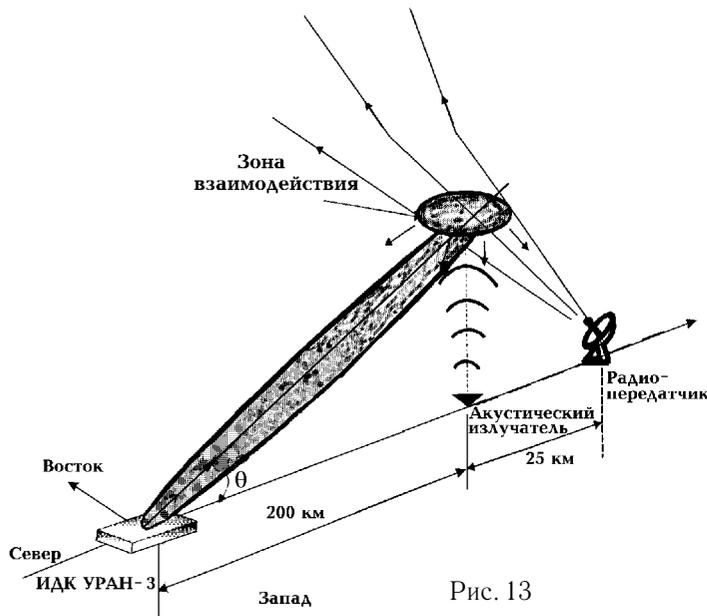


Рис. 13

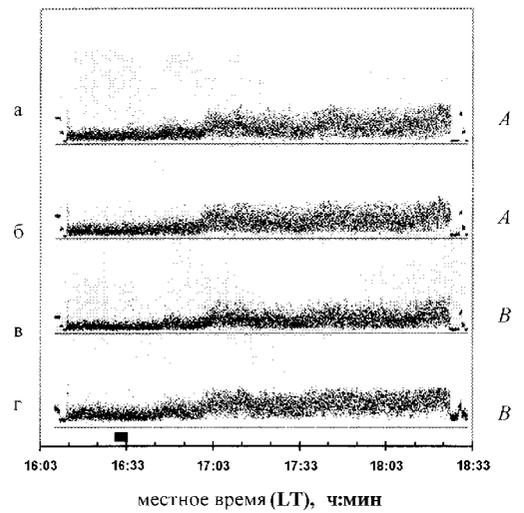


Рис. 14

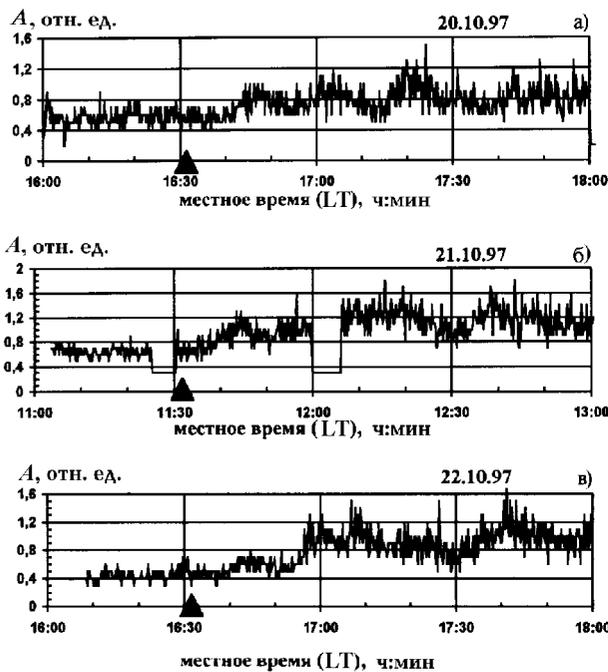


Рис. 15

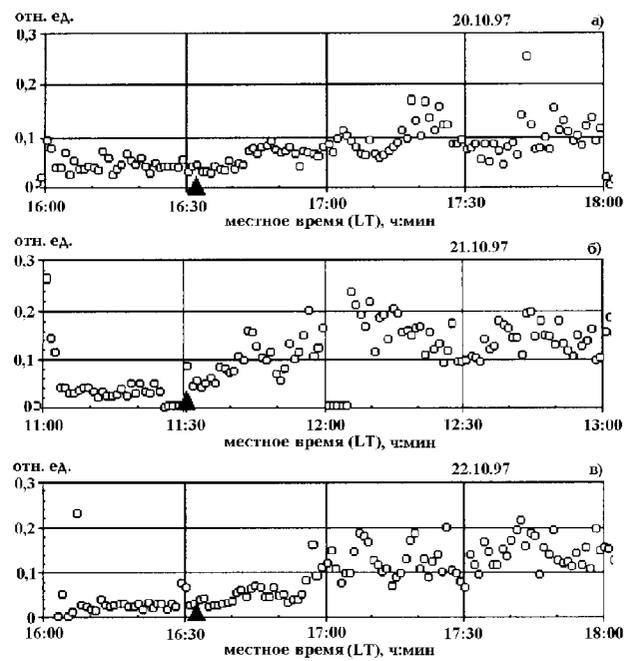


Рис. 16

сигнал (РИС) обеих поляризаций от ВО ионосферы над акустическим излучателем с каждой половиной антенны отдельно на промежуточной частоте 3 Гц, который записывался в ПЭВМ с частотой дискретизации 35 Гц.

На рис. 14 представлены типичные записи амплитуды РИС на протяжении 134-х минутного сеанса измерений (от 16:09 LT до 18:23 LT) в 4-х приемных каналах (панели а, б — сигналы поляризации А с каждой половиной антенны; панели в, г — сигнал поляризации В с каждой половиной антенны; время излучения НАИ отмечено прямоугольником). На рис. 15 представлены записи амплитуды А рассеян-

ного ионосферного сигнала, усредненные во временном окне 10 секунд, сделанные в различных экспериментах по акустическому возбуждению ионосферы (панель (а) — 20.10.97; панель (б) — 21.10.97; панель (в) — 22.10.97; стрелкой отмечено время работы НАИ). На рис. 16 представлены временные зависимости рассчитанных значений дисперсии амплитуды РИС, соответствующие записям амплитуды РИС на рис. 15.

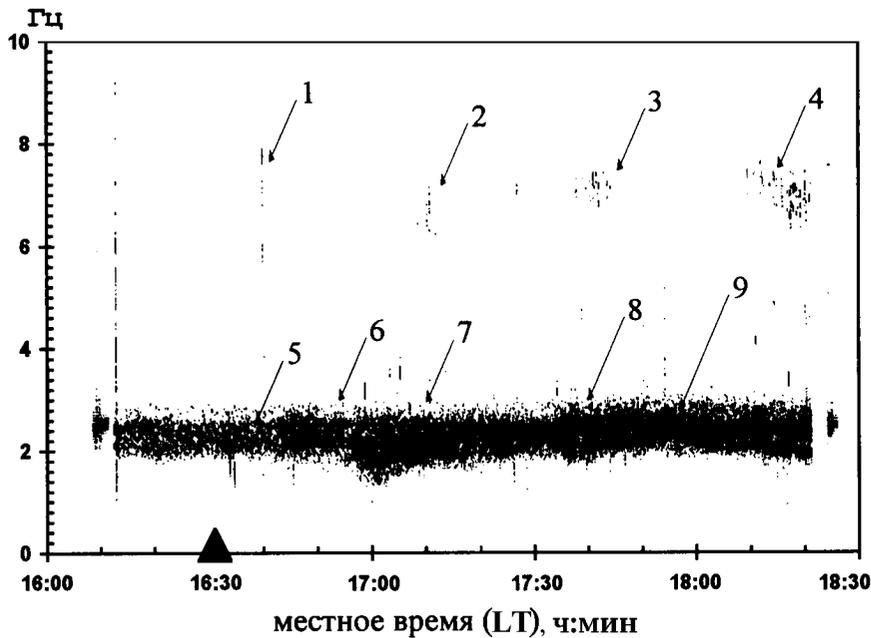


Рис. 17

рез 22 ÷ 25 мин после начала АВ наблюдается длительное возрастание амплитуды РИС (в 2,5 ÷ 2,8 раз) и ее дисперсии, появление волнообразных колебаний этих параметров с периодами около 10 мин, 20 мин, 40 мин. Такие изменения параметров РИС можно объяснить, с одной стороны, увеличением радиолокационного сечения рассеяния σ при возбуждении ионосферы НЧ ААВ за счет изменения пространственных масштабов неоднородностей и, соответственно, пространственного спектра флуктуаций концентрации плазмы Φ_N [7], а с другой — волновой природой искусственных АИВ, вызванных НЧ ААВ наземного происхождения.

Процесс распространения НЧ ААВ в атмосфере и взаимодействие НЧ ААВ с ионосферой должны стимулировать изменения не только в пространственной структуре ионосферных неоднородностей, но и в их временной динамике. Об этом свидетельствует и доплеровская фильтрация зарегистрированных РИС. Типичная доплерограмма исследуемого РИС представлена на рис. 17. Цифрами 1–9 обозначены участки с особенностями поведения спектра. Мощность спектральных составляющих отображена яркостью точек на доплерограмме. В начале записи (16 : 04 LT ÷ 16 : 07 LT) и в ее конце (18 : 28 LT ÷ 18 : 30 LT) сделана запись калибровочного синусоидального сигнала частотой 3 Гц.

В невозмущенном состоянии доплеровский спектр имеет характерную ширину до 1 Гц. В момент АВ (начало в 16:31 LT) на доплерограмме наблюдается выброс (5) шириной около 1,5 Гц относительно промежуточной частоты 3 Гц, который может быть вызван электрическими или электромагнитными эффектами в канале атмосфера–ионосфера, сопровождающими начало работы излучателя. В момент времени 16:37 LT, т. е. на 7-й минуте после начала АВ, на доплерограмме появляется дополнительный трек (1) в диапазоне 7 ÷ 10 Гц, что соответствует прохождению НЧ ААВ через рассеивающую область ионосферы со скоростью, близкой к скорости звука. Через 7 мин после начала АВ (в 16:38 LT) на протяжении примерно 12 мин (до 16:50 LT) формируется область (6) повышенной интенсивности и немно-

Во всех записях сигналов обеих поляризациях четко выделяются два характерных участка, первый из которых можно отнести к невозмущенной ионосфере, а второй — к возмущенной. На первом участке, включающем интервал до начала АВ и примерно 7 мин после него, амплитуда РИС и ее дисперсия относительно малы. В последующий промежуток времени, через 7 мин после АВ, наблюдается кратковременное (длительностью 11 ÷ 13 мин) плавное увеличение (в 1,5 ÷ 1,8 раз) амплитуды РИС и дисперсии с последующим их уменьшением. Че-

го расширенного до 1,5 Гц спектра, которая, по-видимому, обусловлена формированием ПИВ волнообразного типа. На участке от 16:48 LT до 16:54 LT ширина и интенсивность спектра уменьшаются до первоначального состояния. Начиная с 16:54 LT, доплерограмма резко изменяется. Ширина спектра увеличивается до 2 Гц (7). Четко проявляются две интенсивные моды ионосферного сигнала (8 и 9), разнесенные по частоте на величину до 0,6 Гц, с колебательным во времени характером. Периоды этих колебаний составляют приблизительно 20 и 40 минут. Интересной особенностью доплерограммы является повторное появление сигнальных треков (1, 2, 3, 4) с периодом приблизительно 35 мин, смещенных относительно промежуточной частоты примерно на $7 \div 9$ Гц. Причем со временем эти треки преобразуются из линейного вида (1) в вид областей (2, 3, 4), увеличиваясь как во временной области (длительность трека 1 — 1 мин, трека 2 — 3 мин, трека 3 — 7 мин, трека 4 — 13 мин), так и в частотной (спектральная частота трека 2 — 0,7 Гц, трека 3 — 0,8 Гц, трека 4 — 1,3 Гц). Такое поведение доплеровского спектра можно объяснить наличием в ионосфере ВВ с вертикальными компонентами скорости распространения, близкими к скорости звука.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты предварительных экспериментов по возбуждению в ионосфере искусственных акусто-ионосферных возмущений с помощью управляемого наземного акустического излучателя позволяют сделать следующие выводы.

Экспериментально доказана возможность создания искусственных акусто-ионосферных возмущений относительно слабоинтенсивной НЧ атмосферной акустической волной, генерируемой с помощью наземного акустического излучателя при излучении акустической энергии около $2 \cdot 10^6$ Дж за время около 60 с.

Создаваемые таким излучателем АИВ являются слабыми, и для их обнаружения и идентификации необходимы высокочувствительные методы и технические средства.

Радиофизические и радиоастрономические методы, реализованные на базе декаметрового РТ УРАН-3, обеспечивают необходимые чувствительность и достоверность выявления слабых искусственных АИВ, формирующихся в ионосферной плазме при воздействии НЧ ААВ наземного происхождения.

Зарегистрированные ионосферные эффекты, вызванные воздействием искусственной НЧ атмосферной акустической волны, позволяют сделать вывод о возможности различных механизмов акусто-ионосферного и электромагнитного взаимодействия, в том числе: кратковременное увеличение прозрачности для радиоизлучения космических радиисточников; изменение пространственной структуры и масштабов мелкомасштабных ионосферных неоднородностей; возникновение ПИВ с различными скоростями распространения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперович Л. С., Пономарев Е. А., Федорович Г. В. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1985. № 11. С 9.
2. Казаков В. В., Краснов В. М., Салихов Н. М., Хусамидинов С. С. — В кн.: Волновые возмущения в ионосфере. — Алма-Ата: Изд-во АН Казахской ССР, 1980. С. 128.
3. Альперович Л. С., Гохберг М. Б., Дробжев В. И., Троицкая В. А., Федорович Г. В. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1985. № 11. С 5.
4. Кошовий В. В., Сорока С. О. // Космічна наука і технологія. 1998. Т. 4. № 4. С. 1.

5. Koshovy V. V., Lozynsky A. B., Romanchev Y. V., Ivantyshyn O. L. // Acta cosmologica. 1997. V. 23. № 2. P. 5.
6. Гармаш К. П. и др. — В кн.: Труды конференции. Физика космической плазмы. — Киев, 1993. С. 151.
7. Коцаренко Н. Я., Юхимук А. К. // Геомагнетизм и аэрономия. 1970. Т. 10. № 5. С. 892.
8. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. А. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М.: Наука, 1984. С. 344.
9. Koshevaya S. V., Hayakawa M., Baryakhtar V. G., Kotsarenko N. Ya. — In Abs.: Int. Workshop on Seismo Electromagnetics. — Tokyo: The University of Electro-Communications, 1997. P. 72.
10. Hargreaves J. K. The solar-terrestrial environment. — Cambridge: University Press, 1992. P. 128.
11. Солодовников Г. К., Новожилов В. И., Фаткуллин М. Н. Распространение радиоволн в многомасштабной неоднородной ионосфере. — М.: Наука, 1989. С. 192.
12. Алебастров В. А., Мальцев А. Т., Троицкий Б. В. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1985. № 11. С. 55.
13. Нагорский П. М. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1985. № 11. С. 66.
14. Белей В. С., Галушко В. Г., Ямпольский Ю. М. // Препринт № 231. — Харьков: ИПЭ АН УССР, 1983. 16 с.

Физико-механический институт
им. Г. В. Карпенко НАН Украины, г.
Харьков, Украина

Поступила в редакцию
5 января 1999 г.

**RADIOPHYSICAL AND RADIOASTRONOMICAL DIAGNOSTICS
OF IONOSPHERIC EFFECTS INDUCED BY GROUND-BASED INFRASONIC TRANSMITTER
(preliminary results)**

V. V. Koshevoiy

We present results of preliminary studies aimed at detection of weak ionospheric disturbances induced by acoustic emission of a ground-based controlled transmitter. Radioastronomical and radiophysical facilities based on decameter radio telescope URAN-3 were used in these experiments. Three methods were used in this study: occultation of the disturbed region by radio emission from discrete space sources, scattering of sounding radio waves from the perturbed ionospheric region, and weakly-oblique sounding of the ionosphere. It is shown that parameters of transmitted, scattered, and reflected signals are well correlated with parameters of the acoustic radiation, and that weak ionospheric disturbances detected in our experiments are actually induced by the acoustic radiation.

УДК 533.951, 537.868

РАДАР СУРА-WIND: ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ПРОСВЕЧИВАНИИ ИОНОСФЕРЫ КОРОТКИМИ РАДИОВОЛНАМИ

*Ю. В. Токарев¹, В. А. Алимов¹, Ю. И. Белов¹, Г. Н. Бойко¹, Г. П. Комраков¹,
Н. В. Муравьева¹, А. В. Рахлин¹, М. Л. Кайзер², П. Родригес³*

Представлены результаты экспериментов по приему КВ-сигналов передающего стенда НИРФИ "Сура" на космическом аппарате NASA WIND, выполненных в дневное время летних сезонов 1997–1998 гг. Исследовалась зависимость энергетических и статистических характеристик коротких радиоволн от мощности зондирующего излучения. Установлено, что при вариациях эффективной мощности КВ излучения в широких пределах от приблизительно 40 кВт до 160 МВт явления, наблюдаемые в принимаемом на борту WIND излучении (фокусировки, мерцания, частотные девиации сигналов), как правило, не зависят от режима работы стенда "Сура". Вместе с тем отмечено уширение диаграммы направленности стенда и уменьшение среднего уровня принимаемого излучения в направлении максимума диаграммы на величину до 6 дБ при максимальной мощности излучения стенда. Результаты эксперимента сопоставлены с современными представлениями об эффектах самофокусировочной неустойчивости и нелинейной дефокусировки коротких радиоволн в ионосферной плазме.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования трансionoсферного распространения коротких радиоволн имеют многолетнюю историю (см. [1] и цитированную там литературу). Первые эксперименты в основном касались исследований общих закономерностей в распространении коротких радиоволн. Впоследствии большое внимание в этих исследованиях стало уделяться вопросам диагностики ионосферной плазмы, причем в экспериментах широко применялся так называемый радиоастрономический метод, когда в качестве источников излучения использовались дискретные внеземные радиоисточники [2].

В ходе этих исследований в ионосфере были обнаружены неоднородности электронной концентрации с широким спектром масштабов от нескольких десятков метров до нескольких сотен километров [2]. Эти неоднородности ответственны за флуктуации коротких радиоволн при их трансionoсферном распространении, причем крупномасштабные неоднородности электронной концентрации могут вызывать заметные фокусировки интенсивности коротких радиоволн [3, 4].

Отличительной особенностью всех этих экспериментальных исследований был низкий уровень КВ сигналов, распространявшихся в ионосферной плазме. В то же время для решения ряда прикладных задач космической астрофизики (например задач КВ радиолокации космической и околоземной плазмы) необходимо знать особенности распространения в ионосфере достаточно интенсивных коротких радиоволн, поскольку для надежного обнаружения слабых отраженных сигналов от удаленных космических объектов необходимо применять не только большие приемные антенны, но и мощные передающие устройства. До последнего времени подобные прямые экспериментальные исследования в диапазоне коротких радиоволн были невозможны. И лишь после запуска в США на высокоэллиптическую орбиту космического аппарата (КА) NASA WIND [5, 6] такие исследования стали реальными.

Ниже мы приводим некоторые результаты исследований распространения радиоволн в космическом эксперименте Сура–WIND, выполненных в 1997–1998 гг. на мощном передающем стенде "Сура" в Васильсурске Нижегородской области совместно с приемным комплексом космического аппарата NASA WIND.

1. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА СУРА–WIND

Эксперимент проводился в дневное время суток летом 1997 г. и весной–летом 1998 г. В качестве источника коротких радиоволн использовался один или все три передатчика стенда “Сура” в режиме когерентного сложения излучения на частоте 8925 кГц, мощность каждого передатчика $P_1 = 240$ кВт. Излучение велось, как правило, в непрерывном режиме в течение прохождения космического аппарата WIND через главный лепесток диаграммы направленности стенда “Сура” с угловыми размерами луча по уровню 3 дБ $\vartheta_{0,5} \simeq 6^\circ$. Длительность отдельного сеанса облучения КА WIND сигналами стенда “Сура” составляла около 50 минут. В отдельных сеансах летом 1998 г. применялся специальный режим работы стенда “Сура”: в первые 15 минут сеанса излучение велось одним передатчиком стенда с мощностью $0,01P_1$, последующие 20 минут передатчик работал на полной мощности P_1 , а оставшаяся часть сеанса (25 минут) излучение велось одним передатчиком опять с мощностью $0,01P_1$. Угол наклона максимума диаграммы направленности антенны стенда “Сура” в направлении на КА WIND в отдельных сеансах варьировался и, как правило, составлял $30 \div 40^\circ$ от зенита. Эффективная мощность излучения $P_{эфф}$ составляла приблизительно 19 МВт для одного модуля стенда и около 160 МВт при синфазном сложении мощностей всех трех модулей. Контроль за состоянием ионосферы в районе Васильсурска во время эксперимента осуществлялся в дежурном режиме с помощью панорамного ионозонда “Базис”, работавшего в диапазоне $3 \div 20$ МГц.

Удаленность КА WIND от Земли во время эксперимента изменялась в довольно широких пределах, от $15R_3$ до $220R_3$ (R_3 — радиус Земли). Во время сеансов облучения КА WIND сигналами стенда “Сура” приемное устройство WAVES RAD2 КА WIND [7] переводилось в режим одномодового быстрого (с интервалом в 0,063 с) опроса информации, поступающей от наземных передатчиков стенда “Сура” на частоте 8925 кГц. Результаты измерений по каналам служебной связи с борта КА WIND передавались в центр управления.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. ?? представлен пример типичной записи интенсивности принимаемого на борту космического аппарата WIND сигнала на частоте $f = 8925$ кГц от одного передатчика стенда “Сура”, работавшего с эффективной мощностью $P_{эфф} = 0,95$ МВт, при прохождении WIND через главный лепесток диаграммы направленности наземного стенда (кривая прохождения для сеанса 05.07.98 г.). По оси абсцисс отложено текущее время, по оси ординат — интенсивность принимаемого сигнала относительно уровня шумового радиопфона на борту КА в полосе приемного устройства $\Delta f = 20$ кГц со временем интегрирования 20 м. Критическая частота F_2 -слоя ионосферы f_{0F_2} , расстояние R , на котором находился КА от Земли, и наклон z максимума диаграммы направленности антенны стенда “Сура” к зенитному направлению указаны на рис. ?. Тонкой сплошной линией на рис. ?? нанесена кривая прохождения, рассчитанная в предположении, что ионосферное поглощение радиоволн в дневной ионосфере составляет $\Gamma(8,9 \text{ МГц}) \simeq 3$ дБ [2]. Толстой сплошной линией на рис. ?? нанесена зависимость текущего среднего значения интенсивности $\bar{I}(t)$. Усреднение осуществлялось по 10^4 отсчетам сигнала с шагом 63 м на интервале приблизительно 10,5 мин. со сдвигом 10^3 отсчетов (около 1 мин.). Необходимость вычисления функции $\bar{I}(t)$ была обусловлена отсутствием абсолютной калибровки интенсивности принимаемого сигнала “Суры” из-за некоторой неопределенности ионосферного поглощения радиоволн.

Из рис. ?? видно, что принимаемое на борту WIND КВ излучение в некоторые моменты времени испытывает довольно значительные, до 20 дБ, увеличения интенсивности (фокусировки).

Обработка записей интенсивности принимаемых сигналов заключалась не только в определении текущего среднего значения интенсивности $\bar{I}(t)$, но и в вычислении текущего индекса мерцаний $S_4(t) =$

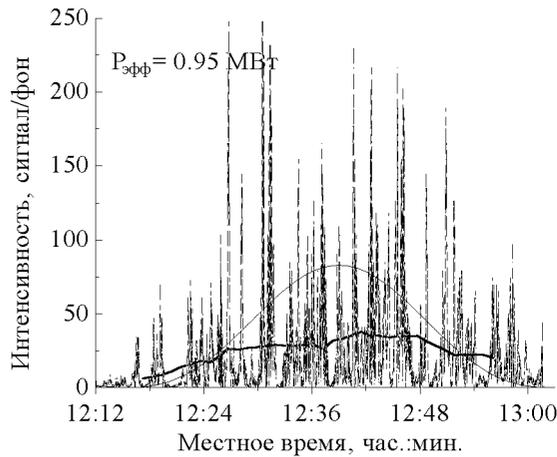


Рис. 1. Кривая прохождения 5 июля 1998 г. ($R = 49,3 R_3$, $f_{0F_2} = 6,3$ МГц, $Z_W = 34,3^\circ$).

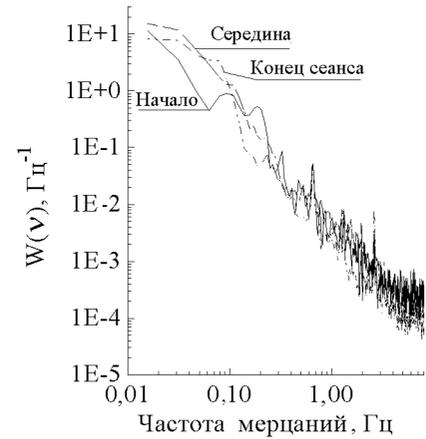


Рис. 2. Спектры флуктуаций сигнала 5 июля 1998 г.

$\frac{\overline{I^2} - \bar{I}^2}{\bar{I}^2}$, где $\overline{I^2}$ и \bar{I} — соответственно средние значения квадрата интенсивности и интенсивности на текущем интервале длительностью $2 \cdot 10^3$ отсчетов (около 2 мин.), и спектров мощности $W(f)$ исследуемого случайного процесса для выбранных внутри данного сеанса квазистационарных интервалов времени длительностью около $2 \div 3$ мин. [2].

На рис. ?? приведен пример спектра флуктуаций $W(\nu, t)$, где ν — частота флуктуаций, для сеанса 05.07.98 г., когда нагревный стенд работал с пониженной мощностью. На рис. ?? значения функции $W(\nu, t)$ нормированы таким образом, что $S_4(t) = \int_{\Delta\nu} W(\nu, t) d\nu$. Из рис. ?? видно, что спектры флуктуаций принимаемых сигналов не обнаруживают каких-либо закономерностей с течением времени.

На рис. ?? приведены примеры типичной записи интенсивности принимаемого на борту КА WIND сигнала и спектра флуктуаций для сеанса 18.06.98 г., когда работал один передатчик нагревного стенда на полной мощности. Сравнение зависимостей $I(t)$ и $\bar{I}(t)$ на рис. ?? и ?? свидетельствует о том, что характер принимаемых сигналов, величина и длительность фокусировок практически не зависят от мощности зондирующего КВ сигнала.

Та же закономерность — отсутствие какой-либо зависимости от мощности зондирующего КВ сигнала — была присуща и другим характеристикам принимаемого на борту КА WIND КВ излучения “Суры-” — текущим индексам мерцаний $S_4(t)$ и частотным спектрам $W(\nu, t)$ исследуемого случайного процесса. Это обстоятельство наглядно иллюстрирует рис. ??, на котором приведены спектры флуктуаций сигналов $W(\nu)$ в широком диапазоне излучаемых мощностей сигнала от $P_{эфф} = 0,19$ МВт до $P_{эфф} = 160$ МВт.

Вместе с тем заметим, что при работе нагревного стенда с максимальной мощностью излучения наблюдалось уширение диаграммы направленности стенда приблизительно на 50% и уменьшение среднего уровня принимаемого излучения в направлении ее максимума примерно на 6 дБ.

Следует еще раз подчеркнуть, что указанные выше результаты измерений на радарном комплексе СУРА-WIND получены в типичных (невозмущенных) геофизических условиях. Однако в условиях возмущений ситуация может существенно измениться.

На рис. ?? приведена запись интенсивности принимаемого сигнала на борту WIND от 3-х работающих синфазно передатчиков нагревного стенда во время сильных ионосферных возмущений 04.05.98 г.

Текущий частотный спектр исследуемого случайного процесса для этого сеанса приведен на рис. ?? . В отличие от типичной зависимости $W(\nu, t)$ (см. рис. ??) в этом случае частотный спектр принимае-

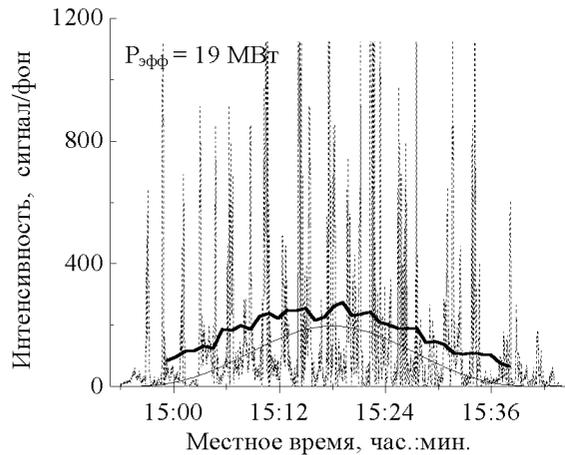


Рис. 3. Кривая прохождения 18 июня 1998 г.
($R=138,6 R_3$, $f_{0F_2}=5,2$ МГц, $Z_W=39^\circ$).

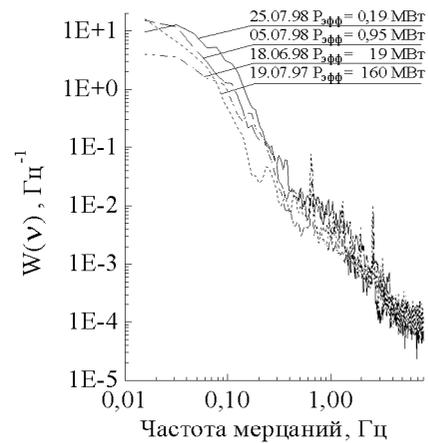


Рис. 4. Спектры флуктуаций сигнала для разных мощностей радара.

мого сигнала обнаруживает увеличение спектральной интенсивности флуктуаций в области частот в несколько десятых долей герца в середине и конце сеанса наблюдений по сравнению с начальной фазой работы нагревного стенда.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Итак, в обычных (невозмущенных) геофизических условиях в ходе космического эксперимента СУРА–WIND не обнаружена какая-либо определенная зависимость поведения основных энергетических (нормированная интенсивность) и статистических (текущий индекс мерцаний и частотный спектр исследуемого случайного процесса) характеристик принимаемого на борту КА WIND излучения от мощности зондирующего КВ сигнала стенда “Сура”.

Вообще говоря, этот результат не является неожиданным. Уже в первых экспериментах по воздействию мощным КВ радиоизлучением на ионосферу с просвечиванием искусственно возмущенной области УКВ сигналами ИСЗ было зарегистрировано отсутствие каких-либо ионосферных эффектов для диагностических радиоволн, когда частота излучения нагревного КВ стенда была выше критической частоты F_2 слоя ионосферы (см. [8, 9] и цитированную там литературу).

Отличительной особенностью эксперимента СУРА–WIND является то, что в ходе его исследовалось самосогласованное взаимодействие (самовоздействие) зондирующего КВ радиоизлучения с ионосферной плазмой, когда проходящая мощная КВ волна сама вносит возмущения в распределение электронной концентрации N_e ионосферы и испытывает изменения своих параметров за счет формируемого ею же неоднородного распределения N_e ионосферной плазмы [10, 11]. При этом существенным моментом является то обстоятельство, что во время эксперимента

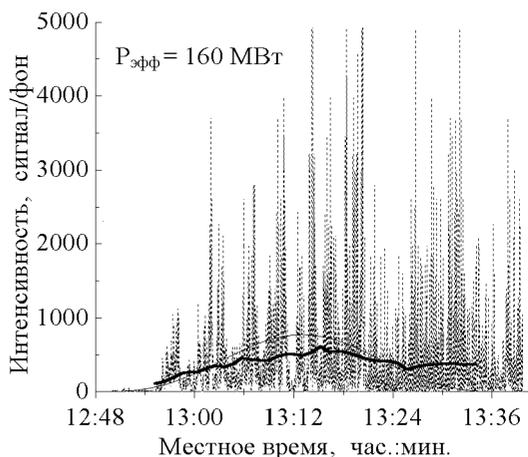


Рис. 5. Кривая прохождения 4 мая 1998 г. в условиях сильной возмущенности ионосферы ($R = 216 R_3$, $f_{0F_2} = 4,2$ МГц, $Z_W = 30^\circ$).

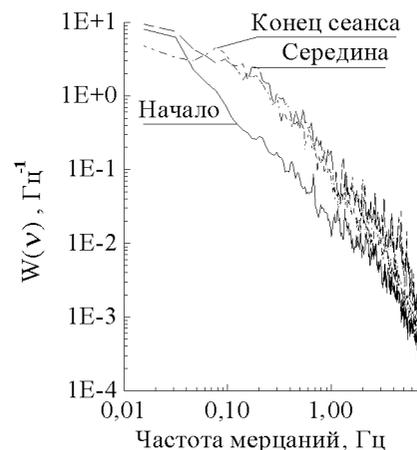


Рис. 6. Спектры флуктуаций сигнала 4 мая 1998 г. в условиях сильной возмущенности ионосферы.

СУРА—WIND были реализованы условия прямого распространения мощного КВ радиоизлучения (радиопросвечивания) через ионосферную плазму. Это позволило исключить многие усложняющие факторы, присущие случаю отражения мощных КВ сигналов от ионосферы [11, 12].

Согласно существующим теоретическим представлениям [11, 13, 14] при самовоздействии мощных КВ радиоволн в ионосфере должна развиваться самофокусировочная неустойчивость, которая приводит к возбуждению в ионосферной плазме неоднородностей электронной концентрации широкого спектра масштабов. Возникающие неоднородности концентрации, в свою очередь, должны вызывать довольно интенсивные флуктуации параметров проходящего через ионосферу излучения. В силу сложности физических процессов, происходящих при этом в ионосфере, соответствующие теоретические расчеты носят сугубо приближенный (скорее качественный, чем количественный) характер. В этих условиях особенно важны прямые экспериментальные исследования самовоздействия мощных КВ радиоволн в ионосфере. Фактически, во время эксперимента СУРА—WIND [5] впервые, наряду с экспериментом HAARP—WIND [15], были реализованы условия для исследования эффектов развития самофокусировочной неустойчивости в ионосфере с наиболее простой и наглядной диагностикой.

Существующие теоретические представления о явлении самофокусировочной неустойчивости в ионосфере базируются на решении соответствующих задач дифракции радиоволн в регулярной среде [10, 11, 14]. Вместе с тем, как известно, в верхней ионосфере практически всегда существуют неоднородности электронной концентрации типа перемещающихся волновых возмущений с размерами от десятков до сотен километров и развитая турбулентность с внешним масштабом от километра до десятков километров (см. [2]). Поэтому, строго говоря, необходимо оценить влияние этих неоднородностей на эффект самофокусировки мощных коротких радиоволн.

Исходным уравнением в теории самофокусировочной неустойчивости является параболическое уравнение для комплексной амплитуды $A(\vec{\rho}, z)$ мощной волны, распространяющейся вдоль оси z в слабонелинейной среде [2, 16, 17]:

$$2ik_0\sqrt{\varepsilon_0}\frac{\partial A}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 A + k_0^2\varepsilon_1(\vec{r})A + k_0^2\varepsilon_2|A|^2A = 0. \quad (1)$$

Здесь $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме, ω — круговая частота излучения, ε_0 , $\varepsilon_1(\vec{r})$ и $\varepsilon_2|A|^2$ — соответственно регулярная, случайная и нелинейная компоненты диэлектрической проницаемости среды, индекс “ \perp ” относится к поперечному к оси z координатному вектору $\vec{\rho}$. Для простоты

среду считаем в среднем однородной (ε_0 и ε_2 — постоянные), при этом уравнение (1) преобразуется к виду

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2k_0\sqrt{\varepsilon_0}} \nabla_{\perp}^2 A + i\alpha(\vec{r})A + i\beta|A|^2 A = 0, \quad (2)$$

где $\alpha(\vec{r}) = \frac{k_0}{2\sqrt{\varepsilon_0}} \varepsilon_1(\vec{r})$, $\beta = \frac{k_0 \varepsilon_2}{2\sqrt{\varepsilon_0}}$.

В случае слабых флуктуаций плоской волны, распространяющейся в нелинейной среде, решение уравнения (2) можно представить в виде

$$A(\vec{\rho}, z) = A_0(z) + \xi(\vec{\rho}, z),$$

где $A_0(z)$ — амплитуда невозмущенной волны, а флуктуационная амплитуда $\xi(\vec{\rho}, z)$ удовлетворяет неравенству $\sqrt{\xi^2} \ll |A_0(z)|$.

Для амплитуды невозмущенной волны имеем

$$\frac{\partial A_0(z)}{\partial z} = -i\beta|A_0(z)|^2 A_0(z), \quad A_0(z) = A_0 \exp(-i\beta|A_0|^2 z), \quad (3)$$

где A_0 — комплексная амплитуда волны, падающей на нелинейную случайно-неоднородную среду.

Для слабой флуктуационной амплитуды волны можно записать следующее уравнение (ср. [17])

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{i}{2k_0\sqrt{\varepsilon_0}} \nabla_{\perp}^2 \xi + i\alpha(\vec{r})[|A_0|e^{-i\beta|A_0|^2 z}] + i\beta|A_0|^2 [2\xi + \xi^* e^{-i2\beta|A_0|^2 z}] = 0, \quad (4)$$

где $\xi^*(\vec{\rho}, z)$ — комплексно-сопряженная флуктуационная амплитуда.

Строгое решение уравнения (4) с использованием соответствующей функции Грина довольно затруднительно. Однако можно получить приближенное решение этого уравнения. Для этого достаточно разделить трассу распространения радиоволн в ионосфере на N отдельных слоев и учесть влияние этих неоднородных слоев в рамках теории однократного рассеяния радиоволн. Соответствующее решение уравнения (4) сводится к сумме парциальных флуктуационных амплитуд отдельных случайных волн, порожденных случайными источниками отдельных неоднородных слоев. В конечном счете угловой спектр $G(\kappa, z)$ слабой флуктуационной интенсивности волны будет равен сумме угловых спектров парциальных флуктуационных интенсивностей случайных волн. С учетом [17]

$$G(\kappa, z) \simeq \sum_{m=1}^N \{1 + 2[\beta|A_0|^2 \Gamma(\kappa)]^2 \text{sh}^2[\Gamma(\kappa)z_m]\} G_{0m}(\kappa), \quad (5)$$

где $\Gamma(\kappa) = \frac{\kappa}{2k_0\sqrt{\varepsilon_0}} (\kappa_0^2 - \kappa^2)^{1/2}$, $\kappa_0^2 = 4\beta k_0 \sqrt{\varepsilon_0} |A_0|^2$, z_m — расстояние от m -го неоднородного слоя до точки наблюдения, $G_{0m}(\kappa)$ — угловой спектр интенсивности парциальной волны, порожденной случайным источником m -го неоднородного слоя среды.

Из соотношения (5) следует (см. также [16]), что распространяющаяся интенсивная плоская волна в сплошной случайно-неоднородной среде будет неустойчива по отношению к слабым пространственным возмущениям электронной концентрации, инициируемым слабыми неоднородностями среды.

Вместе с тем необходимо заметить, что в отличие от случая дифракции излучения в регулярной слаборелинейной среде [10, 11, 13, 14, 16, 17] при распространении мощной радиоволны в среде со случайными неоднородностями не происходит единого экспоненциального нарастания слабых возмущений в этой волне на некотором характерном масштабе $\Lambda_{\parallel} = \Gamma_{\max}^{-1} = (\beta|A_0|^2)^{-1}$ (ср. (5) и [13, 14, 16, 17]). В случае дифракции излучения в сплошной слаборелинейной и случайно-неоднородной среде вклад

отдельных парциальных слоев этой среды в увеличение спектральной интенсивности волны с характерным поперечным масштабом $l_{\perp} \simeq \frac{2\pi\sqrt{2}}{\kappa_0}$ неэквидистантен (ср. [17]). Наибольший вклад при прочих равных условиях дают наиболее удаленные от точки наблюдения парциальные слои, наименьший — близлежащие к этой точке слои (см.(5)). Поэтому эффективное расстояние $\Lambda_{\text{эфф}}$, на котором развивается самофокусирующая неустойчивость в среде со случайными неоднородностями, будет больше Λ_{\parallel} .

Величину $\Lambda_{\text{эфф}}$ можно определить следующим образом. Перепишем соотношение (5) для выделенной спектральной компоненты спектра $\kappa_{\text{max}} = \sqrt{2}\kappa_0$ в виде (ср.[17]):

$$G(\kappa_{\text{max}}, z) \simeq \sum_{m=1}^N [1 + 2 \operatorname{sh}^2(m \frac{l_{\perp}}{\Lambda_{\parallel}})] G_{0m}(\kappa_{\text{max}}). \quad (6)$$

Здесь величина z_m представлена в виде $z_m = ml_{\perp}$.

Из соотношения (6) следует, что в случае однородного распределения флуктуаций диэлектрической проницаемости среды ($G_{0m}(\kappa_{\text{max}}) \equiv G_0(\kappa_{\text{max}})$) спектр мощности исследуемого случайного процесса увеличивается приблизительно в ϵ раз на некотором расстоянии $\Lambda_{\text{эфф}} = N_{\text{эфф}} l_{\perp}$. При этом величина $N_{\text{эфф}}$ удовлетворяет уравнению

$$\sum_{m=1}^{N_{\text{эфф}}} \operatorname{sh}^2(m \frac{l_{\perp}}{\Lambda_{\parallel}}) \simeq N_{\text{эфф}}. \quad (7)$$

Учитывая, что $l_{\perp}/\Lambda_{\parallel} \ll 1$, уравнение (7) легко разрешается. В результате находим

$$N_{\text{эфф}} \simeq 2 \frac{\Lambda_{\parallel}}{l_{\perp}}. \quad (8)$$

Из (8) следует, что эффективное расстояние, на котором происходит заметное увеличение спектра мощности исследуемого случайного процесса, приближенно равно

$$\Lambda_{\text{эфф}} \simeq 2\Lambda_{\parallel}, \quad (9)$$

где в качестве оценки величины Λ_{\parallel} следует взять соответствующее значение обратного инкремента самофокусирующей неустойчивости в магнитоактивной ионосфере [14]:

$$\Lambda_{\parallel} \simeq \frac{\lambda}{2\pi} \left[\frac{2\pi}{\lambda} L_{\parallel} \frac{f}{f_p} \frac{E_p}{|E_0|} \right]^{2/3}. \quad (10)$$

Здесь $L_{\parallel} \simeq 30$ км — пространственный масштаб диффузии температуры в F_2 слое ионосферы вдоль направления магнитного поля Земли [14], E_p — плазменное поле в максимуме F_2 слоя, $E_p^2 = 3Tm\omega^2\delta/e^2$ [2, 10, 11], T — температура электронной компоненты, m и e — соответственно масса и заряд электрона, δ — средняя доля энергии, теряемая электроном при соударениях с молекулами, f/f_p — отношение рабочей частоты к плазменной частоте максимума F_2 слоя ионосферы, E_0 — амплитуда поля падающей волны.

В условиях эксперимента СУРА–WIND отношение интенсивностей поля падающей волны и плазменного поля изменялось в широких пределах от $2 \cdot 10^{-2}$ при синхронной работе всех 3-х модулей стенда до 10^{-6} при работе с минимальной мощностью излучения в боковой лепесток стенда “Сура” (дополнительное ослабление излучения около 13 дБ [5]). При оценках величины E_0^2/E_p^2 принимались значения плазменного поля $E_p \simeq 2$ В/м [10, 11, 14] и ослабления радиоволн в D слое ионосферы $\Gamma \simeq 3$ дБ [2]. При этом величина $\Lambda_{\text{эфф}}$ (см. (9), (10)) для дневных условий варьировалась от $\Lambda_{\text{эфф}} \simeq 30$ км до $\Lambda_{\text{эфф}} \simeq 600$ км и более.

Таким образом, эффективное расстояние, на котором могла бы развиваться самофокусирующая неустойчивость КВ радиоволн в верхней ионосфере во время эксперимента СУРА–WIND, как правило, была больше характерного масштаба H однородной атмосферы на высотах F_2 области ионосферы, приблизительно равного 30 км [2]. Другими словами, в условиях эксперимента СУРА–WIND заметная самофокусирующая неустойчивость коротких радиоволн за счет слабых мелкомасштабных возмущений при дифракции этих волн в случайно-неоднородной ионосфере была практически невозможна.

Этот вывод справедлив и при работе нагревного стенда с максимальной мощностью $P_{\text{эфф}} \simeq 160$ МВт. Дело в том, что в этом случае указанная выше оценка величины $\Lambda_{\text{эфф}} \simeq 30$ км не достаточно корректна, поскольку она не учитывает явление нелинейной дефокусировки мощного излучения в E слое ионосферы. При такой дефокусировке происходит уширение основного лепестка диаграммы направленности наземного излучателя, так что угол расходимости пучка радиоволн становится равным [10, 11]

$$\vartheta \simeq \sqrt{\vartheta_0^2 + 2 \frac{f_{0E}^2}{f^2} \left(\frac{\Delta N}{N} \right)_{\text{нел}}}, \quad (11)$$

где ϑ_0 — угол расходимости пучка на входе в E слой ионосферы, f_{0E} — критическая частота E слоя, $(\Delta N/N)_{\text{нел}}$ — нелинейное изменение электронной концентрации в E слое, вызываемое мощной радиоволной.

Соответствующее ослабление интенсивности проходящего излучения [10, 11]:

$$F_{\text{нел}} \simeq \frac{\vartheta_0^2}{\vartheta^2}. \quad (12)$$

В условиях эксперимента СУРА–WIND ($\vartheta_0^2 \simeq 5 \cdot 10^{-2}$, $f_{0E}^2/f^2 \simeq 2,5 \cdot 10^{-2}$) при работе стенда на максимальной мощности ($P_{\text{эфф}} \simeq 160$ МВт), когда нелинейное изменение электронной концентрации в E слое составляет $(\Delta N/N)_{\text{нел}} \simeq 10^{-1}$ [17], из (11) и (12) находим соответственно $\vartheta \simeq 1,7\vartheta_0$ и $F_{\text{нел}} \simeq 0,33$.

Таким образом, при работе стенда “Сура” на максимальной мощности, вообще говоря, должно было наблюдаться (см. п. 2) уширение основного лепестка диаграммы направленности стенда примерно на 70% и соответствующее дополнительное ослабление принимаемого излучения в направлении максимума этой диаграммы $\Gamma_{\text{нел}} \simeq$ минус 5 дБ.* При этом уточненное значение величины эффективного расстояния $\Lambda_{\text{эфф}}$, на котором могла бы развиваться самофокусирующая неустойчивость КВ радиоволн в верхней ионосфере, будет равно (см. (9), (10)) $\Lambda_{\text{эфф}} \simeq 45$ км, что заметно больше характерного масштаба однородной атмосферы на высотах F_2 слоя ионосферы $H \simeq 30$ км. Так что и при работе нагревного стенда “Сура” с максимальной мощностью в условиях эксперимента СУРА–WIND развитие заметной самофокусирующей неустойчивости коротких радиоволн за счет слабых мелкомасштабных возмущений при дифракции этих волн в случайно-неоднородной ионосфере было практически невозможно.

Но необходимо иметь в виду, что последний вывод справедлив для обычных (невозмущенных) геофизических условий радарных наблюдений СУРА–WIND. В условиях сильных ионосферных возмущений характерный масштаб однородной атмосферы на высотах F_2 слоя ионосферы может многократно превышать свое стандартное, невозмущенное значение $H \simeq 30$ км [1, 2] и характерное эффективное расстояние $\Lambda_{\text{эфф}} \simeq 45$ км, на котором может развиваться самофокусирующая неустойчивость КВ радиоволн в верхней ионосфере во время эксперимента СУРА–WIND при синфазной работе всех 3-х

*В то же время при работе одного модуля стенда “Сура” на максимальной мощности ($P_{\text{эфф}} \simeq 19$ МВт) должно наблюдаться уширение основного лепестка диаграммы направленности приблизительно на 10% и дополнительное ослабление излучения $\Gamma_{\text{нел}} \simeq$ минус 0,1 дБ (см. (11), (12) с учетом $(\Delta N/N)_{\text{нел}} \simeq 2 \cdot 10^{-2}$ [18]).

передатчиков нагревного стенда. При этом должно наблюдаться увеличение спектральной интенсивности флуктуаций принимаемого сигнала в области частот (см. (5))

$$\nu \simeq \frac{v}{l_{\perp}} \simeq \frac{v}{\lambda} \left(\frac{f_p}{f} \frac{E_0}{E_p} \right).$$

В нашем случае $E_0/E_p \simeq 10^{-1}$, $\lambda \simeq 30$ м, $v \simeq 200$ м/с [1, 2], поэтому $\nu \simeq 0,3$ Гц. Эта оценка находится в хорошем соответствии с результатами измерений спектра флуктуаций принимаемого сигнала во время сеанса наблюдений в возмущенных геофизических условиях 04.05.98 г. (см. п. 2).

Несколько иначе обстоит дело с взаимодействием мощного КВ радиоизлучения с крупномасштабными неоднородностями ионосферы ($l \simeq 1 \div 10$ км). Эти неоднородности вызывают, вообще говоря, сильные флуктуации проходящего через них КВ излучения [2, 19]. При этом приведенная выше методика расчетов спектральной интенсивности принимаемого излучения и классический анализ неустойчивости мощной плоской волны [16, 17] уже несправедливы.

Здесь более корректным является прямое геометрическое решение уравнения (2) (ср. (3))

$$A \simeq A_0 \cdot \exp[-i\beta I_0 z - i\varphi(x, y, z)], \quad (13)$$

где $\varphi(x, y, z) \simeq \int_0^z \alpha(x, y, z') dz'$ — фазовое возмущение, вносимое в проходящую волну крупномасштабными неоднородностями среды, I_0 — интенсивность падающей волны.

При этом естественные крупномасштабные неоднородности ионосферной плазмы не вносят сколь-нибудь заметных амплитудных искажений в проходящее КВ излучение внутри самого ионосферного слоя ($z \lesssim H$), но могут вызывать их на некотором расстоянии от этого слоя в силу фокусирующих свойств этих неоднородностей [3, 19]. Наблюдавшиеся резко выраженные фокусировки КВ излучения во время эксперимента СУРА–WIND были связаны, очевидно, с влиянием таких крупномасштабных линзообразных неоднородностей ионосферы [3]. При этом флуктуационные свойства неоднородностей, естественно, не должны были зависеть от режима работы нагревного стенда.

Величину фокусировки $I_{\text{ф}}$ интенсивности КВ излучения, прошедшего через крупномасштабную изолированную неоднородность с продольным размером $L_{\text{н}} \simeq 30$ км, относительной флуктуацией электронной концентрации $\Delta N/N \simeq 10^{-2}$ и параметром $f_p/f \simeq 0,5$ [2, 3], легко оценить по формуле [19]

$$I_{\text{ф}} \simeq \sqrt{2\varphi_0} \simeq \sqrt{\frac{2\pi}{\Lambda} \left(\frac{f_p}{f} \right)^2 \frac{\Delta N}{N} L_{\text{н}}} \simeq 4. \quad (14)$$

При этом характерный поперечный размер a такой линзообразной ионосферной неоднородности находится из известной высоты фокусировки [19]

$$z_{\text{ф}} \simeq \frac{ka^2}{2\varphi_0} \simeq 300 \text{ км}, \quad (15)$$

откуда $a \simeq 5$ км.

Полученное значение величины $I_{\text{ф}} \simeq 6$ дБ соответствует типичным значениям ионосферной фокусировки КВ излучения в эксперименте СУРА–WIND. Но иногда наблюдались и более сильные фокусировки $I_{\text{ф}} \gtrsim 10$ дБ. Это, по-видимому, было связано с влиянием более интенсивных крупномасштабных неоднородностей ионосферы типа перемещающихся волновых возмущений с величиной относительных флуктуаций электронной концентрации $\Delta N/N \simeq 10^{-1}$ [2].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в обычных (невозмущенных) геофизических условиях космического эксперимента СУРА–WIND не обнаружена какая-либо определенная зависимость поведения основных энергетических (нормированная интенсивность) и статистических (текущий индекс мерцаний и частотный спектр исследуемого случайного процесса) характеристик принимаемого на борту КА WIND излучения от мощности зондирующего КВ сигнала стенда “Сура”.

Сопоставление результатов эксперимента с современными представлениями о явлении самофокусировочной неустойчивости свидетельствует, что во время радиопросвечивания ионосферы короткими радиоволнами при отношении интенсивностей падающей волны и плазменного поля $E_0^2/E_p^2 \lesssim 10^{-2}$ самофокусировочная неустойчивость коротких радиоволн при взаимодействии их с ионосферной плазмой практически не развивается. При этом наблюдаемые эффекты, сопутствующие прохождению мощных коротких радиоволн через ионосферу, удовлетворительно объясняются в рамках общепринятых представлений о распространении радиоволн в ионосфере с развитой крупномасштабной и мелкомасштабной неоднородной структурой естественного происхождения. Исключение составляют эффекты уширения основного лепестка диаграммы направленности стенда и соответствующего уменьшения среднего уровня принимаемого излучения в направлении максимума диаграммы во время работы нагревного стенда с максимальной мощностью, которые объясняются нелинейной дефокусировкой проходящего КВ излучения в E слое ионосферы.

Вместе с тем во время космического эксперимента СУРА–WIND наблюдалось развитие заметной самофокусировочной неустойчивости коротких радиоволн в условиях сильных ионосферных возмущений естественного происхождения. Поэтому требуются дальнейшие, более детальные исследования нелинейных эффектов при радиопросвечивании ионосферы короткими радиоволнами во время геофизических возмущений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 96–02–18508) и фонда CRDF (грант № RPI–260).

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера — М.: Наука, 1972.
2. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. — М.: Наука, 1984.
3. Ерухимов Л. М., Рыжов В. А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1965. Т. 5. № 4. С. 693.
4. Токарев Ю. В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1996. Т. 39. № 8. С. 945.
5. Klooster C. G. M., Belov Yu. I., Tokarev Yu. V. et al. Preparing for the FUTURE, ESTEC, 1995. V. 5. № 4, 1.
6. Kaiser M. L. et al. // Geophys. Res. Lett. 1996. V. 23. P. 1287.
7. Bougeret J. L. et al. // Space Sci. Rev. 1995. V. 71. P. 231.
8. Bowhill S. A. // Radio Sci. 1974. V. 9. № 11. P. 975.
9. Ерухимов Л. М. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 12. С. 1814.
10. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.
11. Васьков В. В., Гуревич А. В. — В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме — Горький: изд-во ИПФАН, 1979. С. 81.
12. Radio Sci., 1974. V. 9. № 11, Special issue.
13. Литвак А. Г. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 9. С. 1433.
14. Абрамович Б. С. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 3. С. 329.
15. Rodriguez P. et al. // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 257.
16. Власов С. Н., Таланов В. И. Самофокусировка волн — Н. Новгород: изд-во. ИПФ РАН, 1997.

17. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику — М.: Наука, 1981.
18. Бойко Г. Н., Васьков В. В., Голян С. Ф., Гуревич А. В. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 8. С. 960.
19. Алимов В. А. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 7. С. 795.
20. Алимов В. А., Рахлин А. В., Выборнов Ф. И. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т. 40. № 11. С. 1323.

¹Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Н. Новгород, Россия,

²Goddard Space Flight Center,
NASA, USA,

³Naval Reserch Laboratory,
Washington DC

Поступила в редакцию
25 января 1999 г.

**SURA–WIND RADAR: STUDIES OF NONLINEAR EFFECTS USING VHF-WAVE OCCULTATION OF THE
IONOSPHERE**

*Yu. V. Tokarev¹, V. A. Alimov¹, Yu. I. Belov¹, G. N. Boiko¹, G. P. Komrakov¹, N. V. Muravyova¹,
A. V. Rakhlin¹, M. L. Kaiser², and P. Rodrigues³*

We present experimental results on reception of VHF signals of the transmitting facility “Sura” of Radiophysical Research Institute by NASA spacecraft WIND. The experiments were performed during daytime on summer seasons of 1997–1998. Dependence of power and spectral characteristics of the VHF radio waves on power of the sounding radiation is analyzed. We find that, in wide range of effective power of the VHF radiation from about 40 kW to 160 MW, the phenomena observed in the radiation received onboard WIND (such as focusings, scintillations, or frequency deviations of signals) does not usually depend on the operation mode of the “Sura” facility. At the same time, broadening of the radiation pattern of the facility and decrease of mean level of the received signal by about 6 dB toward the direction of maximum of the radiation pattern were observed at the peak radiation power of the facility. The experimental results are compared with to-date ideas on effects of self-focusing instability and nonlinear defocusing of VHF radio waves in the ionospheric plasma.

УДК 533.951, 537.868

ВЛИЯНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ OVERSHOOT-ЭФФЕКТА В ЭВОЛЮЦИИ ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ.

ЧАСТЬ II. СТАДИЯ РЕЛАКСАЦИИ

*Е. Н. Сергеев¹, С. М. Грач¹, Г. П. Комраков¹, В. Л. Фролов¹,
П. Штуббе², Б. Тиде³, Т. Лейзер³, Т. Кароззи³*

Представлены результаты экспериментальных исследований эволюции диагностического искусственного радиоизлучения ионосферы (ДИРИ) при зондировании F -области ионосферы, возмущаемой с помощью мощного КВ радиоизлучения, в широком диапазоне частот нагревной и диагностической волн. Проведено исследование свойств overshoot-эффекта в эволюции излучения на стадии релаксации мелкомасштабных ионосферных неоднородностей. Показано, что усиление ДИРИ (обратный overshoot-эффект) является следствием релаксации аномального ослабления излучения при рассеянии на релаксирующих мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностях. Выявлено уменьшение характерных времен развития обратного overshoot-эффекта и возрастание его величины при уменьшении частоты волны накачки от 6 МГц до 4 МГц, а также при зондировании центральной части возмущенной области по сравнению с зондированием ее периферии. Наблюдаемые эффекты связываются с возрастанием интенсивности неоднородностей в области масштабов $l_{\perp} \sim 3 \div 10$ м.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] были рассмотрены динамические характеристики искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) на стадии развития мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН), возбуждаемых при воздействии на ионосферную плазму мощной волной накачки (ВН). Эти исследования выявили двойственную роль МИИН в генерации излучения, когда усиление интенсивности мелкомасштабных неоднородностей в процессе нагрева, а также в условиях роста мощности и уменьшения частоты ВН приводит к overshoot-эффекту в динамике развития ИРИ как проявлению аномального ослабления излучения при рассеянии на МИИН. Дополнительным источником информации о взаимосвязи эволюции ИРИ и МИИН могут служить эксперименты с использованием после непрерывного нагрева ионосферы режимов зондирования возмущенной области с помощью импульсной диагностической волны (ДВ) с большой скважностью $Q = T_{\text{и}}/\tau_{\text{и}}$ и малой средней мощностью излучения $\bar{P}_{\text{и}} = P_{\text{и}}/Q$. Здесь τ , $T_{\text{и}}$ — длительность и период повторения импульсов, P — мощность волны во время излучения импульса. Если \bar{P} не превышает пороговых мощностей срыва генерации МИИН $P_{\text{пор}} \lesssim 0,5 \div 2$ МВт [2], то диагностическая волна не приводит к поддержанию интенсивности релаксирующих мелкомасштабных неоднородностей. Как правило, параметры зондирования выбираются равными $P_{\text{и}} = P_{\text{э}} \simeq 10 \div 20$ МВт ($P_{\text{э}}$ — эффективная мощность излучения нагревного стенда), $\tau_{\text{и}} = 20$ мс и $T_{\text{и}} = 1$ с. Генерируемое диагностической волной излучение получило название диагностического искусственного радиоизлучения ионосферы (ДИРИ) [3, 4]. Измерения характеристик ДИРИ и сопоставление полученных данных с теоретическими моделями генерации излучения [5–8] и эмпирической моделью эволюции МИИН, построенной на основе результатов наблюдений ракурсного рассеяния радиоволн [9], позволяют исследовать свойства искусственной турбулентности ионосферы в центральной части возмущенной области на стадии релаксации мелкомасштабных неоднородностей [3, 4, 10].

Одним из способов диагностики искусственной турбулентности на различных высотах возмущенной области является воздействие на ионосферу на существенно различных частотах. Как правило, используются две волны, одна из которых играет роль диагностической, а другая — роль мощной волны накачки [4]. При этом области взаимодействия двух волн с ионосферной плазмой оказываются разнесенными по высоте и взаимное влияние высокочастотных плазменных волн, связанных с ДВ и ВН, оказывается несущественным. В то же время МИИН, вследствие их сильной вытянутости вдоль магнитного поля, протягиваются из области их возбуждения мощной ВН в область генерации диагностического излучения, обеспечивая таким образом возможность исследования влияния уже созданных неоднородностей на характеристики ДИРИ.

В данной работе, являющейся продолжением [1], приведены результаты исследований характеристик ИРИ и ДИРИ в области отрицательных отстроек от частоты ВН $\Delta f^- = f - f_0$ (спектральных компонент broad continuum (BC) и downshifted maximum (DM) [11]) как для случая перехода от непрерывного нагрева к импульсному зондированию (раздел 1.1), так и для случая разнесенного воздействия (раздел 1.2). Кроме того, в разделе 1.3 обсуждаются некоторые особенности динамики пагтов continuum (NC) — спектральной компоненты ИРИ с отстройками $\Delta f^- < \Delta f_{DM}^-$ [12]. Основное внимание в работе уделено природе прямого и обратного overshoot-эффектов в эволюции искусственного радиоизлучения. Прямой overshoot-эффект возникает на стадии развития МИИН и подробно описан в [1]. Обратный overshoot-эффект соответствует появлению временного максимума амплитуды ДИРИ на стадии релаксации МИИН. В работе на основе экспериментальных данных предложена обобщенная эмпирическая модель динамики излучения, включающая стадию непрерывного нагрева и диагностического зондирования, обсуждаются изменение свойств МИИН при различных параметрах воздействия и ионосферных условиях и влияние неоднородностей на динамические характеристики ИРИ и ДИРИ. Проведен анализ возможностей диагностики характеристик спектра МИИН по результатам измерений ДИРИ.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1.1. Эволюция диагностического ИРИ на стадии релаксации МИИН

На рис. 1а–1в и рис. 2а–2в приведены примеры осциллограмм ИРИ для нескольких отстроек и двух частот f ВН, 5752 кГц и 4595 кГц, в различное время суток. На этих рисунках эволюция излучения при непрерывном нагреве (на временах $t < t_0$, где t_0 — длительность нагрева) обусловлена процессом развития неоднородностей [1, 9], а изменение интенсивности ДИРИ от импульса к импульсу после выключения непрерывного нагрева (при $t > t_0$) отражает изменение условий генерации излучения в процессе релаксации спектра МИИН [3, 4]. Процесс формирования максимума излучения в режиме диагностического зондирования на стадии релаксации МИИН и эффекта аномального ослабления служит проявлением обратного overshoot-эффекта в динамике ДИРИ.

Обработка данных измерений для режима диагностического зондирования сводится к определению следующих параметров: времени достижения максимума ДИРИ τ_{Md} , характеризующего время релаксации депрессора излучения; характерного времени последующего спада интенсивности ДИРИ (это спадание носит, как правило, экспоненциальный характер), определяющего время τ_s^r релаксации источника, поддерживающего генерацию излучения; отношения интенсивности временного максимума ДИРИ к стационарному уровню излучения S_{Md}/S_{st} , характеризующего величину обратного overshoot-эффекта; отношения интенсивностей временных максимумов ИРИ и ДИРИ S_M/S_{Md} , определяющего соотношение прямого и обратного overshoot-эффектов; интенсивности источника S_s на момент выключения непрерывного нагрева.

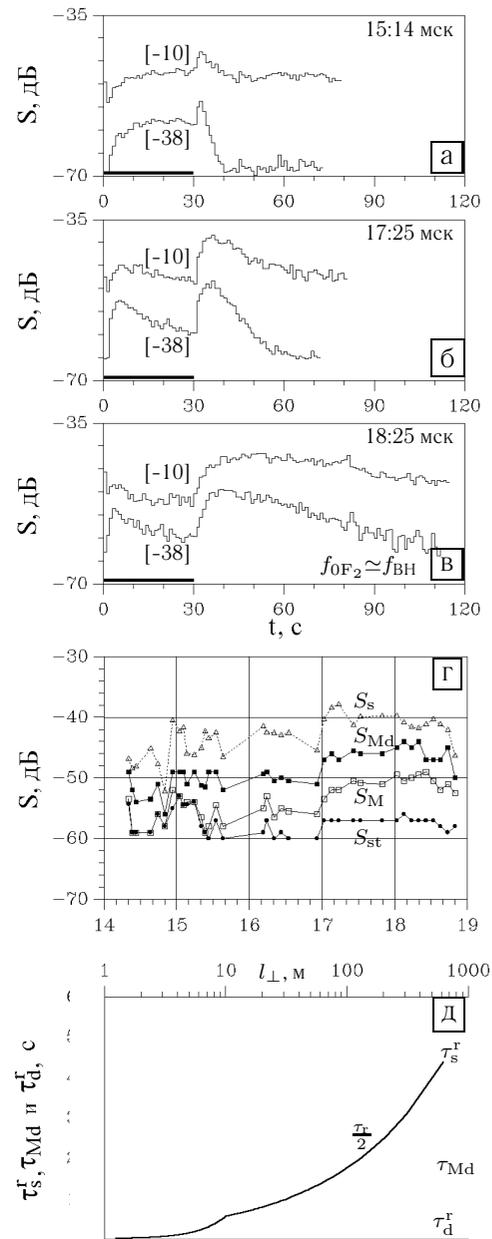
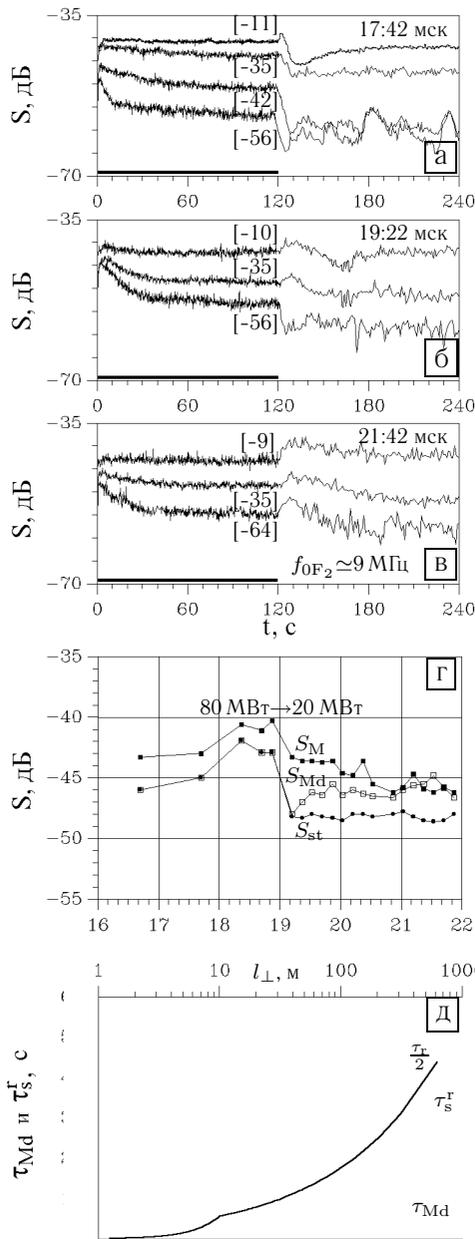


Рис. 1. Примеры осциллограмм эволюции излучения (панели а–в, значения отстроек в кГц указаны в квадратных скобках) и суточный ход характеристик ИРИ для $\Delta f^- = 35$ кГц (панели г–д). “Сура”, 25.04.91, $f = 5752$ кГц, $P_s = 80-20$ МВт, $t_0 = 120$ с

Рис. 2. Примеры осциллограмм эволюции излучения (панели а–в, значения отстроек в кГц указаны в квадратных скобках) и суточный ход характеристик ИРИ для $\Delta f^- = 28$ кГц (панели г–д). “Сура”, 01.04.96, $f = 4595$ кГц, $P_s = 15$ МВт, $t_0 = 30$ с

Для данных, представленных на рис. 1а–1в и рис. 2а–2в, характерным является уменьшение τ_s^r и величины S_{Md}/S_{st} с ростом отстройки Δf^- . При этом величина S_M/S_{Md} , определяющая соотношение прямого и обратного overshoot-эффектов, для $f = 5752$ кГц становится меньше единицы при $\Delta f^- \gtrsim 20 \div 30$ кГц, хотя для меньшей частоты $f = 4595$ кГц величина S_M/S_{Md} остается больше единицы для всех значений Δf^- . При измерениях в более позднее время суток наблюдается существенное возрастание характерных времен τ_{Md} и τ_s , а также величин прямого и обратного overshoot-эффектов.

Для более детального анализа рассмотрим эмпирическую модель динамики развития интенсивности излучения $S(t)$ как на стадии непрерывного нагрева ($t \leq t_0$, см. (2) в [1]), так и на стадии диагностического зондирования ($t \geq t_0$):

$$S(t) = S_s(t) \exp(-S_d(t)) = \begin{cases} S_s (1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}}) \exp(-S_d (1 - e^{-\frac{t}{\tau_d}})) & t \leq t_0, \\ S_s e^{-\frac{t-t_0}{\tau_s^r}} \exp(-S_d e^{-\frac{t-t_0}{\tau_d^r}}) & t \geq t_0, \end{cases} \quad (1)$$

$$S_d = \ln(S_s/S_{st}(t_0)).$$

Здесь τ_d и τ_s — характерные времена развития депрессора излучения и источника, поддерживающего генерацию излучения, а τ_d^r и τ_s^r — характерные времена релаксации депрессора и источника соответственно. В предлагаемой эмпирической модели эволюции излучения на стадии релаксации МИИН время достижения максимума ДИРИ τ_{Md} и интенсивность этого максимума S_{Md} определяются существованием экстремума функции (1), а величина обратного overshoot-эффекта S_{Md}/S_{st} в большой степени зависит от величины $\exp(S_d) = S_s/S_{st}$.

Поскольку спадание интенсивности ДИРИ после достижения максимума, как правило, имеет экспоненциальный характер, это дает возможность определить из экспериментальных данных значение характерного времени τ_s^r , а также путем аппроксимации оценить величину $S_s(t_0)$. Значение τ_d^r вычисляется с помощью (1) с использованием экспериментальной зависимости $S(t)$ при $t > t_0$:

$$\tau_d^r = \frac{t - t_0}{\ln(\ln(S_s/S_{st})) - \ln(\ln(S_s/S(t))) - (t - t_0)/\tau_s^r}. \quad (2)$$

При подобных расчетах следует, однако, иметь в виду, что в случае $\tau_d^r > \tau_s^r$ оценка для величины τ_s^r может оказаться завышенной, а для S_s , соответственно, заниженной, что приводит к неверной оценке τ_d^r в дальнейших расчетах. Поэтому при $\tau_d^r > \tau_s^r$ определение параметров модели проводилось путем их перебора в сопоставлении с данными эксперимента. На рис. 3 представлены результаты расчетов значений τ_{Md}/τ_d^r и S_{Md}/S_{st} , определяемых из условия $\partial S(t)/\partial t = 0$, в зависимости от параметров модели (1), в которых значение времени достижения максимума ДИРИ после выключения нагрева определяется выражением

$$\tau_{Md} = \tau_d^r \ln \left[\frac{\tau_s^r}{\tau_d^r} \ln \left(\frac{S_s}{S_{st}} \right) \right] \quad (3)$$

при $t_0 \gg \tau_s^r, \tau_d^r$.

Анализ выражения (1) и результатов расчетов, представленных на рис. 9 в работе [1] и рис. 3, показал, что отношение интенсивностей максимумов ИРИ и ДИРИ может служить определенного рода эмпирическим критерием соотношений времен τ_d и τ_s , τ_d^r и τ_s^r . Согласно (1) условие $S_M/S_{Md} \geq 1$ отвечает случаям $\tau_d/\tau_s \geq 1$, $\tau_d^r/\tau_s^r \geq 1$, и наоборот, условие $S_M/S_{Md} \leq 1$ отвечает случаям $\tau_d/\tau_s \leq 1$, $\tau_d^r/\tau_s^r \leq 1$. Более того, рост интенсивности ИРИ до стационарного уровня может носить монотонный характер при условии $\tau_d^r/\tau_s^r \ll 1$, равно как и характерный

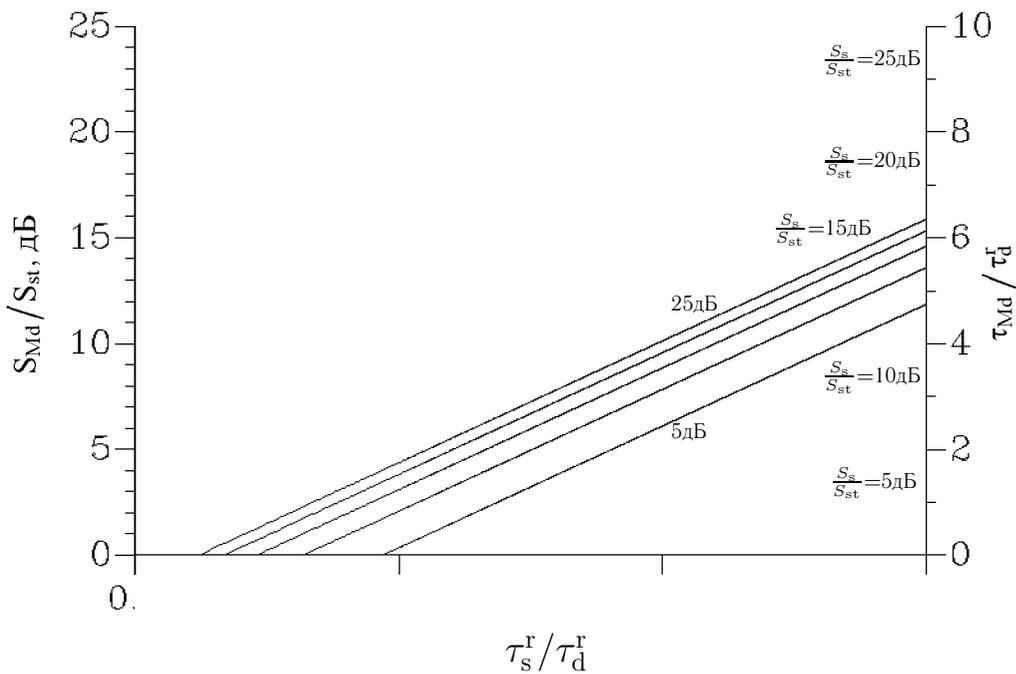


Рис. 3. Зависимости отношения времени достижения максимума ДИРИ τ_{Md} к времени релаксации депрессора τ_d^r (тонкие линии) и величины обратного overshoot-эффекта S_{Md}/S_{St} (толстые линии) от соотношения τ_s^r/τ_d^r , рассчитанные для эмпирической модели (1) при значениях S_s/S_{St} равных 5 дБ, 10 дБ, 15 дБ, 20 дБ и 25 дБ

временной максимум в эволюции ДИРИ может вообще отсутствовать при обратном отношении $\tau_d^r/\tau_s^r \gg 1$. Таким образом, отсутствие наблюдаемого прямого или обратного overshoot-эффекта в отдельно взятых измерениях эволюции ИРИ или ДИРИ не является критерием отсутствия депрессии излучения в возмущенной области ионосферы. Все рассмотренные выше особенности эволюции излучения, определяемые его эмпирической моделью (1), наблюдаются в эксперименте (см. рис. 1 и рис. 2).

Сопоставляя временные характеристики эволюции ДИРИ с данными измерений времен релаксации искусственных неоднородностей, получаемых в экспериментах по ракурсному рассеянию радиоволн, можно оценить характерные масштабы спектра МИИН, ответственные за генерацию и депрессию излучения на стадии релаксации неоднородностей. Согласно измерениям [9, 13, 14] зависимость для характерного времени релаксации τ_r интенсивности рассеянного сигнала $I_s = I_{st} \exp(-2t/\tau_r) \propto n_{\alpha_{\perp}}^2(t)$ от поперечного масштаба МИИН может быть определена как

$$\tau_r(\alpha_{\perp}) \propto \begin{cases} \alpha_{\perp}^{-2} & \text{при } \alpha_{\perp} \geq \alpha_{\perp}^*, \\ \alpha_{\perp}^{-0,5} & \text{при } \alpha_{\perp} \leq \alpha_{\perp}^*, \end{cases} \quad (4)$$

где $\tau_r(\alpha_{\perp}^*) \simeq 10$ с, $\alpha_{\perp}^* \simeq 2\pi/(7 \div 10) \text{ м}^{-1}$. Зависимость $\tau_r(l_{\perp})$, соответствующая (4), приведена на рис. 1д и рис. 2д.

Для данных, представленных на рис. 1а для $f = 5752$ кГц и отвечающих дневным условиям измерений, характерным является уменьшение времени релаксации источника τ_s^r от 6 с до 1 с с ростом величины отстройки от $\Delta f^- \simeq 10$ кГц до $\Delta f^- \simeq 60$ кГц, что соответствует уменьшению масштабов источника $l_{\perp s}$ от декаметровых до метровых размеров с возрастанием Δf^- (см. также [3, 15]). Напротив, для времени релаксации депрессора наблюдается возрастание их значений от $\tau_d^r < \tau_s^r$ для

$\Delta f^- \simeq 10$ кГц до $\tau_d^r \gg \tau_s^r$ для $\Delta f^- \simeq 60$ кГц, что определяется уменьшением отношения S_M/S_{Md} до значений много меньших единицы с ростом Δf^- и соответствует увеличению масштабов депрессора $l_{\perp d}$ от метровых в области ДМ до декаметровых размеров в области больших отрицательных отстроек. Случай $S_M/S_{Md} \simeq 1$, отвечающий равенству значений τ_d^r и τ_s^r , наблюдается в области отстроек $\Delta f^- \simeq 20 \div 30$ кГц. Подобное соотношение времен τ_d^r и τ_s^r для различных отстроек приводит к обратной зависимости величины S_{Md}/S_{st} от Δf^- по сравнению с зависимостью S_M/S_{st} от Δf^- при прямом overshoot-эффекте [1], т. е. максимальные значения величины обратного overshoot-эффекта наблюдаются в области малых отрицательных отстроек, составляя для ДМ $2 \div 4$ дБ.

В измерениях для более низкой частоты $f = 4595$ кГц, представленных на рис. 2 во всей области регистрируемых отстроек характерным является случай $S_M/S_{Md} < 1$, что, с одной стороны, отвечает случаю более интенсивного обратного overshoot-эффекта по сравнению с прямым overshoot-эффектом, а с другой стороны, соответствует уменьшению времен релаксации депрессора до значений $\tau_d^r < \tau_s^r$, ограничивая размеры депрессора излучения областью метровых масштабов МИИН.

В контексте рассматриваемой зависимости свойств искусственной ионосферной турбулентности от частоты ВН важным является обнаружение возрастания величины S_{Md}/S_{st} с уменьшением частоты ВН (данные на рис. 1 и рис. 2). В области ДМ зависимость величины обратного overshoot-эффекта от частоты ВН соответствует данным измерений зависимости величины прямого overshoot-эффекта от f , приведенной в [1] на рис. 7. При этом величина обратного overshoot-эффекта может значительно (на $5 \div 10$ дБ) превышать величину overshoot-эффекта, что характерно для меньших частот ВН. Еще более существенно в области ДМ возрастает величина S_s/S_{st} , что, с одной стороны, свидетельствует о росте интенсивности источника, поддерживающего генерацию излучения, а с другой — о повышении эффективной роли депрессора излучения с понижением частоты ВН.

Рост величины S_M/S_{st} вместе с ростом величины S_{Md}/S_M при уменьшении частоты ВН отвечает не только возрастанию депрессии излучения, но и уменьшению характерных времен релаксации депрессора τ_d^r и соответствующих им масштабов $l_{\perp d}$. Последнее служит дополнительным подтверждением результатов исследований свойств МИИН с помощью метода ракурсного рассеяния радиоволн, свидетельствующих об усилении интенсивности МИИН в области более мелких, метровых масштабов с уменьшением частоты ВН [1].

На рис. 1г и рис. 1д для $\Delta f^- = 35$ кГц и на рис. 2г и рис. 2д для $\Delta f^- = 28$ кГц приведены зависимости параметров, характеризующих эволюцию излучения, от времени суток для двух частот ВН*. Рост значений τ_s^r в $10 \div 20$ раз, наблюдаемый при $f = 5752$ кГц с переходом к более поздним вечерним измерениям, при $f = 4595$ кГц отмечается гораздо раньше, при $f \simeq f_{0F_2}$, где f_{0F_2} — критическая частота плазмы F_2 слоя ионосферы. Резкое возрастание характерных времен релаксации ДИРИ, наблюдаемое при переходе от дневных к вечерним измерениям (особенно при приближении частоты ВН к критической частоте F_2 слоя (см. рис. 1 и рис. 2)) и приводящее при оценке масштабов ионосферных неоднородностей, поддерживающих генерацию ДИРИ, к аномальному росту их величины вплоть до размеров в несколько сотен метров (см. (4)), анализировалось в целом ряде работ [4, 15, 16]. Обсуждение возможных механизмов, определяющих подобные суточные изменения характеристик ДИРИ, будет проведено в разделе 2.

1.2. Эволюция диагностического ИРИ в условиях дополнительного нагрева ионосферной плазмы

Эксперименты по использованию дополнительного нагрева ионосферы на частотах $f \neq f_{дв}$, где $f_{дв}$ — частота диагностической волны, дают возможность исследовать свойства overshoot-эффекта в

*Для $f = 5752$ кГц излучаемая мощность в 19:00 мск. была уменьшена в 4 раза, что несколько компенсировалось снижением регулярного поглощения в нижних слоях ионосферы при переходе к вечерним измерениям.

зависимости от пространственного положения области генерации МИИН. На рис. 4 приведены примеры осциллограмм для волн накачки, диагностических волн и искусственного радиоизлучения в области ВС для различных значений $\delta f = f - f_{ДВ}$.

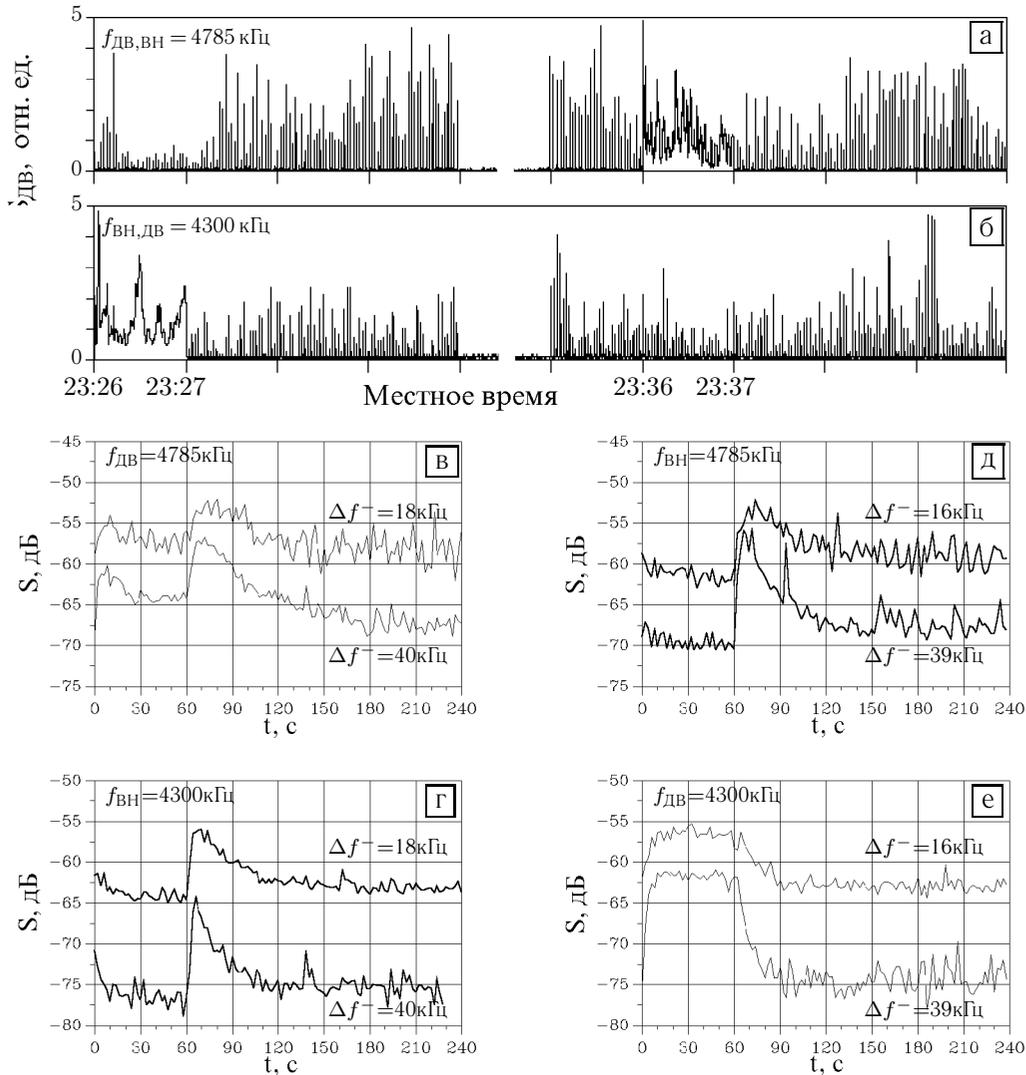


Рис. 4. Осциллограммы отраженного от ионосферы сигнала, излучаемого передатчиком 1 (панель а: $f = 4785$ кГц, $P_3 \approx 15$ МВт, зондирование [$\tau_n = 25$ мс, $T_n = 2$ с] и нагрев [$t_0 = 60$ с]) и передатчиком 2 (панель б: $f = 4300$ кГц, $P_3 \approx 10$ МВт, нагрев [$t_0 = 60$ с] и зондирование [$\tau_n = 25$ мс, $T_n = 2$ с]), а также динамика излучения в области ВС при использовании дополнительного нагрева с $\delta f = f - f_{ДВ} = 0$ кГц (панели г, д), $\delta f = -485$ кГц (панель в) и $\delta f = 485$ кГц (панель е). “Сура”, 17.06.94, 23:26–23:40

Для случая $\delta f = 0$, когда области генерации ДИРИ и МИИН пространственно совпадают, наблюдаются максимальные значения для величины overshoot-эффекта и, особенно, обратного overshoot-эффекта в исследуемой области отстроек (см. рис. 4г и 4д). Для случая $\delta f \neq 0$ разница высот для уровней отражения ВН и ДВ составляла 12 км. При диагностировании верхней части возмущенной области ($f_{ДВ} = 4785$ кГц, $\delta f = +485$ кГц, рис. 4в) депрессия излучения значительно уменьшается и прак-

тически полностью исчезает при зондировании нижней части возмущенной области ($f_{ДВ} = 4300$ кГц, $\delta f = -485$ кГц, рис. 4е).

Результаты более детальных измерений зависимости характеристик ДИРИ от величины расстройки $|\delta f| \lesssim 1000$ кГц (соответствующей разнице высот отражения ВН и ДВ $\Delta h \lesssim 20 \div 25$ км) для $f_{ДВ} = 5752$ кГц и $\Delta f^- = 42$ кГц представлены на рис. 5.

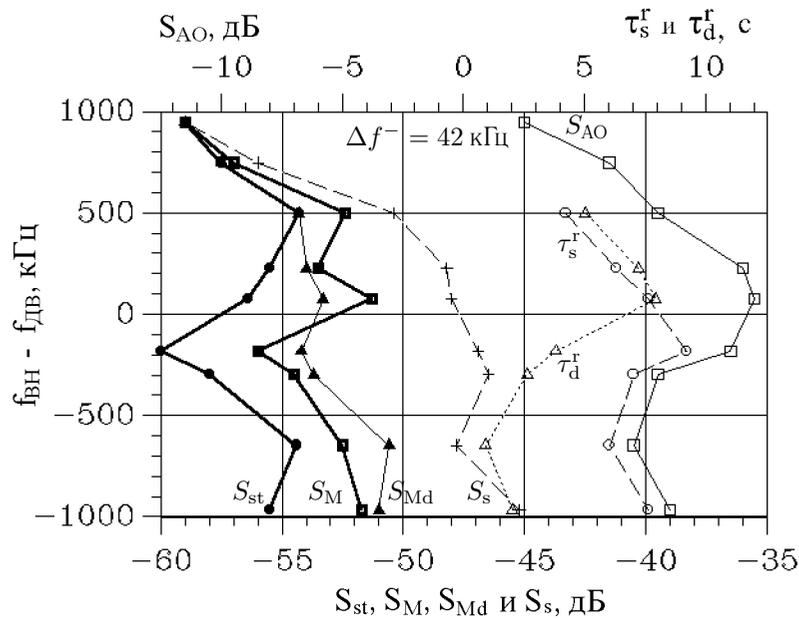


Рис. 5. Зависимость стационарной интенсивности ДИРИ (S_{st}), интенсивности временных максимумов излучения (S_M и S_{Md}) и источника, поддерживающего генерацию ДИРИ (S_s), а также величины аномального ослабления (S_{AO}) диагностической волны и характерных времен релаксации “источника” (τ_s^r) и “депрессора” (τ_d^r) от величины расстройки частоты ВН, используемой для дополнительного нагрева, от частоты диагностической волны. “Сура”, 24.09.91, 16:09–19:43. Параметры ВН: $f \approx 4785 \div 6750$ кГц, $P_3 \approx 80$ МВт, $t_0 = 120$ с. Параметры ДВ: $f_{ДВ} = 5752$ кГц, $P_i \approx 20$ МВт, $\tau_i = 20$ мс, $T_i = 1$ с.

Анализ приведенных на рис. 5 зависимостей позволяет сделать следующие выводы.

1. Максимальная депрессия излучения $\exp(S_d) = S_s/S_{st} \approx 13$ дБ наблюдается не в центре возмущенной области с $\delta f = 0$, а при $\delta f^* = -182$ кГц — в области, где уровень отражения для ВН близок уровню верхнегибридного резонанса для ДВ.

2. Максимальные времена релаксации источника ДИРИ $\tau_s^r \approx 9$ с (соответствующие масштабы $l_{\perp s} \approx 15 \div 20$ м) наблюдаются в центральной части возмущенной области.

3. Отношение S_M/S_{Md} , определяющее соотношение величин прямого и обратного overshoot-эффектов, изменяется от $S_M/S_{Md} > 1$ на $S_M/S_{Md} < 1$ при переходе от зондирования с $\delta f > \delta f^*$ к $\delta f < \delta f^*$, что отвечает уменьшению времен релаксации депрессора ДИРИ τ_d^r и соответствующему изменению масштабов $l_{\perp d}$ от $10 \div 15$ м до $3 \div 5$ м при переходе от зондирования нижней части возмущенной области к зондированию ее верхней части.

4. Вне центральной части возмущенной области наблюдается общая тенденция к возрастанию как интенсивности источника S_s , так и депрессии излучения S_s/S_{st} при изменении знака расстройки от $\delta f > 0$ до $\delta f < 0$, что в данных измерениях отвечает уменьшению частоты ВН и может быть проявлением уже не пространственной, а частотной зависимости характеристик ДИРИ и спектра МИИН от

значения f .

Отметим, что в измерениях с дополнительным нагревом для случая $\delta f \gtrsim 500$ кГц независимо от значения f в динамике ДИРИ не наблюдалось развития overshoot-эффектов (депрессии излучения) во всей области регистрируемых отстроек (см. рис. 4, рис. 5, а также [10]). Подобное поведение ДИРИ может определяться как уменьшением аномального ослабления излучения в связи с экспоненциальным спаданием интенсивности МИИН при удалении от центральной части области их возбуждения, так и с зависимостью продольного размера МИИН от их поперечного масштаба ($l_{\parallel} \propto l_{\perp}$) при $l_{\perp} \lesssim 2\pi l_{T_{\perp}}$, где $l_{T_{\perp}}$ — поперечная длина теплопроводности [17]. Последнее обстоятельство должно приводить к более быстрому спаданию с высотой интенсивности мелкомасштабной части спектра МИИН, ответственной за депрессию излучения в области генерации ДИРИ. Укручение формы спектра МИИН на периферии возмущенной области наблюдалось в экспериментах [18].

1.3. Особенности эволюции узкополосной компоненты излучения

Использование режимов диагностического зондирования при исследовании эволюции ИРИ в области отстроек $\Delta f^{-} < \Delta f_{DM}^{-}$, отвечающих узкополосной компоненте излучения (НС), дает возможность прояснить природу формирования излучения в области его минимальной интенсивности между частотами ВН и DM в стационарном спектре ИРИ. На рис. 6а приведены примеры осциллограмм излучения для двух отстроек в области DM и NS. Стрикционная составляющая узкополосной компоненты ИРИ, или NS_s [10, 12], генерируемая вблизи уровня отражения на первых миллисекундах воздействия в режиме диагностического зондирования ($t = -30 \div 0$ с), испытывает сильное аномальное ослабление с развитием интенсивных МИИН и монотонно восстанавливается по мере их релаксации ($t \simeq 180 \div 240$ с). Вместе с тем, для стационарного спектра ИРИ и при переходе в режим диагностического зондирования ($t \simeq 0 \div 160$ с) излучение в указанной области отстроек определяется “тепловой” составляющей узкополосной компоненты NS_t , которая обусловлена тепловой параметрической неустойчивостью. Достаточно четкое ее выделение по динамике развития излучения для $\Delta f^{-} \simeq 5 \div 6$ кГц оказалось возможным при малых мощностях воздействия [12]. На рис. 6б–6е приведен ряд осциллограмм излучения и динамический спектр ДИРИ для $f = 5752$ кГц, построенные по результатам измерений на стенде “Гиссар” [15]. Из приведенных данных видно, что в режиме зондирования на стадии релаксации МИИН главный спектральный максимум излучения смещается из области $\Delta f_{DM}^{-} \simeq 13$ кГц в область меньших отстроек, в эволюции которых наблюдается ярко выраженный обратный overshoot-эффект. Данные исследования позволяют сделать вывод, что не только “стрикционная”, но и “тепловая” составляющая узкополосной компоненты испытывает сильное аномальное ослабление при развитии интенсивных МИИН. При этом в отсутствие развития видимого overshoot-эффекта в области NS_t при непрерывном нагреве (исключая начальный overshoot-эффект для стрикционной компоненты NS_s на временах $t < 1$ с, [10]) может наблюдаться значительный обратный overshoot-эффект в режиме диагностического зондирования. Восстанавливаясь по мере релаксации неоднородностей, интенсивность “тепловой” составляющей узкополосной компоненты в некоторых случаях может даже превосходить интенсивность излучения в главном спектральном

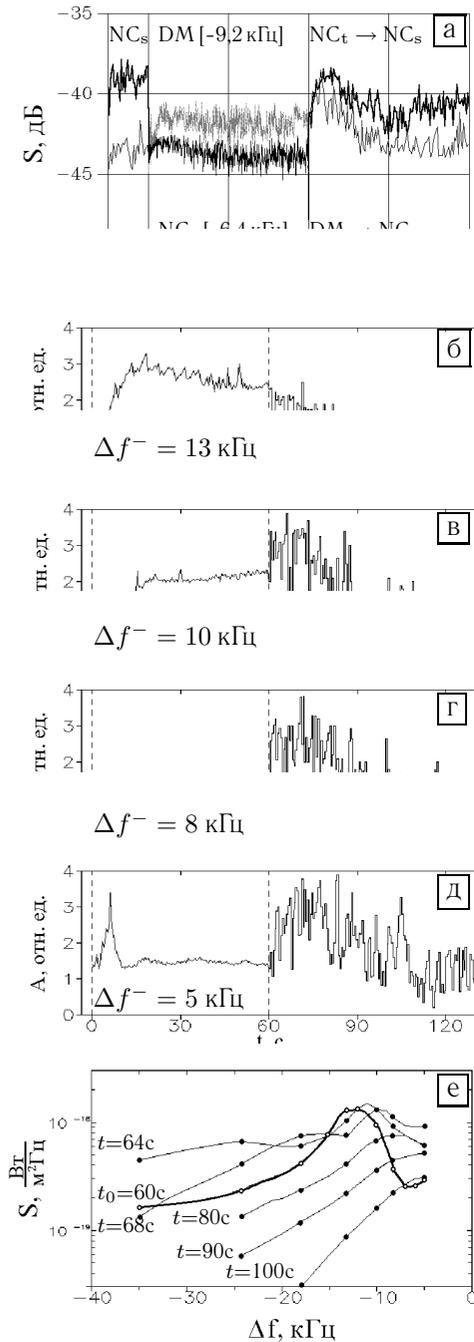


Рис. 6. Эволюция ИРИ в области NC ($\Delta f^- < \Delta f_{DM}^-$) и динамика спектров ИРИ в режиме диагностического зондирования (панель е) для $f = 5752$ кГц, (панель а: “Сура”, 24.04.91, 20:52, $P_s \simeq 20$ МВт, $t_0 = 120$ с, $\tau_n = 20$ мс, $T_n = 1$ с, $\Delta f_{NC}^- = 6,4$ кГц — толстая линия, $\Delta f_{DM}^- = 9,2$ кГц — тонкая линия; панели б–е: “Гиссар”, 31.03.87, 17:30 LT, $P_s \simeq 6$ МВт, $t_0 = 60$ с, $\tau_n = 20$ мс, $T_n = 0,5$ с)

максимуме. В таком случае наблюдаемый в области отстроек $\Delta f^- \simeq 5 \div 8$ кГц стационарного спектра ИРИ минимум излучения может быть связан не только с ослаблением здесь генерации излучения, определяемым формированием минимума в спектре плазменных волн в результате распадных процессов [19], но и с дополнительными механизмами поглощения, в частности, с обнаруженным возрастанием величины аномального ослабления пробных радиоволн вблизи частоты ВН с расстройкой частот, отвечающих области отстроек NC_t [20]. Следует отметить, что отношение интенсивностей $\frac{S_{DM}}{S_{NC_t}}$ (для минимальной интенсивности NC_t в области отстроек $\Delta f^- \simeq 5 \div 7$ кГц) зависит от частоты ВН как $(f)^{3 \div 4}$ ([21], см. также рис. 5 в [1]), что может быть одним из проявлений влияния на спектральные характеристики ИРИ рассмотренной выше зависимости интенсивности и формы спектра МИИН от частоты ВН. Таким образом, ДМ в спектре ИРИ оказывается выделенной компонентой, по сравнению с которой как ВС с $\Delta f_{BC}^- > \Delta f_{DM}^-$, так и NC_t с $\Delta f_{NC_t}^- < \Delta f_{DM}^-$ испытывают большее влияние со стороны спектра МИИН как источника депрессии излучения.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенные исследования динамических и спектральных характеристик ИРИ в широком диапазоне частот ВН и их сопоставление с данными наблюдений аномального ослабления и ракурсного рассеяния радиоволн свидетельствуют об определяющем влиянии МИИН на динамику излучения. Одним из характерных проявлений такого влияния является overshoot-эффект — появление временного максимума и последующее уменьшение интенсивности излучения в процессе роста интенсивности мелкомасштабных неоднородностей. В процессе уменьшения интенсивности МИИН на стадии их релаксации в динамике диагностического ИРИ наблюдается обратный overshoot-эффект — рост, а затем уменьшение интенсивности ИРИ. Величина overshoot-эффекта оказывается минимальной для ДМ — самой интенсивной компоненты

в спектре ИРИ — и возрастает с увеличением величины Δf^- в области ВС и с уменьшением Δf^- в области NC_t . Развитие overshoot-эффекта приводит, таким образом, к значительному уменьшению интенсивности и сужению ширины спектра ИРИ в стационарном состоянии по сравнению с фазой максимумов ИРИ и ДИРИ. Overshoot-эффекты в динамике ИРИ и ДИРИ появляются при достижении некоторых пороговых мощностей ВН (бóльших для меньших отстроек) и усиливаются при росте мощности ВН. При значительных отстройках ($\Delta f^- \gtrsim 70$ кГц) может наблюдаться даже уменьшение стационарной (но не максимальной) интенсивности ИРИ с ростом мощности ВН. При переходе от дневных к вечерним и ночным часам наблюдений отмечается заметное усиление overshoot-эффектов, а также увеличение времен релаксации ДИРИ. Перечисленные эффекты, в той или иной степени обсуждавшиеся ранее в [2, 4, 15, 21, 22], получили свое несомненное подтверждение в представленных данных.

Дополнительными аргументами в пользу определяющей роли МИИН в природе рассмотренных эффектов является корреляция величины overshoot-эффектов с величиной аномального ослабления, а также несомненное подобие динамики ИРИ и ДИРИ в экспериментах с дополнительным нагревом, где развитие ДИРИ определяется МИИН, возбуждаемыми волной накачки на достаточно большом удалении от области взаимодействия диагностической волны, ответственной за генерацию излучения, с ионосферной плазмой.

Одним из наиболее интересных, по нашему мнению, результатов работы, на котором внимание ранее не акцентировалось, является обнаружение взаимосвязи ряда явлений, наблюдаемых при уменьшении частоты ВН от 6 МГц до 4 МГц.

Во-первых, это заметное увеличение аномального ослабления пробных радиоволн (от 10 до 25 дБ по данным стенда Тромсе, см. рис. 7 в [1], а также [23, 24]), соответствующее росту интегральной интенсивности МИИН.

Во-вторых, это возрастание интенсивности трехметровых неоднородностей, определяющее уменьшение спектрального индекса МИИН в области метровых масштабов, по крайней мере, на единицу. Отметим, что результаты других исследований формы спектра МИИН, не принимающих во внимание ее зависимость от частоты ВН, обнаруживают значительные вариации величины спектрального индекса в интервале масштабов $l_{\perp} \simeq 1,9 \div 7$ м от $p \simeq 3$ [13, 18], до $p \simeq 1$ [25].

В-третьих, наблюдается усиление прямого и (более значительное) обратного overshoot-эффектов — величина $\exp(S_d)$ в области DM, характеризующая интенсивность депрессии излучения, увеличивается от приблизительно $3 \div 5$ дБ до $15 \div 20$ дБ.

Наконец, в-четвертых, имеет место уменьшение характерных времен релаксации депрессора ДИРИ, отвечающее возрастанию вклада метровых неоднородностей в ослабление излучения.

Модельное описание характеристик overshoot-эффектов с помощью формулы (1) и их сопоставление с эмпирической моделью эволюции спектра МИИН [9] позволяет судить о роли неоднородностей тех или иных масштабов в генерации и депрессии излучения при различных отстройках Δf^- . Такой анализ полученных данных приводит к следующим выводам.

При частотах ВН $f \simeq 6$ МГц на малых отстройках ($\Delta f^- \lesssim \Delta f_{DM}$) прямой overshoot-эффект оказывается слабым, тогда как обратный имеет заметную величину: $S_M \sim S_{st} < S_{Md}$. Характерные времена развития τ_s и релаксации τ_s^r эффективного источника S_s оказываются бóльшими, чем соответствующие времена развития и релаксации депрессора τ_d и τ_d^r . При значительных отстройках ($\Delta f^- \gtrsim 20 \div 40$ кГц) имеет место обратное неравенство ($S_M > S_{Md}$) и, кроме того, наблюдается заметное уменьшение времени релаксации источника τ_s^r .

При уменьшении f до приблизительно 4 МГц увеличение интегральной интенсивности МИИН за счет роста мелкомасштабной части спектра приводит к усилению как прямого, так и в большей степени обратного overshoot-эффектов: для всех отстроек $S_M < S_{Md}$, $\tau_s > \tau_d$, $\tau_s^r > \tau_d^r$, хотя при увеличении

Δf^- наблюдается некоторый рост отношения S_M/S_{Md} .

Эти факты указывают на то, что в области малых отстроек за генерацию излучения отвечают более крупные МИИН, чем за его депрессию. При больших отстройках роль мелкомасштабной части искусственных ионосферных неоднородностей в генерации излучения оказывается более существенной, наблюдается также относительное смещение депрессора в область крупных масштабов, более заметное при высоких частотах ВН. Понижение f приводит к росту интенсивности и уменьшению характерных масштабов неоднородностей, отвечающих за депрессию излучения.

Согласно существующим представлениям генерация МИИН при воздействии на F область ионосферы мощным КВ радиоизлучением связана с возбуждением тепловых неустойчивостей (тепловой параметрической [17] и резонансной [26]) в области верхнего гибридного резонанса волны накачки. При таких неустойчивостях МИИН образуются путем нагрева плазмы в суммарном поле электромагнитной и плазменной волн и вытеснения плазмы из прогретых областей вследствие процесса термодиффузии, а трансформация (рассеяние) в плазменные (верхнегибридные) волны на МИИН обуславливает аномальное ослабление электромагнитных волн. Формулы для спектральной интенсивности МИИН, полученные в [17, 26] качественно правильно описывают данные экспериментов. В этих работах, однако, не обнаружено какой-либо зависимости формы спектра МИИН от частоты волны накачки, в частности, увеличения вклада мелкомасштабной части при понижении частоты ВН. В то же время из результатов [17] следует, что интегральная интенсивность МИИН, как и величина аномального ослабления, уменьшается с ростом f , хотя и заметно медленнее, чем в эксперименте. Возможные причины уплощения спектра МИИН при уменьшении f в настоящее время не очевидны и требуют дальнейшего развития теории формирования спектра МИИН. Одной из таких причин может служить значительное увеличение эффективности возбуждения плазменных (ленгмюровских) волн в процессе стрикционных параметрических неустойчивостей (апериодической неустойчивости и индуцированного рассеяния на ионах) при понижении частоты накачки и возбуждение мелкомасштабных, метровых МИИН в результате самофокусировки плазменных волн. Действительно, согласно [2] пороговое поле таких неустойчивостей $E_n^{cnn} \propto f^{3/2}$, а поперечный масштаб МИИН, возникших в результате самофокусировки, может уменьшаться вплоть до $l_{\perp} \simeq 2$ м [27, 28]. Экспериментальные свидетельства возможности генерации МИИН с $l_{\perp} \simeq 3$ м уже на стадии развития стрикционной параметрической неустойчивости (на первых десятках миллисекунд воздействия), связанные с развитием аномального ослабления пробных волн, приведены в [29].

Механизм генерации ИРИ, связанный с трансформацией (рассеянием) плазменных (верхнегибридных) волн в электромагнитные волны на МИИН был предложен в [30]. При этом различный частотный спектр компонент ИРИ определяется различными механизмами нелинейного взаимодействия плазменных волн между собой (индуцированное рассеяние на ионах для ВС [30] и трехволновое взаимодействие верхне- и нижнегибридных волн для ДМ и 2DM [19]). Согласно такой модели плотность потока энергии ИРИ S_{ω} можно приближенно записать в виде

$$S_{\omega}(t) \propto \int_{\Omega} W_{\omega}(t) n_{\alpha\perp}^2(t) \exp(-G(t)) d\alpha_{\perp}, \quad (5)$$

где $n_{\alpha\perp}^2$ и W_{ω} — соответственно спектральная интенсивность МИИН и плотность энергии верхнегибридных волн, а величина $G \propto \int_{\Omega} n_{\alpha\perp}^2 d\alpha_{\perp}$ характеризует аномальное ослабление выходящего из ионосферы излучения при рассеянии на МИИН. Интеграл в формуле (5) берется по области "источника" излучения, в выражении для G — по области депрессора. В свою очередь, поскольку плазменные волны возникают при трансформации (рассеянии) ВН на МИИН, их плотность энергии определяется как $W_{\omega} \propto W n_{\alpha\perp}^2 \exp(-G(t))$, где G — аномальное ослабление ВН. МИИН, таким образом, выступают как в роли источника ($S_s(t)$ в (1)), так и в роли депрессора (множитель $\exp(S_d(t))$ в (1)) излучения. Возрастание величины overshoot-эффекта в силу различных причин — с увеличением от-

стройки в спектре ИРИ, мощности ВН, при переходе от дневных к ночным часам наблюдений, или же при уменьшении частоты ВН — служит, таким образом, признаком усиления механизмов, обеспечивающих преобладание депрессии излучения над его генерацией, и должно отвечать условию возрастания интегральной интенсивности МИИН и $G(t)$ — величины аномального ослабления радиоволн, которая в данном случае играет роль оптической толщины среды. Результаты численного моделирования компоненты ВС [5, 6], проведенного на основе модели двойной трансформации [30] и эмпирической модели эволюции спектра МИИН [9], качественно подтверждают предложенное объяснение overshoot-эффектов. Более подробное сопоставление представленных экспериментальных данных с результатами моделирования проведено нами в работе [31].

Отметим, однако, что усиление депрессии излучения при $\Delta f^- < \Delta f_{DM}^-$ (в области NC_t) имеет, по-видимому, другую природу и отвечает по своим характеристикам частотной зависимости величины аномального ослабления радиоизлучения в узкой области вблизи частоты ВН [20], хотя последнее утверждение нуждается в уточнении.

Следует также отметить, что в настоящее время большое внимание уделяется разработке теории возникновения когерентных структур — МИИН с захваченными верхнегибридными волнами. В работах [32–34] рассматривается параметрическая неустойчивость захваченных верхнегибридных мод относительно возбуждения нижнегибридных волн и верхнегибридных мод на сдвинутой частоте. Учет влияния захваченных мод на свойства ИРИ безусловно важен для детальной интерпретации данных эксперимента, особенно в области DM, однако в настоящее время степень развития теории еще не дает такой возможности.

Значительное (в $8 \div 80$ раз) увеличение характерных времен релаксации ДИРИ — депрессора τ_d^r и источника τ_s^r — при переходе от дневных к вечерним часам наблюдений (см. также [4, 15]) не может быть объяснено наблюдаемым возрастанием времен релаксации МИИН τ_r в $2 \div 4$ раза в области масштабов $l_{\perp} \lesssim l_{\perp}^* \simeq 10$ м в вечернее время [13, 35]. Для объяснения данного явления рассматриваются возможности поддержания МИИН диагностической волной за счет уменьшения поглощения энергии ВН в D и E областях ионосферы [4], приводящего к превышению средней мощности воздействия над порогами возбуждения и срыва генерации МИИН в условиях их вечернего уменьшения ($E_{пор} \propto T_e^{3/2}$ [17]), поддержания МИИН за счет нелинейной перекачки энергии низкочастотной турбулентности по спектру от крупных масштабов к мелким [36], а также усиление генерации мелкомасштабной турбулентности в F области ионосферы после захода Солнца, связанное, например, с усилением ионосферных токов при прохождении терминатора [16].

Наряду с указанными причинами важную роль в увеличении характерных времен эволюции ДИРИ может играть возрастание вертикальных размеров возмущенной области в вечернее время суток до $30 \div 40$ км, особенно при воздействии вблизи максимума слоя F_2 . О таком увеличении свидетельствуют, в частности, эксперименты с дополнительным нагревом ионосферы, разнесенным по частоте с диагностической волной. К аналогичному росту должно приводить и использование разнесенного нагрева ионосферы на нескольких частотах, когда объемы возмущенных областей могут перекрываться [4]. Вполне реальное в подобных условиях увеличение продольных размеров неоднородностей l_{\parallel} в $3 \div 10$ раз должно приводить к квадратичному росту времен их релаксации в $10 \div 100$ раз, по крайней мере для МИИН с $l_{\perp} > l_{\perp}^*$, релаксация которых определяется продольной амбиполярной диффузией с коэффициентом $D_{\parallel} = \frac{(T_e + T_i)}{M_i \nu_{in}} \simeq \frac{l_{\parallel}^2}{4\tau_r}$, где T_i , M_i , ν_{in} — соответственно температура, масса ионов и частота соударений ионов с нейтралами, имеет квадратичную зависимость от продольного масштаба и достаточно слабо зависит от поперечных размеров МИИН [13]. Такая ситуация (увеличение высоты возмущенной области и ее приближение к максимуму слоя F_2) имела место в экспериментах, представленных на рис. 2 для $f = 4595$ кГц, где прохождение критических частот слоя F_2 наблюдалось еще

до наступления захода Солнца на ионосферных высотах.

В заключение отметим, что исследования суточного хода временного поведения ДИРИ, в том числе с использованием схемы частотно-разнесенного нагрева, их сопоставление с эмпирическими моделями эволюции ИРИ (1) и МИИН [9] и модельными численными расчетами [5, 6, 31] могут дать существенную новую информацию о процессах переноса и характере возбуждения и релаксации искусственной и естественной турбулентности в верхней ионосфере.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 97–02–16397 и 99–02–16479) и INTAS (проект INTAS-RFBR 95–0434).

ЛИТЕРАТУРА

1. Сергеев Е. Н., Грач С. М., Комраков Г. П., Фролов В. Л., Штуббе П., Тиде Б., Лейзер Т., Кароззи Т. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1999. Т. 42. № 7. С. 619.
2. Ерухимов Л. М., Ковалев В. Я., Куракин Е. П., Марченко С. Ф., Рубцов Л. Н., Сергеев Е. Н., Фролов В. Л. // Геомагнетизм и аэрономия. 1987. Т. 27, № 5. С. 758.
3. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Разумов Д. В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1988. Т. 31, № 11. С. 1301.
4. Фролов В. Л., Бойко Г. Н., Метелев С. А., Сергеев Е. Н. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 6. С. 909.
5. Шварц М. М., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Фролов В. Л. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 5. С. 643.
6. Grach S. M., Shvarts M. M., Sergeev E. N., Frolov V. L. // J. Atm. Terr. Phys. 1998. V. 60, № 12. P. 1233.
7. Сергеев Е. Н., Бойко Г. Н., Фролов В. Л. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 6. С. 763.
8. Sergeev E. N., Frolov V. L., Grach S. M., Shvarts M. M. // Adv. Space Res. 1995. V. 15, № 12. P. 1263.
9. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Metelev S. A., Sergeev E. N. // J. Atm. Terr. Phys. 1997. V. 59, № 18. P. 2317.
10. Сергеев Е. Н., Фролов В. Л., Бойко Г. Н., Комраков Г. П. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1998. Т. 41, № 3. С. 313.
11. Leyser T. B., Thide B., Waldenvik M. et al. // J. Geophys. Res. 1993. V. A98, P. 17597.
12. Фролов В. Л., Комраков Г. П., Сергеев Е. Н., Тиде Б., Ванделвик Л., Веззелей Е. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 9. С. 1091.
13. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Мясников Е. Н., Митяков Н. А., Фролов В. Л. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1987. Т. 30, № 2. С. 208.
14. Беликович В. В., Ерухимов Л. М., Зюзин В. А. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1988. Т. 31, № 3. С. 251.
15. Ерухимов Л. М., Ковалев В. Я., Куракин Е. П. и др. Результаты экспериментальных исследований искусственной ионосферной турбулентности, полученные на нагревном стенде "Гиссар": Препринт НИРФИ № 290. Горький, 1989.
16. Kagan L. M., Frolov V. L. // J. Atm. Terr. Phys. 1996. V. 58, № 13. P. 1465.
17. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы. 1978. Т. 4, С. 1321.
18. Fialer P. A. // Radio Sci. 1974. V. 9, № 11. P. 923.
19. Shvarts M. M., Grach S. M. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 1997. V. 59, P. 2421.
20. Грач С. М., Комраков Г. П., Шварц М. М., Юрищев М. А. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1998. Т. 41, № 3. С. 352.

21. Сергеев Е. Н., Фролов В. Л. О структуре искусственного радиоизлучения ионосферной плазмы на частотах ниже частоты волны накачки: Препринт НИРФИ № 324. Н. Новгород, 1991.
22. Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М., Зюзин В. А. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1985. Т. 28, № 4. С. 395.
23. Stubbe P., Stocker A. J., Honary F. et al. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99, № A4. P. 6233.
24. Robinson T. R., Honary F., Stocker A. J. et al. // J. Atm. Terr. Phys. 1996. V. 58, № 1–4. P. 385.
25. Насыров А. М. Рассеяние радиоволн анизотропными ионосферными неоднородностями. — Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1991.
26. Васьков В. В., Гуревич А. В. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69, С. 176.
27. Васьков В. В., Гуревич А. В., Караштин А. Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21, № 6. С. 973.
28. Gurevich A. V., Karashtin A. N. // Phys. Lett. 1994. V. A195, P. 362.
29. Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М., Фролов В. Л. // Геомагнетизм и аэрономия. 1990. Т. 30, № 6. С. 998.
30. Грач С. М. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1985. Т. 28, № 6. С. 684.
31. Сергеев Е. Н., Грач С. М., Шварц М. М. Влияние мелкомасштабных неоднородностей на характеристики overshoot-эффекта в эволюции искусственного радиоизлучения ионосферы. Ч. 3. Результаты численного моделирования. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1999 (в печати).
32. Gurevich A. V., Carlson H., Lukyanov A. V., Zybin K. P. // Phys. Lett. 1997. V. A231, P. 97.
33. Istomin Ya. N., Leyser T. B. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5, P. 921.
34. Mjølhus E. // J. Plasma Phys. 1997. V. 58, P. 747.
35. Barry G. H. // Radio Sci. 1974. V. 9, № 11. P. 1025.
36. Hysell D. L., Kelley M. C., Yampolski Y. M., Beley V. S. et al. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101, № A12. P. 26981.

¹ Научно-исследовательский
радиофизический институт,
г. Н. Новгород, Россия,

² Max-Planck Institute für
Aeronomie, Katlenburg-Lindau,
Germany,

³ Institute of Space Physics,
Uppsala, Swiden

Поступила в редакцию
23 декабря 1998 г.

INFLUENCE OF SMALL-SCALE IRREGULARITIES ON CHARACTERISTICS OF THE OVERSHOOT EFFECT IN THE TEMPORAL EVOLUTION OF STIMULATED ELECTROMAGNETIC EMISSION. PART II. RELAXATION STAGE

*E. N. Sergeev*¹, *V. L. Frolov*¹, *S. M. Grach*¹, *G. P. Komrakov*¹, *P. Stubbe*², *B. Thide*³, *T. B. Leyser*³,
*T. Carozzi*³

We present the results of experimental studies of the evolution of diagnostic stimulated electromagnetic emission (DSEE), which is induced in the course of sounding of the ionospheric F -region modified by powerful radio emission, in a wideband range of diagnostic and pump-wave frequencies. Features of the overshoot phenomenon in the SEE evolution during the relaxation stage of artificial small-scale irregularities (ASSI) are analyzed. It is shown that an increase of the DSEE (inverse overshoot or undershoot) is determined by relaxation of the anomalous absorption of radiation in the course of scattering from decaying ASSI. It is found that typical growth time of the inverse overshoot decreases while its value increases if the pump-wave frequency decreases from 6 to 4 MHz. The same behavior of growth time and value of the inverse overshoot is observed in the case of sounding of the central part of the perturbed ionospheric volume, as compared to the sounding of its periphery. The observed dependences are related to an increase of the ASSI intensity in $l_{\perp} \sim 3 \div 10$ m striation scale length.

УДК 537.876.23

К ТЕОРИИ АНОМАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ

А. Г. Бронин¹, С. М. Грач², Г. А. Жбанков¹, Н. А. Заботин¹

В работе получены и численно исследованы точные выражения для аномального поглощения пробной обыкновенной волны вследствие трансформации в плазменные волны при вертикальном зондировании ионосферного слоя плазмы с заданным спектром неоднородностей. Исследован характер возможных приближений при расчете аномального поглощения и определены границы области их применимости.

ВВЕДЕНИЕ

Трансформация поперечных волн в плазменные играет важную роль во многих процессах, происходящих в ионосферной плазме, в частности, в процессе генерации мелкомасштабных неоднородностей при нагреве ионосферной плазмы в поле мощной радиоволны, и приводит к значительному аномальному поглощению волн обыкновенной поляризации в области верхнегибридного резонанса [1, 2].

Исследованию эффекта аномального поглощения посвящено значительное число публикаций. В частности, определение величины аномального поглощения обыкновенных волн проводилось путем усреднения уравнения переноса для интенсивности радиоволны по быстрым осцилляциям электронной плотности в рамках динамической теории [1, 3] либо в приближении случайных фаз [2, 4, 5]. В работах [6–9] для расчета аномального поглощения определялся тензор эффективной диэлектрической проницаемости случайно-неоднородной плазмы в резонансной области. В работе [10] использовалось кинетическое уравнение Больцмана для изотропной плазмы, а в работах [11, 12] содержится обобщение результатов [10] на случай магнитоактивной плазмы.

В настоящей работе развит подход к определению величины аномального поглощения, основанный на определении сечения трансформации обыкновенных волн в плазменные на базе общего метода расчета сечения рассеяния или трансформации волн в плазме [13]. Насколько известно авторам, в литературе отсутствует последовательное описание такой методики расчета величины аномального поглощения обыкновенных волн. Сечение трансформации использовалось для расчета величины аномального поглощения в работе [14], где оно было получено из решения уравнения переноса спектральной плотности энергии обыкновенной волны. Однако в [14] использовалось приближение холодной бесстолкновительной плазмы и квазипродольного распространения, что ограничивает применимость полученных результатов.

В разделе 1 настоящей работы приводятся исходные уравнения, используемые для определения величины аномального поглощения. В разделе 2 на основе этих уравнений определяется полная энергия рассеянного поля. В разделе 3 получены общие выражения для сечения трансформации и аномального поглощения, справедливые для случайно-неоднородной магнитоактивной плазмы с частотной и пространственной дисперсией. В разделе 4 в приближении холодной бесстолкновительной плазмы полученное выражение для аномального поглощения упрощается, в разделе 5 приведены результаты численного анализа полученных общих формул для различных частот обыкновенной волны и наклонений геомагнитного поля. В заключении дано краткое обсуждение результатов работы.

1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Будем полагать, что относительная величина неоднородности электронной концентрации плазмы мала:

$$\Delta N / \langle N \rangle \ll 1, \quad (1)$$

где $\Delta N(\vec{r}, t)$ — отклонение электронной плотности от среднего значения $\langle N \rangle$, причем $\langle \Delta N(\vec{r}, t) \rangle = 0$. Для случайного поля флуктуаций электронной плотности считаются известными спектр и структурная функция, дополнительные условия, такие как дельта-коррелированность случайного поля, не налагаются. Вектор напряженности электрического поля в среде удовлетворяет волновому уравнению

$$\text{rot rot } \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \hat{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}'; t, t') \vec{E}(\vec{r}', t') d^3 r' dt' = 0, \quad (2)$$

где ядро интегрального оператора диэлектрической проницаемости имеет следующую структуру:

$$\begin{aligned} \hat{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}'; t, t') &= \langle \hat{\varepsilon}(\vec{r} - \vec{r}'; t - t') \rangle + \frac{\partial \langle \hat{\varepsilon}(\vec{r} - \vec{r}'; t - t') \rangle}{\partial N} \Delta N = \\ &= \langle \hat{\varepsilon}(\vec{r} - \vec{r}'; t - t') \rangle + [\langle \hat{\varepsilon}(\vec{r} - \vec{r}'; t - t') \rangle - \hat{I}] \frac{\Delta N}{\langle N \rangle} = \\ &= \langle \hat{\varepsilon}(\vec{r} - \vec{r}'; t - t') \rangle + \delta \hat{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}'; t, t'), \end{aligned} \quad (3)$$

где \hat{I} — единичный диагональный тензор,

$$\langle \hat{\varepsilon}(\vec{\rho}, \tau) \rangle = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \langle \hat{\varepsilon}(\vec{k}, \omega) \rangle \exp(i\vec{k}\vec{\rho} - i\omega\tau) d^3 k d\omega,$$

$\vec{\rho} = \vec{r} - \vec{r}'$, $\tau = t - t'$, $\langle \hat{\varepsilon}(\vec{k}, \omega) \rangle$ — тензор диэлектрической проницаемости однородной плазмы, c — скорость света.

Усредняя уравнение (2) по ансамблю реализаций случайного поля неоднородностей и вычитая усредненное уравнение из исходного, получаем уравнение для рассеянной компоненты поля:

$$\text{rot rot } \vec{E}'(\vec{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \langle \hat{\varepsilon}(\vec{r} - \vec{r}'; t - t') \rangle \vec{E}'(\vec{r}', t') d^3 r' dt' = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{j}(\vec{r}, t), \quad (4)$$

где

$$j\vec{m}ath(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int \delta \hat{\varepsilon}(\vec{r}, \vec{r}'; t, t') \langle \vec{E}(\vec{r}', t') \rangle d^3 r' dt'. \quad (5)$$

При получении выражений (4) и (5) использовалось приближение однократного рассеяния. Основанием для этого является то обстоятельство, что эффективность рассеяния обыкновенных волн в плазме обычно значительно выше эффективности обратного процесса, и, следовательно, эволюция рассеянной компоненты (плазменных волн) не влияет на то, какая часть энергии регулярной составляющей поля волны переходит в энергию случайной составляющей.

Полагая падающую на плазму волну плоской $\langle \vec{E}(\vec{r}, t) \rangle = \vec{E}_0 e^{i\vec{k}_0 \vec{r} - i\omega_0 t}$ и производя преобразование Фурье по координатам и времени в (4)–(5), получаем

$$\vec{j}(\vec{k}, \omega) = \frac{\omega}{4\pi i} \hat{\Pi}(\omega) \frac{\Delta N}{\langle N \rangle} (\vec{k} - \vec{k}_0; \omega - \omega_0) \vec{E}_0, \quad \vec{E}'(\vec{k}, \omega) = -\frac{4\pi i}{\omega} \frac{\hat{\lambda}(\vec{k}, \omega)}{\Lambda(\vec{k}, \omega)} \vec{j}(\vec{k}, \omega), \quad (6)$$

где $\hat{\Pi}(\omega) = \langle \hat{\varepsilon}(\omega) \rangle - \hat{I}$, $\Lambda(\vec{k}, \omega) = \det ||\Lambda_{ij}(\vec{k}, \omega)||$, $\Lambda_{ij}(\vec{k}, \omega) = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} \left(\frac{k_i k_j}{k^2} - \delta_{ij} \right) + \varepsilon_{ij}(\vec{k}, \omega)$ — дисперсионный тензор, $\lambda_{ij}(\vec{k}, \omega)$ — матрица алгебраических дополнений к дисперсионному тензору, δ_{ij} — символ Кронекера.

2. ЭНЕРГИЯ РАССЕЯННОГО ПОЛЯ

Уравнение (4) можно рассматривать как уравнение для поля \vec{E}' , создаваемого в плазме током с плотностью \vec{j} . Полная энергия поля при этом равна

$$P = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int \vec{j}^*(\vec{r}, t) \vec{E}'(\vec{r}, t) d^3r dt = -\frac{(2\pi)^4}{2} \operatorname{Re} \int \vec{j}^*(\vec{k}, \omega) \vec{E}'(\vec{k}, \omega) d^3k d\omega. \quad (7)$$

Подставляя в (7) выражения (6) для спектральной плотности тока и напряженности поля и усредняя величину по ансамблю реализаций случайного поля неоднородностей электронной концентрации, получаем

$$\langle P \rangle = \frac{VTE_0^2}{8\pi} \operatorname{Re} \int i\omega \frac{\hat{\Pi}^*(\omega) \vec{e}_0^*(\omega) \hat{\lambda}(\vec{k}, \omega) \hat{\Pi}(\omega) \vec{e}_0(\omega)}{\Lambda(\vec{k}, \omega)} \Phi_N(\vec{k} - \vec{k}_0, \omega - \omega_0) d^3k d\omega, \quad (8)$$

где \vec{e}_0 — единичный вектор поляризации падающей волны, $\Phi_N(\vec{k}, \omega)$ — пространственно-частотный спектр случайных неоднородностей, V и T — объем плазмы и время ее взаимодействия с полем электромагнитной волны. Полагая, что в среде имеется бесконечно малое поглощение, для полной энергии рассеянного поля окончательно получим

$$\langle P \rangle = \frac{VTE_0^2}{8} \int \hat{\Pi}^* \vec{e}_0^* \hat{\lambda} \hat{\Pi} \vec{e}_0 \Phi_N(\vec{k} - \vec{k}_0, \omega - \omega_0) \omega \delta(\Lambda) d^3k d\omega, \quad (9)$$

где δ — дельта-функция Дирака.

3. ВЕЛИЧИНА АНОМАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Полное сечение рассеяния (трансформации) σ_0 определяется как отношение средней мощности, рассеиваемой в единице объема, к модулю полного потока энергии падающей волны \vec{S}_0 [13, 15]:

$$\sigma_0 = \frac{\langle P \rangle}{VT|\vec{S}_0|}, \quad |\vec{S}_0| = \frac{cn_0}{8\pi} E_0^2 \frac{|\vec{e}_0|^2 - |\vec{e}_0 \vec{k}_0|^2/k_0^2}{\cos \theta_g}, \quad (10)$$

где n_0 — показатель преломления падающей волны, θ_g — угол, образуемый вектором групповой скорости и волновым вектором падающей волны. Используя полученное в предыдущем разделе выражение для средней энергии рассеянного поля (9), получаем

$$\sigma_0 = \pi \int \frac{\omega}{c} \frac{\hat{\Pi}^* \vec{e}_0^* \hat{\lambda} \hat{\Pi} \vec{e}_0}{n_0 [|\vec{e}_0|^2 - |\vec{e}_0 \vec{k}_0|^2/k_0^2]} \Phi_N(\vec{k} - \vec{k}_0, \omega - \omega_0) \delta(\Lambda) \cos \theta_g d^3k d\omega. \quad (11)$$

Ослабление падающей волны вследствие перехода части ее энергии в рассеянную компоненту определяется интегрированием вдоль лучевой траектории полного сечения рассеяния [15]:

$$L = \int \sigma_0 ds.$$

Воспользовавшись соотношением $\cos \theta_g ds = dh$, где h — вертикальная координата, получаем

$$L = \pi \int_0^H \int \frac{\omega}{c} \frac{\hat{\Pi}^* \vec{e}_0^* \hat{\lambda} \hat{\Pi} \vec{e}_0}{n_0 [|\vec{e}_0|^2 - |\vec{e}_0 \vec{k}_0|^2/k_0^2]} \Phi_N(\vec{k} - \vec{k}_0, \omega - \omega_0) \delta(\Lambda) d^3k d\omega dh, \quad (12)$$

где H — полная высота рассеивающего слоя, нижняя граница которого расположена на высоте $h = 0$.

Выражение (12) носит общий характер, описывая полное ослабление среднего поля падающей волны как вследствие трансформации в волны другого типа, так и вследствие рассеяния в волны той же поляризации. Выбор конкретного механизма ослабления определяется выбором соответствующего корня дисперсионного уравнения $\Lambda = 0$ при снятии интегрирования с помощью дельта-функции. Ниже мы будем подразумевать, что используется корень, соответствующий трансформации обыкновенной волны в плазменную и, следовательно, $n_0 \equiv n_2$, $\vec{e}_0 \equiv \vec{e}_2$ (n_2 и \vec{e}_2 — соответственно показатель преломления и вектор поляризации обыкновенной волны).

Для дальнейшего анализа следует конкретизировать вид спектра случайных неоднородностей $\Phi_N(\vec{\kappa}, \omega)$. Известно, что как естественные, так и искусственные ионосферные неоднородности области F характеризуются сильной вытянутостью вдоль силовых линий магнитного поля Земли. Это позволяет использовать приближение бесконечно вытянутых неоднородностей и представить их спектр в виде

$$\Phi_N(\vec{\kappa}, \omega) = \Phi_{\perp}(\vec{\kappa}_{\perp})\delta(\omega)\delta(\kappa_{\parallel}), \quad (13)$$

где $\vec{\kappa}_{\perp}$, κ_{\parallel} — ортогональная и коллинеарная по отношению к вектору напряженности геомагнитного поля составляющие вектора $\vec{\kappa}$. В выражении (13) также учтено, что характерные времена изменения неоднородной структуры ионосферы, как правило, много больше периода колебаний волны, вследствие чего при определении аномального поглощения неоднородности можно считать стационарными. Подставляя спектр (13) в выражение (12) и частично снимая интегрирование с помощью соответствующих дельта-функций, окончательно получаем

$$L = \pi \frac{\omega}{c} \int_{|\vec{k}_{\perp}| \geq k_{\perp \min}} \frac{\hat{\Pi}^* \vec{e}_2^* \hat{\lambda}(\vec{k}_{\perp}, k_{2\parallel}) \hat{\Pi} \vec{e}_2}{n_2 [|\vec{e}_2|^2 - |\vec{e}_2 \vec{k}_2|^2 / k_2^2]} \Phi_{\perp}(\vec{k}_{\perp} - \vec{k}_{2\perp}) \left| \frac{\partial \Lambda}{\partial v} \right|_{v=v_*}^{-1} \frac{dh}{dv} d^2 k_{\perp}, \quad (14)$$

где $v = \omega_p^2 / \omega^2$, ω_p — электронная плазменная частота, v_* — соответствующий плазменным волнам корень уравнения $\Lambda(k_{\perp}, k_{2\parallel}, v_*) = 0$. Величина $k_{\perp \min}$ определяется путем анализа дисперсионных кривых плазменных волн в области, где происходит трансформация. Наименьшего значения волновой вектор плазменных волн достигает вблизи точки отражения обыкновенной волны, поэтому для определения $k_{\perp \min}$ можно воспользоваться уравнением $\Lambda(k_{\perp \min}, k_{2\parallel}, 1) = 0$.

4. АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПРИБЛИЖЕНИИ ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Выражение (14) может быть упрощено в пренебрежении тепловым движением электронов, т. е. в приближении холодной плазмы. В этом случае [13]

$$\delta(\Lambda) = \frac{1}{\text{Sp } \hat{\lambda}} \left\{ \frac{1}{|\vec{e}|^2 - |\vec{e} \vec{k}|^2 / k^2} [\delta(n^2 - n_1^2) + \delta(n^2 - n_2^2)] + \delta(A) \right\}, \quad (15)$$

где n_1 , n_2 — показатели преломления необыкновенной и обыкновенной волн, $A = \varepsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta$, ϑ — угол, образуемый волновым вектором плазменной волны с вектором напряженности магнитного поля Земли, $\varepsilon = 1 - v / (1 - u)$, $\eta = 1 - v$, $u = \omega_H^2 / \omega^2$, ω_H — электронная гирочастота. Возбуждению плазменных колебаний отвечает последнее слагаемое в (15) — трансформация обыкновенной волны происходит в области верхнегибридного резонанса, где выполняется условие $A = 0$. Отсюда находим $v_* = (1 - u) / (1 - u \cos^2 \vartheta)$, $\left| \frac{\partial \Lambda}{\partial v} \right|_{v=v_*} = \left| \frac{\partial A}{\partial v} \right|_{v=v_*} |\text{Sp } \hat{\lambda}| = \frac{1}{v_*} |\text{Sp } \hat{\lambda}|$. Учитывая, что в области прозрачности для холодной плазмы справедливо соотношение $\lambda_{ij} = e_i e_j^* \text{Sp } \hat{\lambda}$, причем единичный вектор

поляризации для продольных плазменных волн параллелен волновому вектору ($\vec{e} = \vec{k}/|\vec{k}|$), получаем выражение для величины аномального поглощения в холодной плазме:

$$L = \pi \frac{\omega}{c} \int_{|\vec{k}_\perp| \geq \frac{\omega}{c}} \frac{|\vec{k}(\langle \hat{\epsilon} \rangle - 1)\vec{e}_2|^2 v_*}{n_2 |\vec{k}|^2 \{ |\vec{e}_2|^2 - |\vec{e}_2 \vec{k}_2|^2 / |\vec{k}_2|^2 \}} \Phi_\perp(\vec{k}_\perp - \vec{k}_{2\perp}) \frac{dh}{dv} d^2 k_\perp, \tag{16}$$

где $\vec{k} = (\vec{k}_\perp, k_{2\parallel})$. Следует отметить, что условие $A = 0$ соответствует возбуждению электростатических плазменных колебаний. В реальных условиях при $\vec{k} \rightarrow 0$ на свойства плазменных волн существенное влияние оказывают электромагнитные поправки, пропорциональные ω/c (плазменная волна при $k \geq \omega/c$ представляет собой z -моду), а при больших k существенными становятся тепловые поправки, пропорциональные $1/d_e$, где d_e — дебаевский радиус [2]. Анализ точного дисперсионного уравнения для плазменных волн с учетом теплового движения приводит к оценке $k_{\perp \min} \approx \omega/c$. Это означает, что вклад в процесс трансформации дают неоднородности с характерными масштабами, не превышающими длины волны падающего излучения в вакууме.

Оценим величину различных факторов в подынтегральном выражении в (16). В резонансной области $v_* \simeq 1$, $\langle \hat{\epsilon} \rangle - \hat{I} \simeq -\hat{I}$, $k_\perp \gg k_{2\perp}$, вследствие поперечности обыкновенной волны $|\vec{e}_2|^2 - |\vec{e}_2 \vec{k}_2|^2 / k_2^2 \simeq |\vec{e}_2|^2$, $|\vec{k}(\langle \hat{\epsilon} \rangle - \hat{I})\vec{e}_2|^2 \simeq |\vec{e}_2 \vec{k}|^2$. Полагая приближенно $cn_2 \approx v_g$, где v_g — групповая скорость обыкновенной волны, и считая, что в области резонанса выполняются условия квазипродольного распространения, так что $|\vec{e}_2 \vec{k}|^2 / |\vec{e}_2|^2 |\vec{k}|^2 \approx 1/2$, а также учитывая двукратное прохождение слоя волной, для линейного слоя окончательно получим

$$L = \frac{\pi \omega}{v_g} \frac{dh}{dv} \Big|_{v=1-u} \int_{|\vec{k}_\perp| \geq \frac{\omega}{c}} \Phi_\perp(\vec{k}_\perp) d^2 k_\perp. \tag{17}$$

Выражение (17) для величины аномального поглощения обыкновенных волн аналогично выражению, полученному в работе [4].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА

Полученное в предыдущем разделе выражение для величины аномального поглощения является довольно грубым. Его точность ограничивается весьма приближенным учетом теплового движения частиц плазмы и поляризаций падающей и рассеянной волн. Более точно величина аномального поглощения с учетом как тепловых поправок, так и поправок, обусловленных непотенциальностью поля плазменных волн, может быть оценена при помощи выражений (14) или (16) с применением численных расчетов. При этом удобно перейти от интегрирования по $d^2 k_\perp$ к интегрированию по dv . Опуская громоздкие промежуточные выражения, приведем окончательный результат для величины аномального поглощения (с учетом двукратного прохождения слоя волной):

$$L = \pi H \left(\frac{\omega}{c} \right)^3 \int_{v_{\min}}^1 dv \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{n_3 |\vec{e}_3^*(\hat{\epsilon} - \hat{I})\vec{e}_2|^2}{n_2 Q_2 Q_3} \frac{\sin \vartheta_*}{\left| n_3 \sin \vartheta - \frac{\partial n_3}{\partial \vartheta} \right|_{\vartheta=\vartheta_*}} \Phi_\perp(\vec{k}_\perp), \tag{18}$$

где $\hat{\epsilon}(\omega, \vec{k}) = \hat{\epsilon}_0(\omega) + \beta^2(c^2 k^2 / \omega^2) \hat{\epsilon}_1(\omega)$ — тензор диэлектрической проницаемости плазмы с учетом тепловых поправок, $\hat{\epsilon}_0$ — тензор диэлектрической проницаемости холодной плазмы, тензор $\hat{\epsilon}_1$ связан с тепловыми поправками (его компоненты приведены, например, в [13]), $Q_2 = |\vec{e}_2|^2 - |\vec{e}_2 \vec{k}_2|^2 / k_2^2$, $Q_3 = |\vec{e}_3|^2 - |\vec{e}_3 \vec{k}_3|^2 / k_3^2 - \beta^2 \vec{e}_3^* \hat{\epsilon}_1 \vec{e}_3$, \vec{k}_2 , \vec{e}_2 и \vec{k}_3 , \vec{e}_3 — соответственно волновые векторы и векторы

поляризации обыкновенной и плазменной волн, $\vec{\kappa}_\perp = \vec{k}_{3\perp} - \vec{k}_{2\perp}$, n_2, n_3 — показатели преломления обыкновенной и плазменной волн, причем для показателя преломления плазменных волн можно воспользоваться выражением [13]

$$n_3^2 = \frac{A + \sqrt{A^2 + 4\beta^2 A_1 B}}{2A_1 \beta^2},$$

$$A_1 = v \left[3 \cos^4 \vartheta + \frac{6 - 3u + u^2}{(1 - u)^2} \cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta + \frac{3 \sin^4 \vartheta}{(1 - u)(1 - 4u)} \right],$$

$B = -\varepsilon\eta(1 + \cos^2 \vartheta) + (\varepsilon^2 - g^2) \sin^2 \vartheta$, $g = v\sqrt{u}/(1 - u)$, $\beta = v_{eT}/c$, v_{eT} — скорость теплового движения электронов, остальные величины определены в предыдущем разделе. В (18) подразумевается линейный профиль слоя ($H = |dh/dv|$), обобщение (18) на слой с профилем, отличным от линейного, очевидно.

В расчетах использовалась следующая модель спектра искусственных неоднородностей:

$$\Phi_\perp(\vec{\kappa}) = C_A (1 + \kappa_\perp^2 / \kappa_{0\perp}^2)^{-\mu/2},$$

где κ_\perp и κ_\parallel — ортогональная и параллельная силовым линиям магнитного поля составляющие волнового вектора неоднородностей $\vec{\kappa}$, $\kappa_{0\perp} = 2\pi/l_{0\perp}$, $l_{0\perp}$ — внешний масштаб спектра, нормировочная константа

$$C_A = \delta_R^2 \frac{\Gamma(\mu/2)}{2\pi\kappa_{0\perp}^2} \left[\Gamma\left(\frac{\mu-2}{2}\right) - 2 \left(\frac{R\kappa_{0\perp}}{2}\right)^{\frac{\mu-2}{2}} K_{\frac{\mu-2}{2}}(R\kappa_{0\perp}) \right]^{-1},$$

$\Gamma(x)$ — гамма-функция, $K_\beta(z)$ — модифицированная функция Бесселя второго рода (функция Макдональда), показатель спектра $\mu \geq 2$. Величина δ_R характеризует уровень неоднородностей $\Delta N/\langle N \rangle$ и математически она соответствует структурной функции случайного поля неоднородностей в масштабе R . Величина v_{\min} в (18) определяет нижнюю границу области, дающей вклад в аномальное поглощение. Определение этой величины обсуждается ниже.

В расчетах использовалась модель ионосферного слоя с линейным профилем электронной концентрации. Были приняты следующие параметры слоя: толщина слоя $H = 100$ км, гирочастота $\omega_H/2\pi = 1,35$ МГц. Нормировка спектра случайных неоднородностей производилась к масштабу $R = 50$ м, величина структурной функции для этого масштаба бралась $\delta_R \approx 10^{-2}$, что приблизительно соответствует параметрам спектра мелкомасштабной искусственной ионосферной турбулентности. Для учета тепловых поправок величина параметра β полагалась равной 10^{-3} (величина, характерная для области F ионосферы) [16]. Вычисление кратных интегралов производилось методом Коробова [17] с использованием 10^5 узлов кубатурной формулы.

В приближении холодной плазмы наибольший вклад в поглощение дает относительно узкий интервал вблизи $v = 1 - u$ (область верхнегибридного резонанса). При учете тепловых поправок плазменные волны могут распространяться ниже области верхнегибридного резонанса и интервал высот, дающий основной вклад в аномальное поглощение, определялся непосредственно при расчетах. На рис. 1 показано распределение вклада ΔL в величину аномального поглощения (величина $\Delta L = \sigma_0(dh/dv)\Delta v$, где σ_0 — полное сечение трансформации) в зависимости от величины v для частоты зондирования 6 МГц при гирочастоте 1,35 МГц и угле наклона вектора геомагнитного поля к вертикали 19° . Видно, что основной вклад в аномальное поглощение по-прежнему дает окрестность верхнегибридного резонанса $v = 1 - u$, а при определении аномального поглощения в целом можно ограничиться интервалом $v = [1 - 3u; 1]$. В целях повышения точности область интегрирования разбивалась на 3 участка ($v = [1 - 3u; 1 - u]$, $v = [1 - u; 1 - 0,95u]$ и $v = [1 - 0,95u; 1]$) и для каждого участка расчет вклада в величину аномального поглощения производился отдельно.

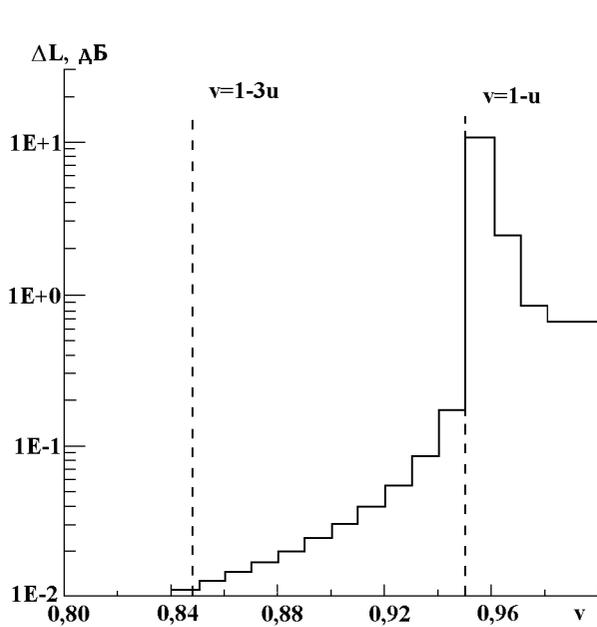


Рис. 1. Распределения вклада ΔL различных высотных областей плазменного слоя в величину аномального поглощения для частоты зондирования 6 МГц.

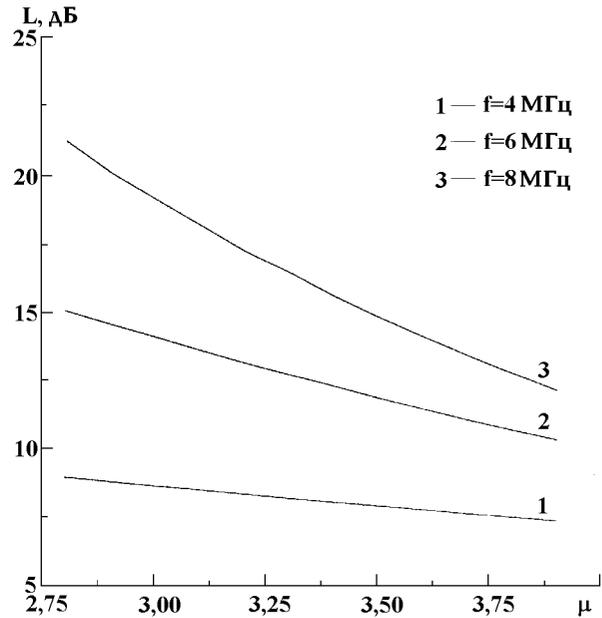


Рис. 2. Зависимость величины аномального поглощения от показателя спектра неоднородностей, вычисленная по приближенной формуле (17), для трех частот пробной волны.

Результаты расчетов представлены на рисунках. На рис. 2 изображена зависимость полной величины аномального поглощения от показателя степенного спектра неоднородностей при различных частотах зондирования, полученная по приближенной формуле (17). Зависимость аномального поглощения от наклона магнитного поля (широты места наблюдения) в этом случае практически отсутствует. Рост величины L при уменьшении показателя спектра μ здесь обусловлен увеличением интегральной интенсивности неоднородностей $\int \Phi(\vec{\kappa}_\perp) d^2 \kappa_\perp$ для выбранной нормировки (постоянный уровень неоднородностей при фиксированном масштабе). Отмечается также заметный рост L с увеличением частоты зондирования ω_0 .

Аналогичный расчет по точным формулам (рис. 3) демонстрирует наличие заметной широтной зависимости, причем, по мере приближения к экваториальной области (уменьшения угла θ) величина аномального поглощения существенно уменьшается. Зависимости величины аномального поглощения от угла наклона силовых линий магнитного поля при различных частотах зондирования ω_0 и показателе степенного спектра $\mu = 3$ приведены на рис. 4. Полученные зависимости качественно согласуются с результатами работы [12], полученными другим методом. Количественное сравнение с результатами работ [11, 12] затруднительно ввиду того, что в этих работах пространственный спектр мощности неоднородностей задавался неявно через экспериментально определяемое сечение обратного рассеяния излучения радара от области нагрева. Физически уменьшение аномального ослабления при увеличении угла наклона магнитного поля связано с зависимостью поляризации обыкновенной электромагнитной волны от θ [2, 5]. Действительно, согласно (17) сечение рассеяния зондирующей волны в плазменные на мелкомасштабных вытянутых неоднородностях определяется сверткой $|\vec{e}_3^*(\hat{\epsilon} - \hat{I})\vec{e}_2|^2$. Поскольку волновые векторы продольных плазменных волн в области верхнего гибридного резонанса направлены почти поперек магнитного поля, эффективное рассеяние происходит только в том случае, когда электрическое поле зондирующей волны также имеет достаточно большую

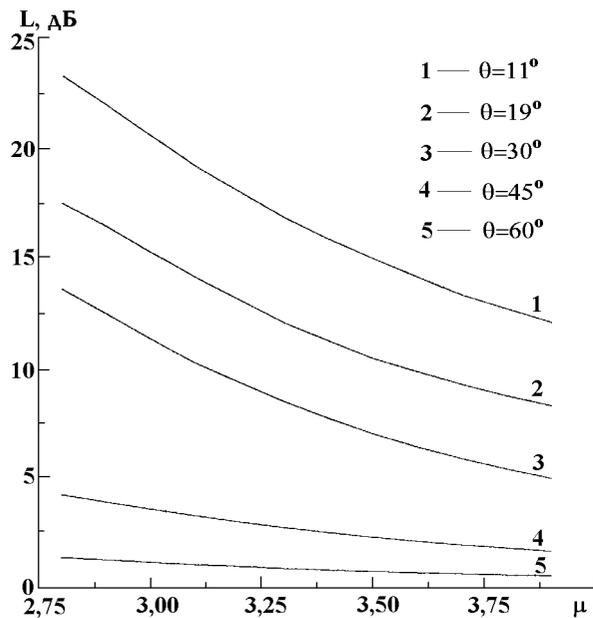


Рис. 3. Зависимость величины аномального поглощения от показателя спектра неоднородностей с учетом тепловых поправок для различных углов наклона силовых линий геомагнитного поля при частоте зондирования 6 МГц.

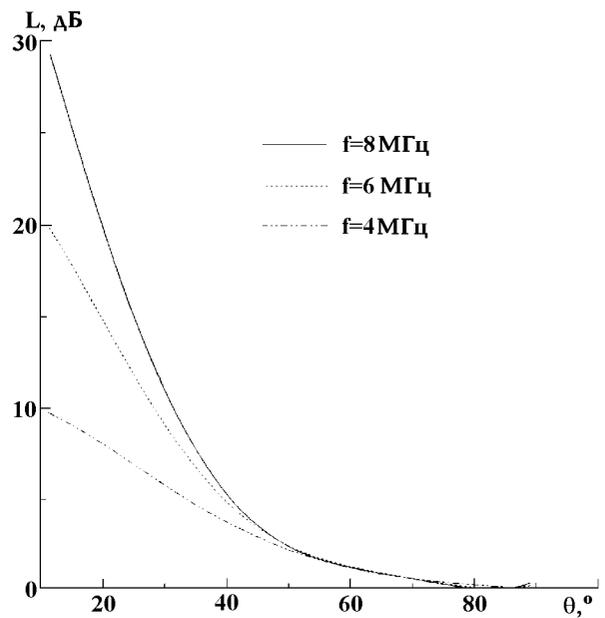


Рис. 4. Зависимость величины аномального поглощения с учетом тепловых поправок от магнитного наклона θ для частот зондирования 4, 6 и 8 МГц и показателя спектра $\mu = 3$.

компоненту, ортогональную магнитному полю. Это имеет место, когда область верхнего гибридного резонанса попадает в область квазипродольного распространения зондирующей волны (в таком приближении получена приближенная формула (17)), что имеет место при

$$\sin^2 \theta / 2 | \cos \theta | < \sqrt{u}. \quad (19)$$

При уменьшении θ уменьшается и ортогональная компонента \vec{e}_2 (уменьшение значительнее на более высоких частотах), что и приводит к уменьшению величины L . При выполнении неравенства, обратного (19), в области верхнего гибридного резонанса имеет место квазипоперечное распространение, зондирующая волна поляризована практически вдоль магнитного поля, и эффективность рассеяния (а, следовательно, и величина аномального ослабления) заметно уменьшается.

На рис. 5а и 5б показано отношение величины аномального поглощения, рассчитанной по точным формулам, к величине аномального поглощения, определяемого по формуле (17), в зависимости от показателя спектра для различных частот зондирующей волны при угле наклона 19° (рис. 5а) и для различных углов наклона магнитного поля при частоте зондирования 6 МГц (рис. 5б). Видно, что при $\theta \leq 30^\circ$ приближенная формула дает величину аномального ослабления с точностью до коэффициента порядка 1.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основная цель настоящей статьи состоит в изложении метода расчета величины аномального поглощения обыкновенной волны путем определения сечения трансформации обыкновенных волн в плазменные. Такой подход не связан с выбором конкретной модели среды (характеристики среды задаются тензором диэлектрической проницаемости) и поэтому носит общий характер. Это позволяет получить

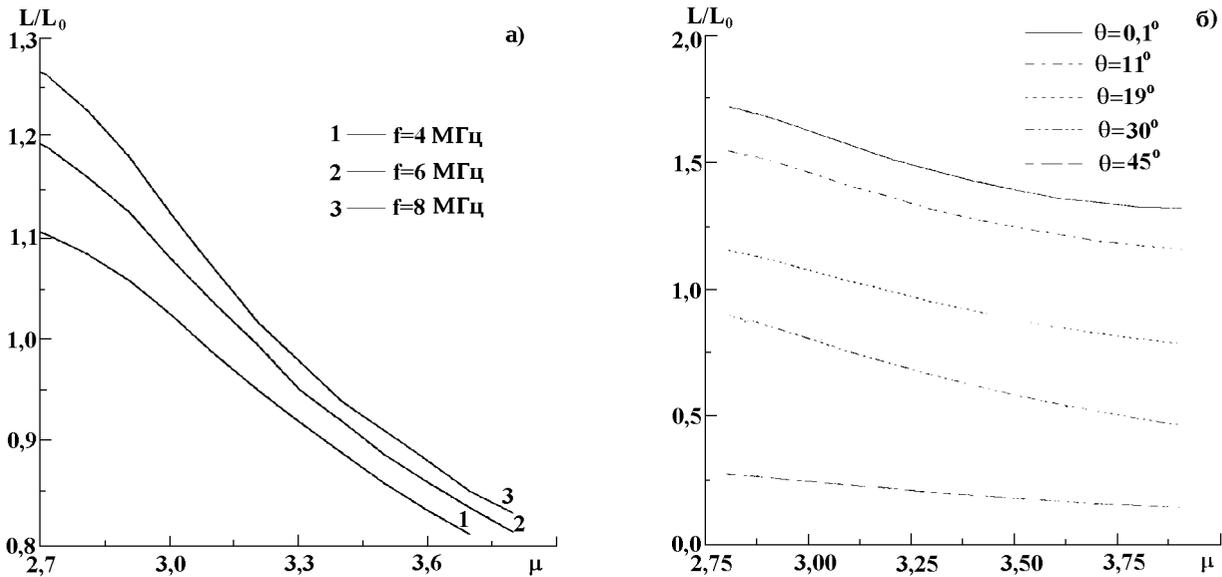


Рис. 5. Сравнение величины аномального поглощения, рассчитанной по точной и приближенной формулам, в зависимости от показателя спектра для угла наклона 19° и частоте зондирования 6 МГц (панель а), для различных углов наклона геомагнитного поля и частот зондирования 4, 6 и 8 МГц (панель б).

выражения для величины аномального поглощения, применимые к случайно-неоднородной магнито-активной плазме с пространственной дисперсией и случайными нестационарными неоднородностями.

Примененный в настоящей работе метод позволяет четко выявить характер приближений, используемых обычно при расчете аномального поглощения обыкновенных волн. В частности, при получении приближенного выражения (17) используются предположение о статистической однородности среды, приближение однократного рассеяния для определения энергии рассеянной компоненты, предположение о стационарности ионосферных неоднородностей, модель спектра для бесконечно вытянутых неоднородностей, а также приближение бесстолкновительной холодной плазмы с приближенным учетом теплового движения электронов. Кроме того, распространение зондирующей волны рассматривается в квазипродольном приближении. Сравнение полученных в статье выражений для величины аномального поглощения и приближенного выражения (17) позволяет определить область применимости последнего. Численные расчеты показывают, что формула (17) является хорошим приближением при оценке величины аномального поглощения для средних и высоких широт: поправочный коэффициент оказывается порядка единицы для измерений, например, на нагревных стендах в Тромсо ($\theta = 12^\circ$), "Сура" ($\theta = 19^\circ$) и "Гиссар" ($\theta = 32^\circ$). В то же время формула (17) не применима для ионосферы низких широт, например для стенда в Аресибо ($\theta = 45^\circ$). Выражения для величины аномального поглощения, полученные в настоящей статье, являются универсальными и могут быть использованы в расчетах, требующих повышенной точности ее определения, например, для диагностики искусственной турбулентности возмущенной мощными радиоволнами области ионосферы по ее искусственному радиоизлучению [18]. Отметим также, что в рамках полученных выражений не удастся объяснить увеличение аномального ослабления при снижении частоты мощной радиоволны, обнаруженное в эксперименте [19]. Такое увеличение должно быть связано с увеличением интегральной интенсивности неоднородностей, что подтверждается также выводами работы [20].

В заключение заметим, что при выводе выражений (16)–(18) нами не учитывалось влияние мелко-масштабных неоднородностей на дисперсионные свойства плазменных волн, в частности, захват последних в неоднородности. Расчеты аномального поглощения в таком приближении проведены в [21]

на основе энергетических соображений и дают пока возможность лишь грубой оценки величины L .
Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 96–02–18499 и 99–02–17525).

ЛИТЕРАТУРА

1. Васьков В. В., Гуревич А. В. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. № 1. С. 176.
2. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А., Раппопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 6. С. 1321.
3. Васьков В. В., Гуревич А. В. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 1. С. 113.
4. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А., Раппопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 6. С. 1330.
5. Митяков Н. А., Раппопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 9. С. 1273.
6. Рыжов Ю. А. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 1. С. 141.
7. Рыжов Ю. А. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 3. С. 316.
8. Mjølhus E. // J. Geophys. Res. 1985. V. A90. № 5. P. 4269.
9. Васьков В. В. Возмущения диэлектрической проницаемости ионосферной плазмы в области верхнегибридного резонанса мощной радиоволны. — В сб.: Взаимодействие высокочастотных радиоволн с ионосферой. — Москва, 1989. С. 5.
10. Graham K. N., Fejer J. A. // Radio Sci. 1976. V. 11. P. 1057.
11. Jones J. V., Robinson T. R., Stubbe P., Kopka H. // J. Atmos. and Terr. Phys. 1984. V. 46. P. 147.
12. Robinson T. R. // Physics Reports. 1989. V. 179. P. 79.
13. Электродинамика плазмы / Под ред. А. И. Ахиезера. — М.: Наука, 1977.
14. Васьков В. В., Караштин А. Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 1980. Т. 20. № 4. С. 643.
15. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Статистическая радиофизика. Часть II. Случайные поля. — М.: Наука, 1978.
16. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. — М.: Наука, 1975.
17. Коробов Н. М. Теоретико-числовые методы в приближенном анализе. — М.: Физматгиз, 1963.
18. Grach S. M., Shvarts M. M., Sergeev E. N., Frolov V. L. // J. Atm. Sol.-Terr. Phys. 1998. V. 60. P. 1233.
19. Stocker A. J., Honary F., Robinson T. R., Stubbe P. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 13627.
20. Сергеев Е. Н., Грач С. М. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1999. Т. 41. № 7, 8.
21. Gurevich A. V., Lukyanov A. V., Zybin K. P. // Phys. Lett. A. 1996. V. 211. P. 363.

¹Научно-исследовательский институт физики при Ростовском государственном университете,
г. Ростов-на-Дону,

²Научно-исследовательский радиофизический институт,
г. Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию
26 апреля 1999 г.

ON THE THEORY OF ANOMALOUS ABSORPTION OF THE ORDINARY WAVE

A. G. Bronin¹, S. M. Grach², G. A. Zhibankov¹, and N. A. Zaboltn¹

А. Г. Бронин и др.

In this paper, we obtain and analyze numerically exact expressions for anomalous absorption of sample ordinary wave due to its conversion to plasma waves in the case of vertical sounding of an ionospheric plasma layer with given spectrum of irregularities. We analyze various approximations for calculation of the anomalous absorption and validity ranges of these approximations.