

***Российская Академия Наук
Северо-Западное отделение Научного Совета
по комплексной проблеме "Распространение радиоволн"***

***Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение
высшего профессионального образования
Санкт-Петербургский Государственный Университет***

**Региональная XX конференция
по распространению радиоволн**

Сборник трудов конференции

***Санкт-Петербург,
18 ноября – 20 ноября 2014 года.***

Санкт-Петербург, 2014 год

Региональная XX конференция по распространению радиоволн проводится по решению и в соответствии с планом Научного Совета РАН по комплексной проблеме «Распространение радиоволн»

Труды конференции публикуются по решению Программного комитета.

Программный комитет конференции

Макаров Г.И., профессор, академик РАЕН, председатель
Зернов Н.Н., д.физ.-мат.наук, профессор, зам. председателя
Бисярин М.А., д.физ.-мат.наук, профессор
Тюхтин А.В., д.физ.-мат.наук, профессор
Орлов А.Б., канд.физ.-мат.наук, ст.н.сотр. - ученый секретарь.

*Кафедра радиофизики Физического факультета СПбГУ.
198504, Санкт-Петербург, Петродворец, ул. Ульяновская 1,*

*тел. 428-72-89,
E-mail: radio@niirf.spbu.ru*

ISBN

■

[1,2]), 1994

[3]

(r, θ)
 $(r=|\mathbf{x}|, \theta = \arccos(\mathbf{x} \cdot \mathbf{e}_z / r))$. I_0
 $P_0 = I_0 l / (4 \pi r^2)$

$t_0 = 10^{-8}$ s, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m, $\sigma_0 = 0$ S/m.
 $\{R_0 < r < R_1\}$

($\epsilon_1 = \text{Const}$, $\mu_1 = \text{Const}$, $\sigma_1 = \text{Const}$):

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\text{rot} \mathbf{E}, \quad \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \text{rot} \mathbf{H} - \mathbf{j}, \quad \text{div} \mathbf{D} = \text{div} \mathbf{B} = 0, \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \quad (1)$$

(UPML --- uniaxial perfectly matched layer),
 $\{R_0 < r < R_2, R_2 > R_1\}$. $\{R_1 < r <$

$$v = v(r) = v_1 \left(1 + \alpha \gamma \left(\frac{r - R_1}{R_2 - R_1} \right) \right), \quad \tilde{v} = \tilde{v}(r) = \tilde{v}_1 \left(1 + \alpha \gamma \left(\frac{r - R_1}{R_2 - R_1} \right) \right),$$

$$a(r) = c / \sqrt{v(r) \tilde{v}(r)} \quad (19)$$

$$a_1 = c / \sqrt{v_1 \tilde{v}_1}, \quad (20)$$

$R_2 - R_1$

$R_2\}$ $0 \quad r \quad R_2, \quad -$ $\{r =$
 $(= 0)$

$$\mathbf{A}(r, S, t) = \frac{P}{r} e^{i(\check{S}t - kr)}, \quad \mathbf{H}(r, S, t) = \text{rot } \mathbf{A}(r, S, t) = \frac{P[\hat{1} \mathbf{x}]}{r^3} (1 + ikr) e^{i(\check{S}t - kr)}, \quad (2)$$

$$\mathbf{E}(r, S, t) = \frac{\text{rot } \mathbf{H}(r, S, t)}{i\check{S}v v_0} = \frac{e^{i(\check{S}t - kr)}}{i\check{S}v v_0 r^3} \left((k^2 r^2 - 1 - ikr) + \frac{(\mathbf{x}, \mathbf{x}) \mathbf{x}}{r^2} (3 + 3ikr - k^2 r^2) \right), \quad (3)$$

$$k = k_0(\check{S}) = \check{S} \sqrt{v_1^{-1}} / c \in .$$

$$R_1 = 4.3\lambda, \quad R_2 = 4.8\lambda, \quad \lambda = 2 / k \quad \dots$$

$$r = \lambda / N_\lambda = \lambda / 160 \quad = / N = / 360 \quad = 0.5 \quad \dots$$

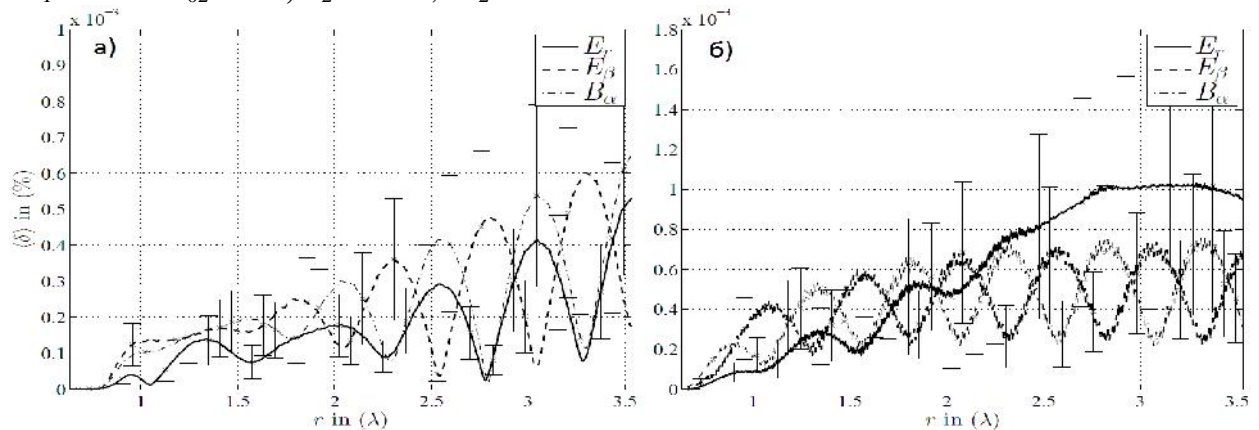
$$N_r = 768, \quad N = 360, \quad (\quad V_h \quad r.$$

$$a_1),$$

$$\min V_h = \min((R_0 \Delta S / \check{t}); (\Delta r / \check{t})) > a_1 = c / \sqrt{v_1^{-1}}. \quad (4)$$

$$N_1 = 720 \quad R_{02} = 1.5\lambda, \quad \check{2} = / 360, \quad N_2 = 360.$$

$$R_0 \quad = / N : R_{01} = 0.5\lambda, \quad \check{1} = / 720,$$



1.1

$$\langle u_F(r, S = 0) \rangle \quad r \quad \{ = 0 \}: \quad R_{02} = 1.5\lambda, \quad \check{2} = / 360$$

$$) \quad R_{01} = 0.5\lambda, \quad \check{1} = / 720. \quad E_r, E_\theta, B_\phi$$

$$\langle u_F(r, S = 0) \rangle \quad F_h(r_p, S = 0, t_k)$$

$$F_a(r_p, S = 0, t_k) \quad \{ = 0 \} \quad (\quad F = E_r, E_\theta, B_\phi,$$

$$r_p = p \Delta r, \quad t_k = k \check{t},$$

$$\langle u_F(r_p, S = 0) \rangle = \frac{\left| \sum_{k=k_1+1}^{k_1+K} |F_h(r_p, S = 0, t_k) - F_a(r_p, S = 0, t_k)| \right|}{\left| \sum_{k=k_1+1}^{k_1+K} |F_a(r_p, S = 0, t_k)| \right|}. \quad (5)$$

$$(\quad) \quad [T_1; T_2], \quad T_1 = 700$$

$$T_2 = 1900, \quad k_1 = 700 N, \quad K = 1200 N. \quad C$$

$$R_{02} = 1.5\lambda, \quad \check{2} = / 360, \quad) \quad R_{01} = 0.5\lambda, \quad \check{1} = / 720. \quad , \quad R_0$$

$$: \quad R_{01} \quad , \quad R_{02},$$

. 2.

$$2\lambda < r < 3.5\lambda$$

$$\langle u_F(t_k) \rangle = \max_{S_s} \left(\sum_{p=p_1+1}^{p_1+P} |F_h(r_p, S_s, t_k) - F_a(r_p, S_s, t_k)| \right) / \left(\sum_{p=p_1+1}^{p_1+P} |F_a(r_p, S_s, t_k)| \right). \quad (6)$$

)
 $t > 300$

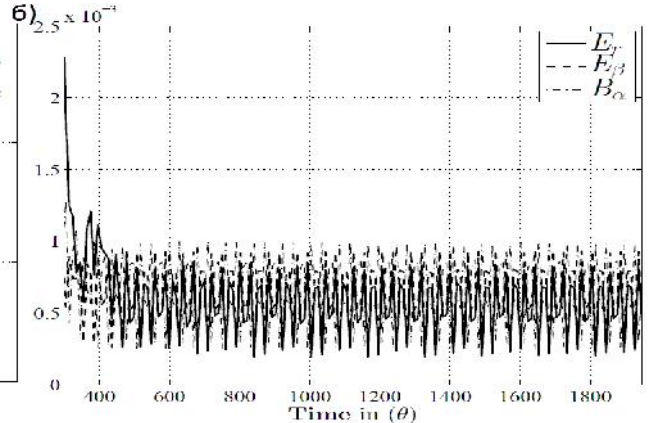
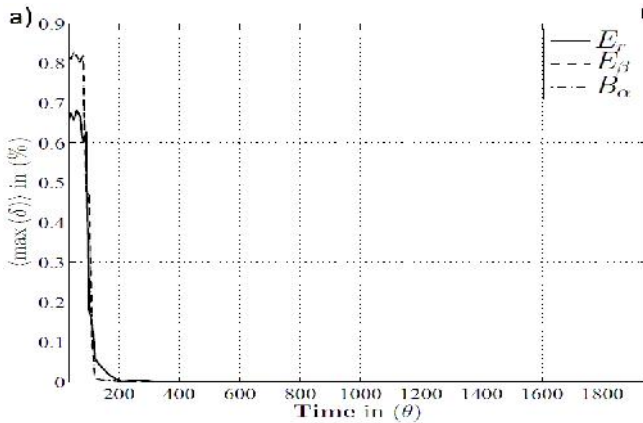
$t > 20$,

)

$$(\quad \mu_1 = \text{Const}, \quad \mu_2 = \text{Const}, \quad \text{Const} > 0)$$

$$\check{S}_\dagger = \dagger / (v v_0)$$

$$u_0(\check{S}) = \sqrt{2 / (\check{S} - 1 - \check{S} \dagger)} = a_1 \sqrt{2 / (\check{S} \check{S}_\dagger)}.$$



. 2.
 $\langle u_F(t) \rangle$.

(6)

$t > 20$,

)

$t > 300$

$$\check{S}_\dagger \quad \check{S} \quad (\quad),$$

(1).

(2),

$$\mathbf{E}(r, S, t) = \frac{\text{rot } \mathbf{H}(r, S, t)}{\dagger} = \frac{e^{i(\check{S}t - kr)}}{\dagger r^3} \left((k^2 r^2 - 1 - ikr) + \frac{(\mathbf{x}, \mathbf{x}) \mathbf{x}}{r^2} (3 + 3ikr - k^2 r^2) \right), \quad (7)$$

$$: k = k(\check{S}) = (1 - i) / u_0(\check{S}) \in .$$

$$\lambda(\check{S}) = 2f / \text{Re}k(\check{S}) = 2f u_0(\check{S}).$$

$r =$

$$\lambda / N_\lambda = \lambda / 100$$

$$= 1 / N = 1 / 360 = 0.5$$

R_0

$$R_0 = \lambda.$$

$$R_1 = 4.6\lambda, \quad R_2 = 5.4\lambda,$$

80

r .

= 512 .

(4),

0.1.

2

$$1 = 1 / 8000$$

$$2 = 0.25 \quad 1 = 1 / 32000.$$

. 3

$$1 = 1 / 8000.$$

(6)

$$\langle u_F(t) \rangle.$$

(5)

$$\langle u_F(r, S = 0) \rangle$$

$$[350 ; 500] ($$

4

$$\{ = 0 \}.$$

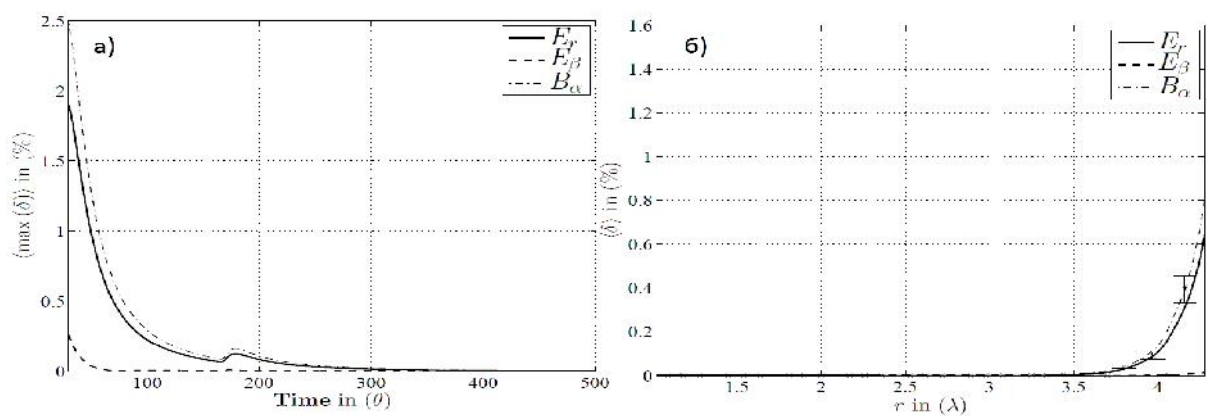
$$). \quad . 4$$

$$2 = 1 / 32000.$$

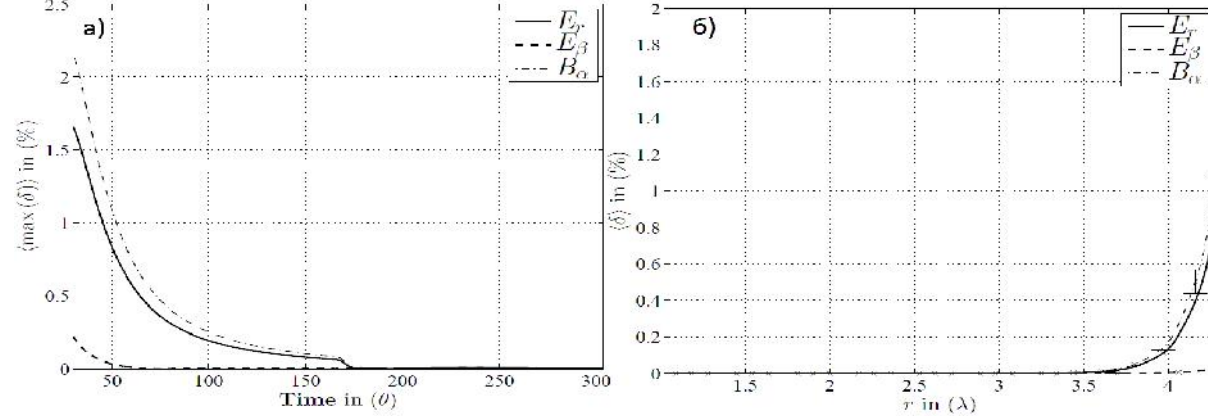
$$(300 \quad 175),$$

$$\langle u_F(r, S = 0) \rangle.$$

1) $R_0 = 0.5\lambda$, $\{r < 0.1114\lambda\}$, $\{0.1114\lambda < r < 1.114\lambda\}$, 2) $\{r < R_1\}$, $\{1.114\lambda < r < 3.5\lambda\}$, $\{r > 3.5\lambda\}$, $\{R_0 < r < R_1\}$.



3. $\rho = 1/8000$. $\langle u_F(t) \rangle$. $\langle u_F(r, s = 0) \rangle$. $\{ = 0 \}$. $[350 ; 500]$ ().



4. $\rho = 1/32000$. 13-01-00063.

- Simpson J. J. Current and future applications of 3-D global Earth-ionospheric models based on the full-vector Maxwell's equations FDTD method. // Surveys Geophys. 2009. Vol. 30. PP. 105-130. DOI 10.1007/s10712-009-9063-5
- Simpson J. J., Taflove A. A review of progress in FDTD Maxwell's equations modeling of impulsive subionospheric propagation below 300 kHz. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2007. Vol. 55. NO. 6 (June 2007). PP. 1582-1590. DOI 10.1109/TAP.2007.897138.
- .

// . 2014. 54, 10, 1656-1677.

Т.И. Бичуцкая, Г.И. Макаров

ВЛИЯНИЕ ДВУХ ПОЛУЦИЛИНДРОВ НА ПОЛЕ БЛИЗКО РАСПОЛОЖЕННОГО ЛИНЕЙНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Физический факультет СПбГУ

Для нити диполей, размещенной на одном из двух полуцилиндров, возвышающихся над идеально проводящей плоскостью, в квазистатическом приближении решена двумерная задача с использованием теоремы об отражении и конформного преобразования двухсвязной области. Получены аналитические выражения для поля при касании полуцилиндров. Исследовано влияние полуцилиндров на поле в ближней и дальней зонах.

Решение двумерной задачи в приближении квазистатики для поля нити электрических диполей (ЭД) расположенной вблизи цилиндрической неоднородности, выступающей из полупространства с произвольными электрическими свойствами, построено в [1-4]. Аналитические выражения для электрического поля получены в результате решения электростатической задачи при помощи конформного преобразования криволинейной цилиндрической поверхности в полуплоскость. Исследование в [4] функции влияния показало, что можно сформировать эквивалентный дипольный момент источника, учитывающий влияние неоднородности на поле в дальней зоне. Для источника с эквивалентным дипольным моментом можно решать задачу Зоммерфельда с произвольными свойствами нижнего полупространства.

В данной работе рассматривается двумерная задача для поля нити ЭД, расположенной вблизи двух бесконечно протяженных полуцилиндров, возвышающихся над идеально проводящей плоскостью. Поле плоской волны, рассеянной на двух идеально проводящих полуцилиндрах, было изучено в [5]. Наше исследование направлено на выяснение роли конечной проводимости полуцилиндров и близости излучателя к цилиндрическим поверхностям большой кривизны.

Дипольный момент источников полагается направленным как ортогонально идеально проводящей плоскости (ВЭД), так и параллельно (ГЭД). При размещении нити ЭД на вершине одного из полуцилиндров исследуется влияние на поле другого полуцилиндра с произвольными свойствами. Влияние обоих полуцилиндров изучается также для поля нити ВЭД, расположенной на идеально проводящей плоскости между полуцилиндрами. Расстояние между основаниями полуцилиндров полагается произвольным, включая нулевое значение в случае их касания.

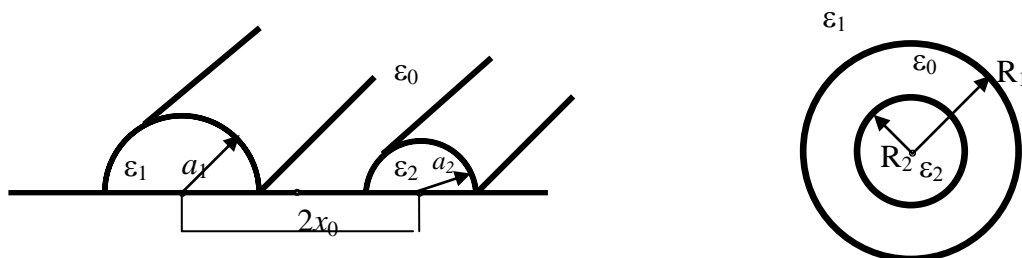


Рис. 1

Рассмотрим сначала электростатическую задачу для поля нити точечных зарядов q_0 , расположенной на вершине одного из полуцилиндров, а затем перейдем к полю дипольных источников. Полуцилиндры с радиусами a_1 , a_2 и с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , ϵ_2 полагаем расположенными в среде с ϵ_0 на произвольном

расстоянии $2x_0$ друг от друга (рис. 1). Согласно теореме об отражении задача сводится к определению поля двух симметрично расположенных нитей точечных зарядов в среде с диэлектрической проницаемостью ε_0 , содержащей два цилиндра. В плоскости поперечного сечения цилиндров воспользуемся конформным преобразованием $w = \frac{z - z_2}{z + z_1}$, где $w = U + iV$,

$z_{1,2}$ - точки, принадлежащие линии центров обеих окружностей и симметричные одновременно относительно них [6]. Положение точек $z_{1,2}$ в безразмерных параметрах $\gamma = a_2/a_1$, $\sin \alpha = \frac{a_1(1+\gamma)}{2x_0}$, управляющих геометрией задачи, может быть представлено в виде

$$z_{1,2} = x_0 \left[\mp \frac{1-\gamma}{1+\gamma} \sin^2 \alpha + \cos \alpha \sqrt{1 - \left(\frac{1-\gamma}{1+\gamma} \right)^2 \sin^2 \alpha} \right].$$

В результате конформного преобразования с указанными точками $z_{1,2}$ две эксцентрические окружности на плоскости z перейдут в концентрические на плоскости w (рис.1) с радиусами $R_1 = \frac{a_1^2}{(z_1 - x_0)^2}$, $R_2 = \frac{a_2^2}{(z_1 + x_0)^2}$.

Потенциал поля источника $\Phi^0 = -\frac{q_0}{2\pi\varepsilon_0} \ln |z - z_i|$, где $z - z_i = (z_1 + z_2) \frac{w - w_i}{(1-w)(1-w_i)}$, в полярных координатах $|w - w_i| = \sqrt{R^2 + R_i^2 - 2RR_i \cos(\varphi - \varphi_i)}$ принимает вид $\Phi^0 = \Phi^{01} + \Phi^{02}$. Здесь

$$\Phi^{01} = -\frac{q_0}{2\pi\varepsilon_0} \ln |w - w_i| = -\frac{q_0}{2\pi\varepsilon_0} \begin{cases} \ln R_i + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} \cos m(\varphi - \varphi_i) R^m / R_i^m, & R < R_i \\ \ln R + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} \cos m(\varphi - \varphi_i) R_i^m / R^m, & R > R_i \end{cases}, \quad \text{второе слагаемое } \Phi^{02},$$

обеспечивающее ограниченность потенциала Φ^0 при $w \rightarrow \infty$ ($z \rightarrow -z_1$), компенсируется наличием второго симметричного источника. Потенциал полного поля удовлетворяет уравнению Пуассона, граничным условиям $\Phi^{(k)} \Big|_{R=R_k} = \Phi^{(k+1)} \Big|_{R=R_k}$,

$$\tilde{\varepsilon}_k \frac{\partial \Phi^{(k)}}{\partial R} \Big|_{R=R_k} = \tilde{\varepsilon}_{k+1} \frac{\partial \Phi^{(k+1)}}{\partial R} \Big|_{R=R_k} \quad \text{и условию ограниченности потенциала при } R=0 \text{ и при } R \rightarrow \infty.$$

Решение задачи ищем в виде разложения по угловым гармоникам:

$$\Phi = \Phi_0 + \sum_{m=1}^{\infty} (\Phi_m^c \cos m\varphi + \Phi_m^s \sin m\varphi),$$

где коэффициенты разложения содержат прямые и обратные степени радиальной переменной. В результате из выражения для потенциала полного поля от двух источников в области $R_1 > R > R_2$ в обозначениях $h_R = \frac{z_1 + z_2}{R^2 - 2R \cos \varphi + 1}$, $\alpha_1 = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_1}{\varepsilon_0 + \varepsilon_1}$,

$$\alpha_2 = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_0}{\varepsilon_2 + \varepsilon_0}, \quad \zeta = R_2 / R_1, \quad \varphi_{\pm} = \varphi \pm \varphi_i \quad \text{для случаев } R > R_i \text{ и } R < R_i \text{ получим выражения для}$$

плотности индуцированных зарядов на поверхности полуцилиндров

$$\sigma_1 = -\frac{q_0}{2\pi R h_R} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{R_i^m}{R^m} \left(1 - \alpha_1 \frac{R_2^{2m}}{R_1^{2m}} \right) \left(1 - \alpha_2 \frac{R_2^{2m}}{R_i^{2m}} \right) \frac{\cos m\varphi_- - \cos m\varphi_+}{1 + \alpha_1 \alpha_2 \zeta^{2m}},$$

$$\sigma_2 = \frac{q_0}{2\pi R h_R} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{R^m}{R_i^m} \left(1 + \alpha_1 \frac{R_i^{2m}}{R_1^{2m}} \right) \left(1 + \alpha_2 \frac{R_2^{2m}}{R^{2m}} \right) \frac{\cos m\varphi_- - \cos m\varphi_+}{1 + \alpha_1 \alpha_2 \zeta^{2m}}.$$

В случае источника, размещенного над вершиной одного из полуцилиндров в отсутствие другого, выражение для σ примет вид, известный в электростатике для идеально проводящих полуцилиндра и плоскости [7]. Действительно, полагая, например, $\alpha_1 = 0$ в

выражении для σ_2 , $R = R_2 < R_i$ и $z_i = x_0 + iH_i$ и выполняя суммирование по m , после перехода к физическим переменным r, ψ с учетом соотношений $R_i^2 = \frac{H_i^2 + (z_2 - x_0)^2}{H_i^2 + (z_1 + x_0)^2}$,

$$|w - w_i|^2 = \frac{1}{h_R h_{R_i}} |z - z_i|^2, \quad h_{R_i} = \frac{H_i^2 + (z_1 + x_0)^2}{z_1 + z_2}, \quad \sin \varphi = \frac{r}{R h_R} \sin \psi, \quad \sin \varphi_i = \frac{H_i}{R_i h_{R_i}}, \quad \sin \psi = \frac{r}{R} |z_1 + x_0| \sin \psi_2$$

получим

$$\sigma_2'' = \frac{q_0(1 + \alpha_2)}{2\pi} \frac{2H_i(H_i^2 - a_2^2)}{|z - z_i|^2 |z - \bar{z}_i|^2} \sin \psi_2.$$

Здесь ψ_2 - полярный угол в системе координат второго полуцилиндра. Это выражение при $\alpha_2 = 1$ совпадает с полученным в [7] для одиночного полуцилиндра, в биполярных координатах. На рис. 2 изображены распределения плотности индуцированных зарядов на поверхности правого полуцилиндра в случае размещения источника на левом полуцилиндре σ_2^I или на правом σ_2^{II} . Отметим значительное изменение градиента σ в точках $\psi = 0$ и $\psi = \pi$ по мере сближения полуцилиндров ($\alpha = 0.75$) и смещение σ_{\max} в направлении соседнего полуцилиндра.

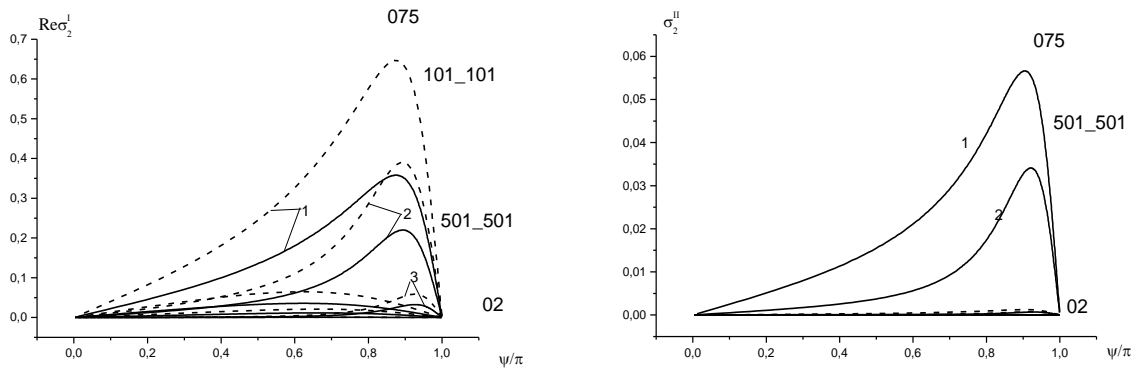


Рис.2

Для нитей ВЭД и ГЭД, размещенных на вершине первого (I) или второго (II) полуцилиндров, получим выражения для вертикальной компоненты поля на идеально проводящей плоскости правее правого полуцилиндра в виде хорошо сходящихся степенных рядов при $|\alpha_1 \alpha_2| \zeta < 1$

$$E_y^{I, \text{ВЭД}} = -\frac{2P^e(1 \mp \alpha_1)}{2\pi\epsilon_0 a_1} \frac{(z_1 + z_2) \sin \varphi_1}{(x + z_1)(x - z_2)} \sum_{n=0}^{\infty} (-\alpha_1 \alpha_2)^n \left[S_{n1}^{I, \text{ВЭД}} - \alpha_2 S_{n2}^{I, \text{ВЭД}} \right],$$

$$E_y^{II, \text{ВЭД}} = \frac{2P^e(1 \pm \alpha_2)}{2\pi\epsilon_0 a_2} \frac{(z_1 + z_2) \sin \varphi_2}{(x + z_1)(x - z_2)} \sum_{n=0}^{\infty} (-\alpha_1 \alpha_2)^n \left[S_{n1}^{II, \text{ВЭД}} + \alpha_1 S_{n2}^{II, \text{ВЭД}} \right].$$

Модуль функции влияния $E_y = \frac{P^e}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{x^2} f$ на поле нити ВЭД в зависимости от безразмерного расстояния x представлен на рис. 3 для полуцилиндров с радиусами $a_2/a_1 = 0.1, 1, 10$ (кривые 1, 2, 3), разнесенных на расстояние $\sin \alpha = 0.75$. Здесь же продемонстрирована асимптотика функции влияния в зависимости от расстояния между полуцилиндрами. Показано, что при сближении полуцилиндра, несущего излучатель, с соседним полуцилиндром меньшей кривизны асимптотика функции влияния уменьшается и тем значительнее чем больше проводимость соседнего полуцилиндра (кривая 3 на левом и кривая 1 на правом рис.3). При

одинаковых ε_1 и ε_2 для $|f_{ac}^{I,VED}|$ и $|f_{ac}^{II,VED}|$ сохраняется характерное для идеально проводящих полуцилиндров свойство взаимности при замене γ на γ^{-1} .

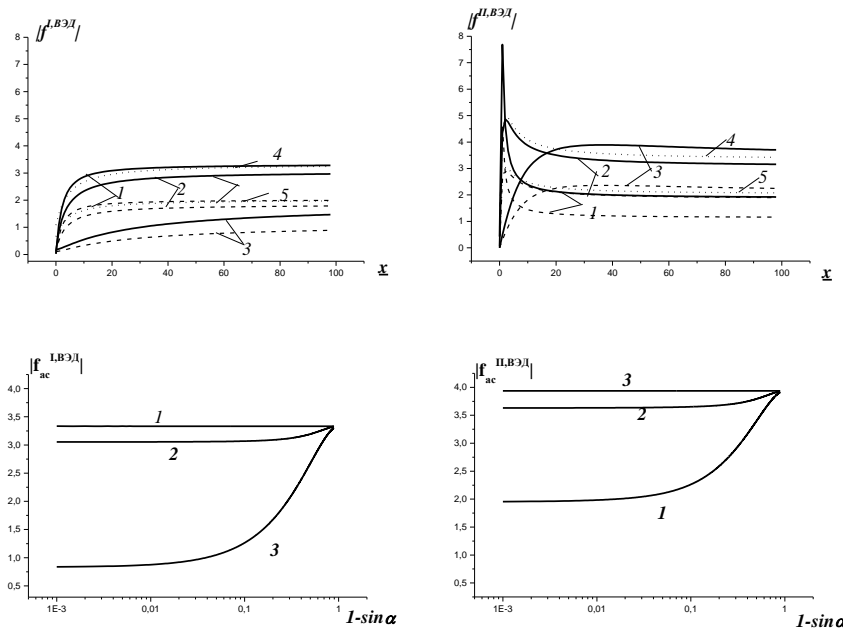


Рис.3

Условие сходимости рядов в выражениях для поля нарушается в случае касания ($\zeta = 1$) идеально проводящих ($|\alpha_1| = |\alpha_2| = 1$) полуцилиндров. В этом случае ряды можно заменить контурным интегралом, охватывающим вещественную положительную полуось комплексной плоскости v , который после преобразования сводится к хорошо сходящемуся ряду, позволяющему при $\alpha = \pi/2$ получить выражение для поля в виде

$$E_y^{I,VED} = \frac{4P^e}{2\pi\varepsilon_0} \frac{1}{\left(x - \frac{a_1 - a_2}{2}\right)^2} \frac{\pi^2 \gamma^2}{(1+\gamma)^2} \frac{\sin \frac{\pi\gamma}{1+\gamma} \operatorname{sh} \frac{\pi\gamma}{1+\gamma}}{\left(\operatorname{ch} \frac{\pi\gamma}{1+\gamma} - \cos \frac{\pi\gamma}{1+\gamma}\right)^2}. \text{ Полученное выражение показывает, что}$$

асимптотика функции влияния двух слившихся полуцилиндров при $\pi\gamma \ll 1$ становится равной асимптотике функции влияния одиночного идеально проводящего полуцилиндра $f_{ac}^{VED} = 4$.

Для нити ВЭД, расположенной на идеально проводящей плоскости между идеально проводящими полуцилиндрами получим более простое выражение при сближении полуцилиндров для значения $\gamma = 1$, $E_y^{III,VED} = -\frac{P^e}{2\pi\varepsilon_0} \frac{\pi}{x^2} \frac{\pi^2}{2} \sqrt{\frac{x_0}{\delta}} \exp\left(-\frac{\pi^2}{2} \sqrt{\frac{x_0}{\delta}}\right)$, при котором функция влияния $f^{III,VED}$ наиболее быстро стремится к нулю, если $\delta \rightarrow 0$ ($2x_0 = a_1 + a_2 + \delta$).

Литература

1. Бичуцкая Т.И., Макаров Г.И. // РЭ. 2010. Т.55. № 5. С. 517.
2. Бичуцкая Т.И., Макаров Г.И. // РЭ. 2011. Т.56. № 10. С. 1176.
3. Козина О.Г., Макаров Г.И. // Вестн. СПб. ун-та. Сер. 4. Физика. Химия. 1997. № 4. С. 14.
4. Бичуцкая Т.И., Макаров Г.И. // РЭ. 2013. Т.58. № 3. С. 225.
5. Козина О.Г., Макаров Г.И. // Вестн. СПб. ун-та. Сер. 4. Физика. Химия. 1994. № 1. С. 10.
6. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Физматгиз, 1958.
7. Лебедев Н.Н., Скальская И.П., Уфлянд С.Я. Сборник задач по математической физике. М.: Гостехиздат, 1955.

И.И. Кононов¹⁾, В.С. Снегуров²⁾, А.В. Снегуров²⁾, И.Е. Юсупов¹⁾

ТОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗНОСТНО-ДАЛЬНОМЕРНОЙ СИСТЕМЫ МЕСТООПРЕДЕЛЕНИЯ ГРОЗ

¹⁾Физический факультет СПбГУ

²⁾Главная геофизическая обсерватория им. А.И. Воейкова

Рассматриваются точностные характеристики развёрнутой в настоящее время в Европейской части России и Урале многопунктовой системы местоопределения гроз (известной как Алвес 9.07), в основе которой используется разностно-дальномерный метод местоопределения сильноточных молниевых разрядов. Анализируются основные источники ошибок, обусловленные погрешностями временной привязки к сигналам атмосфериков в разнесенных пунктах системы, приводятся результаты модельных и экспериментальных оценок величин этих погрешностей и обсуждаются возможные пути их уменьшения.

Совершенствование старых и разработка новых оперативных средств обнаружения и локации как отдельных молниевых разрядов, так и грозовых комплексов различного пространственно-временного масштаба (мезо-масштабный комплекс, грозовой очаг, отдельная грозовая конвективная ячейка) является объектом многих исследований, проводимых до настоящего времени. Наибольшее практическое применение для локации гроз в последние десятилетия получили многопунктовые системы местоопределения, среди возможных вариантов которых чаще всего используются *пеленгационные* системы (ПСМ) и *разностно-дальномерные* системы (РДСМ). В зависимости от области рабочих частот упомянутые системы подразделяются на два больших класса. Техника и технология одного из них ориентируется на использовании интервала частот 0,3...300 кГц, в котором сосредоточен абсолютный максимум спектральной плотности импульсного электромагнитного излучения (ЭМИ) большинства типов сильноточных компонент молниевых вспышек, развивающихся как между облаком и землей, так и внутри облаков. Это обстоятельство, а также малое затухание ЭМИ этого диапазона при распространении в волноводном канале Земля-ионосфера, обеспечивающее надежный прием его на расстояниях до нескольких тысяч километров, способствовали широкому распространению систем этого класса для пассивной локации гроз и послужили основой создания радиотехнических средств наблюдения за грозами как в региональном, так и в глобальном масштабе в большинстве стран мира.

1. В настоящее время в России развёрнута многопунктовая разностно-дальномерная система местоопределения гроз (по аббревиатуре, используемой в отечественных публикациях, известная как ГПС «Алвес 9.07» [2-4,6,7]), по типу применяемой аппаратуры и структуре размещения пунктов регистрации во многом сходную с уже существующими системами, но отличающуюся некоторыми конструктивными решениями, облегчающими и удешевляющими развёртывание, настройку и эксплуатацию как отдельных пунктов, так и системы в целом. К настоящему времени она включает около 70 разнесенных пунктов, имея зону оперативного обслуживания, перекрывающую всю Европейскую часть территории России и Урал. Рассмотрение точностных характеристик этой системы является основным объектом и целью настоящей работы.

В основе функционирования ГПС лежит использование минимально-избыточного четырехпунктового гиперболического алгоритма местоопределения (в последующем маркируемого как А4), обеспечивающего однозначное определение координат разрядов по разностям моментов прихода сигналов в разнесенные пункты системы. Наряду с этим рассматривается возможность использования также трехпунктового алгоритма (маркируемого как А3), включение которого в состав решающего блока позволило бы

улучшить другой важный параметр рассматриваемой системы – эффективность обнаружения как отдельных молниевых разрядов, так и грозových очагов.

2. Точность местоопределения рассматриваемой системы определяется погрешностями временной привязки к сигналам, принимаемым в разнесенных пунктах. Известно довольно много различных способов такой привязки. В большинстве существующих версий РДСМ используется привязка по тем или иным характерным точкам (ХТ) либо непосредственно временных форм атмосфериков, регистрируемых в разнесенных пунктах, либо их трансформант (в частности, взаимно-корреляционных функций). Основным наиболее часто обсуждаемым аргументом в пользу выбора той или иной ХТ, является ее чувствительность к влиянию эффектов распространения, проявляющуюся в том, что сигналы, принимаемые в разнесенных пунктах, проходят различные пути от источника излучения, испытывая заметную трансформацию форм при распространении. Это приводит к тому, что моменты их прихода, фиксируемые по той или иной ХТ, определяются с некоторой дополнительной задержкой (по отношению к фронту сигнала, распространяющемуся со скоростью света), зависящей от расстояния и параметров трассы распространения. Соответственно и разности времен прихода сигнала в разнесенные пункты будут измеряться с погрешностью, зависящей от этих факторов. Достаточно детальный анализ погрешностей временной привязки по разным характерным точкам атмосфериков, связанным с эффектами распространения, содержится в работе [1], где показано, что для значений проводимостей почвы $\sigma = 10^{-2} \dots 10^{-3}$ См/м, типичных для большинства трасс Европейской части России, наименьшие изменения испытывают ХТ, формируемые в пределах начальной части атмосферика. Так, абсолютные значения приращений параметра t_{ϕ} , характеризующего временное положение секущей, проходящей через заданные относительные значения на фронте первой полуволны, на каждые 100 км увеличения дальности для указанного интервала проводимостей составляют соответственно 0,37...0,81 мкс. Соответствующие изменения других ХТ, формируемых в пределах первой полуволны (ее максимума, первого нулевого перехода после него), достигают 1,2...1,5 мкс.

В анализируемой ГПС привязка осуществляется по временному положению максимума первой полуволны сигнала, предварительно отфильтрованного фильтром нижних частот с граничной частотой 3 кГц. Такой фильтр, используемый для эффективного подавления сетевых гармоник, оказывает «дифференцирующее» влияние на форму атмосферика и как бы подтягивает его первый максимум, используемый в ГПС в качестве ХТ, к его фронту. Поэтому как характер, так и величина изменений дополнительной задержки этого параметра с расстоянием оказываются близкими к описанным выше изменениям параметра t_{ϕ} из [1].

Как следует из анализа форм атмосфериков, рассчитанных с учетом фильтрации в интервале расстояний от 100 до 2500 км, при использовании для местоопределения разрядов трех- или четырехпунктовых комбинаций, базовые расстояния которых не превышают 300...400 км, для обеспечения точности локации не хуже 1-2 км в пределах внутренних зон этих подсистем нет необходимости прибегать к введению поправок на распространение. С учетом высказанных соображений выбор конфигурации пунктов анализируемой ГПС и реализованный в ней способ привязки по максимуму первой полуволны представляется вполне оправданным. Однако при необходимости расширения ее оперативной зоны обслуживания за пределы внутренней области приходится включать в процедуру местоопределения пункты, разнесенные на расстояния более 1000 км (для сохранения приемлемого геометрического фактора), коррекция временных отсчетов, формируемых по характерным точкам, становится необходимой.

3. Приведем некоторые оценки точностных характеристик ГПС, полученные по результатам обработки данных ее оперативной работы в грозových сезоны 2013-2014 года. В качестве независимого инструмента при проведении таких оценок были использованы имеющиеся в нашем распоряжении данные локации грозových очагов и отдельных разрядов, полученные европейской разностно-дальномерной системой Blitzortung [5], находящейся в эксплуатации уже более 10 лет.

На первом этапе обработки данных локации гроз за три грозовых дня 2013 года: 17-07 (15153), 27-07 (27687) и 13-08-2013 (20989) (в скобках дано общее количество зарегистрированных за эти дни атмосфериков) были выявлены два основных источника наиболее значительных погрешностей локации, присущих обоим алгоритмам А3 и А4. Один из них возникает в случаях, когда пакет, содержащий временные отметки разных пунктов, идентифицируемые как принадлежащие одному разряду, в действительности включает моменты срабатываний от разрядов либо из разных грозовых очагов, либо от разных фаз развития одной молниевой вспышки. Обычно оценки местоположений разрядов в таких случаях отображаются в виде изолированных точек, рассеянных на большом пространстве. Количество ошибок такого рода возрастает при снижении порога регистрации, к которому нередко прибегают для повышения эффективности обнаружения разрядов, либо в случае нахождения какого-либо пункта в непосредственной близости к зоне локальной грозовой активности (на удалениях менее 30 км от ее центра). За указанные выше грозовые дни количество ошибок этого типа в отдельные временные интервалы достигало 5...10%.

Другой источник значительных систематических погрешностей местоопределения, выявленный в процессе обработки данных, связан с различным выбором номера полуволны (в пределах верно идентифицированного атмосферика), по которой осуществляется привязка. Ошибка определения разностей времен прихода сигналов в подобных случаях может достигать 20...50 мкс, приводя к погрешностям местоопределения, составляющим 15...20 км даже в зонах наивысшей точности локальных подсистем из пунктов, участвующих в формировании оценки координат. Количество подобных ошибок заметно возрастает для атмосфериков из грозовых очагов, находящихся во внешней части рабочей зоны системы, достигая в отдельные периоды 20...30% от их общего числа.

Для уменьшения количества ложных тревог, связанных с ошибками идентификации и снижения доли ошибочных решений, обусловленных неверным выбором полуволны, используемых для привязки, был использован ряд простейших параметрических критериев. Как показали результаты обработки данных, их применение оказалось достаточно эффективным, однако привело к значительному (в разы) сокращению исходного массива поступающих на обработку идентификационных пакетов и, тем самым, к снижению другого важного (наряду с точностью) параметра системы – эффективности обнаружения. Тем не менее, даже в этих случаях количество формируемых А3 местоположений в полтора-два раза превышало количество оценок, полученных системным алгоритмом А4 (для которого эти критерии не применялись).

В грозовой сезон 2014 в состав ГПС был включён пункт, размещённый в здании СПбГУ в Ст. Петергофе, обеспечивающий регистрацию и сохранение форм атмосфериков, фиксируемых ГПС. Детальный анализ форм, регистрируемых в Петергофе и параметров синхронных сигналов, транслируемых в центр обработки из других пунктов системы, показал, что при их регистрации в пределах внутренних зон локальных подсистем из необходимого количества пунктов, участвующих в формировании координат, номера полуволны, как правило, определяются однозначно. Однако нередко эта полуволна по номеру не соответствует первой. Вследствие ее большей изрезанности, зависящей от дальности, величина погрешностей привязки, обусловленных распространением, оказывалась заметно большей, чем это следует из приведенных выше оценок. С целью уменьшения влияния такого рода ошибок был разработан специальный корректирующий алгоритм, основанный на минимизации величины среднеквадратичного отклонения оценок местоположений разряда, формируемых алгоритмом А3 для трехпунктовых комбинаций, которые могут быть образованы из набора пунктов, заявленных в идентификационном пакете, от центра кластера, положение которого уточняется на каждом шаге минимизации. Минимизация осуществляется путем последовательного введения поправок к временным отсчетам с фиксированным шагом (0,1 мкс).

В качестве иллюстрации совместной работы Blitzortung и ГПС на Рис.1а приведена совмещенная картина пространственного распределения (в широтно-долготном

представлении) разрядной активности, сформированная в течение часового интервала регистрации грозовой активности 27-07-2014 г. (00-01 UT). Положения пунктов ГПС на рисунке отмечены треугольниками. Из приведенной иллюстрации видно в целом неплохое совпадение положений грозовых очагов, сформированных обеими системами. Однако нас интересует прежде всего возможность использования Blitzortung в качестве инструмента для более качественной оценки характеристик анализируемой ГПС путем поимпульсного сопоставления координат синхронно зарегистрированных атмосфериков. К сожалению, оперативные зоны обслуживания обеих систем перекрываются лишь своими внешними областями, в которых точность местоопределения оказывается в несколько раз ниже декларируемых значений (обычно соответствующих оптимальному расположению источников излучения во внутренних областях системы).

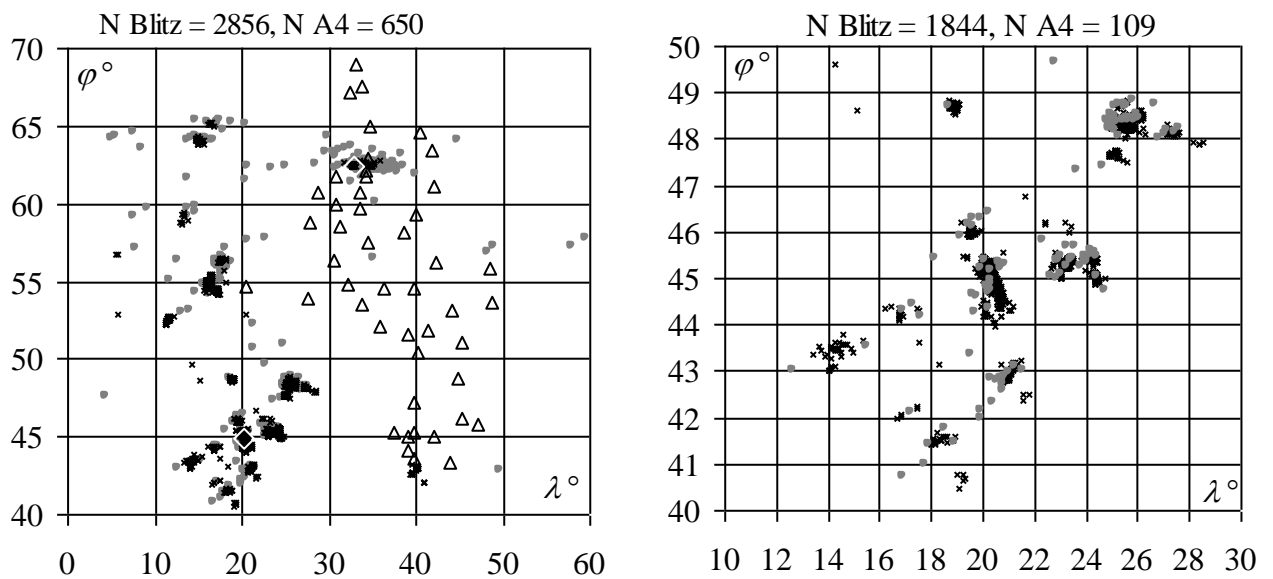


Рис.1. Совмещенные картины пространственных распределений грозовой активности сформированных за часовой интервал регистрации 27-07-2014 г (00-01 UT) системами Blitzortung (положения отдельных разрядов помечены крестиками) и ГПС (отмечены серыми точками): а) общая картина, б) выделенный в более крупном масштабе грозовой комплекс ГК_1.

Тем не менее, существует возможность косвенной оценки характеристик одной системы с использованием другой в качестве поверочного инструмента. В рассматриваемом случае из общей картины грозовой активности Рис.1а был выделен грозовой комплекс ГК_1, состоящий из нескольких мощных грозовых очагов, в более крупном пространственном масштабе представленный на Рис.1 б.

Этот комплекс наряду с высокой грозовой активностью, продолжающейся в течение нескольких часов, интересен в том отношении, что он находится в пределах внутренней зоны Blitzortung, где точность местоопределения отдельных разрядов составляет 1...2 км. По отношению же к ГПС этот комплекс располагается во внешней части ее зоны обслуживания (на удалениях от 500 до 1500 км от границы, описывающей местоположение ее крайних пунктов), в которой точность локации разрядов вследствие влияния геометрического фактора оказывается почти на порядок хуже точности, реализуемой в пределах ее внутренней зоны. В силу этого обстоятельства сопоставление данных локации гроз и отдельных разрядов системами Blitzortung и ГПС в пределах ГК_1 может быть использовано для косвенной оценки точности анализируемой системы. Эффективность обнаружения Blitzortung в области расположения ГК_1 также приближается к максимальному значению, составляющему 90...95% для разрядов облако-земля, в то время как для ГПС эффективность обнаружения в этой зоне по модельным оценкам не превышает 20%. Это позволяет по соотношению количества разрядов, зафиксированных обеими системами в области расположения ГК_1, получить достаточно объективную (хотя также косвенную) оценку

аналогичного параметра для ГПС. Из выделенного комплекса удалось выделить 21 синхронных (для сопоставляемых систем) разрядов и получить оценку отклонения местоположений ГПС от соответствующих отметок Blitzortung, которая составила $22,3 \pm 12,6$ км. Будучи пересчитанной к внутренней зоне ГПС, это значение трансформируется в 8...10 раз меньшую величину.

Поимпульсное сопоставление позволило также оценить эффективность работы корректирующего алгоритма. Ее иллюстрирует Рис.2 на примере атмосферика зарегистрированного в момент 00:35:33.997966 в пункте 55 (Ст. Петергоф) и находящегося в пределах внутренней зоны ГПС. Идентификационный пакет, соответствующий этому разряду, содержит срабатывания от десяти различных пунктов. Как показывает анализ формы атмосферика, и параметров первой и максимальной полуволн сигналов, зафиксированных в других пунктах и транслированных в центральный пункт обработки, все срабатывания произошли от одной (первой) полуволны. Вследствие погрешностей привязки в разных пунктах, имеет место значительный разброс местоположения разряда (Рис.2а), сформированных для различных трехпунктовых комбинаций алгоритма А3, достигающий почти 100 км. Результатом работы корректирующего алгоритма является компактный кластер, практически сжатый в точку, представленную на Рис.2 б. При этом отклонение его центра от местоположения того же разряда, выделенного Blitzortung, составило **0,43 км**. Столь малое значение отклонения для данного атмосферика является, конечно, случайным, поскольку погрешность Blitzortung в этой зоне более, чем на порядок превышает это значение. Таким образом, приведенное выше значение погрешности местоопределения ГПС можно рассматривать в качестве предварительной оценки ее точностной характеристики. Будучи пересчитанной в соответствии с известным геометрическим фактором во внутреннюю область оперативной зоны обслуживания этой системы, эта погрешность должна составить 2...3 км.

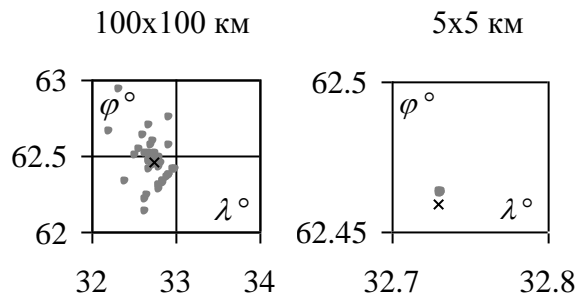


Рис. 2. 27-07-2014, 00:35:33

Литература

1. Кононов И.И., Иванов В.И., Крутой Д.М., Юсупов И.Е. Систематические ошибки местоопределения грозовых очагов // Сб. трудов XVII Междунар. Конф. «Радиолокация, навигация, связь» – г. Воронеж, – 2011. – Т. 3, – с. 1990-2002.
2. Снегуров А.В. Опыт построения экспериментальной грозопеленгационной сети. //Труды ГГО. 2010. Вып.562. С.190-200.
3. Снегуров А.В., Снегуров В.С. Экспериментальная грозопеленгационная система. //Труды ГГО. 2012. Вып. 567. С. 188-200
4. Снегуров А.В., Снегуров В.С. К концепции развития грозопеленгационной системы Росгидромета. Сборник трудов VII Всероссийской конференции по атмосферному электричеству. СПб., 24-28 сентября 2012 г., с 223-224.
5. <http://www.blitzortung.de>.
6. <http://www.lightnings.ru>
7. <http://www.grozy.ru>

• • • , • • • , • • •

(25 ÷ 75)

11-

N(h)

S-

1.

() .

[1, 2],

() .

12) .

(65) ,

() .

(.)

R,

65

[3, 4]

$10^2 \div 10^4$

[5]

20

[6]

6

[7, 8]

[9].

[1, 2],

N,

(h

= 50 ÷ 75) ,

h = 25 ÷ 40 .

[2] 11 –

= 6, 7, 8, 9 12, 1, 2, 3 ()

15

2. (h = 25 ÷ 105) [1, 2]. $N = (q/65)^{0.5} (q - \dots)$ [11]

MSIS-E-90 $Q(45, 65)$ 50 $N_{0,M}$ N(h,) [10]

$$N(h,) = N_{0,M}(h) [Q(,) () / (Q(0, 0) ())]^{0.5}. \quad (1)$$

$N(h)$ $N_{0,M}(h, 0, 0)$ $h = 55$ $h = 75$ $N_{0,M}(h)$ $0 = 50^\circ$ $0 = 60^\circ$
 $= d(\ln N)/dh$ h h N N

$N_{0,M}(h)$ $N(h)$ 55 = 0,25 $N_{0,M}(h, 0, 0)$

$N_{EQ}(h)$ $N_{EQ}(h)$ $N(h)$ [75, 105]

[9], $h = 35$ $N_{i,M}, M = 1 \dots 7$ $N_i(h)$ $N_{i,EQ}$

$N_i(R)/N_i(R=0)$ N_i $N_{i,EQ}$ $25 \div 75$ N [12]. $N(h, R)/N(h, R=0)$

$N()$ 8 4 $< 60^\circ$ [13].

« » [1, 2], $N(R)$ K_1

$$\text{Lg } N_{0,M}(h, R, 0, 0) = \text{Lg } N_{0,M}(h, R=0, 0, 0) \cdot (1 + K_1 \cdot d_R(h) R), \quad (2)$$

$d_R(h) -$ $h > 60$ $K_1 -$ $d_R < 0$ $h < 60$ $d_R > 0$ K_0 $h < 70$ K_1 [70, 80]

55 $N_{0,M}(h, R = 0)$ $N_{0,M}(h, R, 0, 0)$ [1, 2]

$N_{0,M}(h, R = 0)$

55

[9] (. 5).

3.

$N(h)$

»

$$V = \sum_{i=1}^I [X_i(\mathbf{P}) - X_i^{(e)}]^2 / S_i^2, \quad (3)$$

$S_i^2 -$

$X_i^{(e)}, X_i(\mathbf{P}) -$

$X_i^{(e)}, I -$

$N(h, \mathbf{P}), \mathbf{P} -$

$X_i(\mathbf{P})$

$N(h, \mathbf{P}).$

(12)

UT.

[7, 8].

R,

(2),

R c

T_R

[14]

1920 2000 .

$N(h)$

V.

$T_R,$

1

$V(T_R).$

$T_R = T_R,$

$V(T_R).$

4.

$N(h).$

(100)

[1, 2],

4 .

N,

()

$$V_k = \{I_k^{-1} \sum_{i=1}^{I_k} [X_i(\mathbf{P}_{\min}) - X_i^{(e)}]^2 / S_i^2\}^{0.5}.$$

$\mathbf{P}_{\min} -$

(

(3)), $I_k -$

$k, V_k -$

1)

[1]

$T_R = T_R,$

$N(h)$

$10 \div 15$

$= [v/c - *]$

$1] \cdot 10^3, -$

[16*],

[2].

[18*] 1924 - 1930 . (10 [17*])
 $15 \div 24,4$)

1963 . [19*]. (NPG (F = 18,6) 1960 -
 2) ($I_1 = 18$) V_1 1,0. « » -
 10,2 [6*] 15 15
 (33) S_2 0,5. -
 R. (R) ;
 N(h, R) [6*] T_R ;
 R = 60.

3) (A - C) (D - C)
 A, D « » . 1980 - 1984 . [2*], 3*]. -
 4- 10,2 13,6 . 5 i (-
 0,9 , 5 ([6,
 S_3 0,6). 19*], -
 4) [6, -
 19*],) NPM (23,4) NLK (24,8
) NSS (21,4), () 1992 - 1996 ., NAA (24,0
) NPG(18,6) () 1986 - 1996 . [6], -
 , - 5 . () [19*]; -
 , [6] NLK NPM. -
 , 20 - 50 1÷2 . -
 , [6]. -
) (0,2 ÷ 0,3) /1 / () . -
 5 3 /1 / . -
 [6]) , , (-
 (“ ”) (3) “ ” . -
 E_S , s, (4 8) . -
 $E_{i,S} = E_i - E_S$. -
 “ ” .

$$I_4 = 32,$$

V_4 1,2.

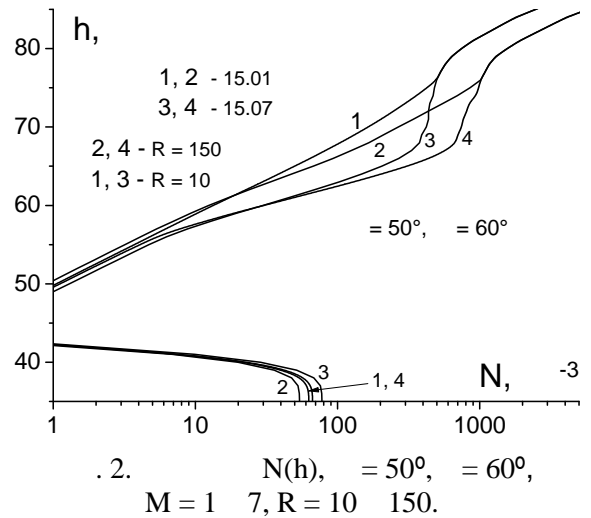
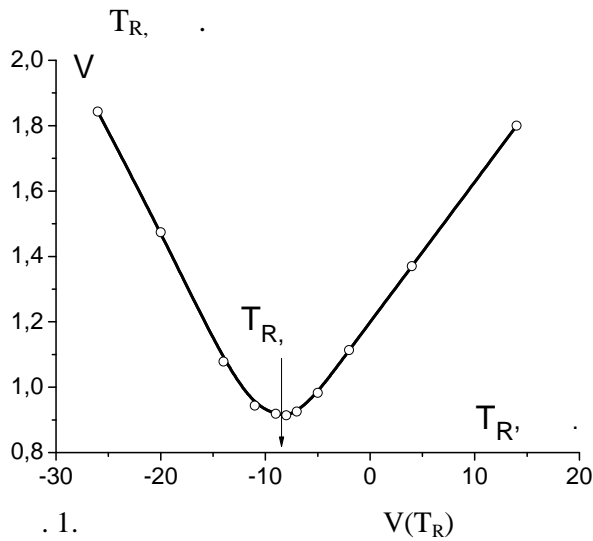
NSS- , /1 / ;

| | (9) | | $E_{i,s}$ E_s | |
|----------------|-------|-------------|--------------------|-------|
| 12.1986 | 13,0 | 34,6 | -2,1 | -1,96 |
| 09.1988 | 51,3 | 37,1 | +0,4 | 0,64 |
| 12.1989 | 149,7 | 38,4 | +1,7 | 0,97 |
| 12.1990 | 152,0 | 38,5 | +1,8 | 0,89 |
| 12.1992 | 108,2 | 36,7 | 36,7 | 37,97 |
| 12.1993 | 66,6 | 35,2 | -1,5 | -0,83 |
| 12.1994 | 34,1 | 34,2 | -2,5 | -1,50 |
| 12.1995 | 30,0 | 34,4 | -2,3 | -1,80 |

c

(3)

“ ”
 T_R
 V
 $V(T_R)$
 X_i
 $V(T_R)$



5.

R , , $8 \div 9$, . 1.

7 - 11
 0,9,

. 2

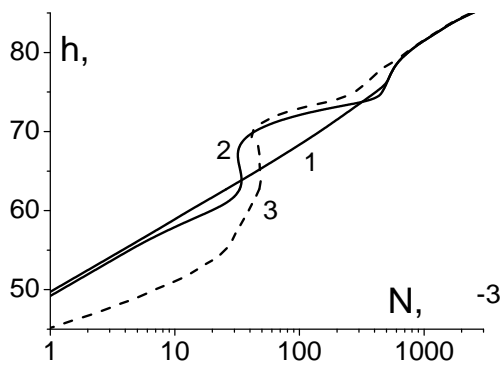
[1].

T_R ,

T_R ,
 $T_R = T_R$,

$N(h)$,

$30 \div 40$



$N(h)$ [1, 2 9] 60
 72
 (.3).
 (55 - 70),
 (3)
 [9],
 [15]
 $\lg N(h) = \lg N(h) + \text{SPL}(h,)$, [15], [9],
 $\text{SPL}(h,) - \lg N(h) -$
 : GBR (16), 90,1 ,
 111°, « » [9]. [15]
 $|R| = 0,20$ (« »
 $= 2,40$
 . 4. $N(h)$,
 $\sigma = 52^\circ$, $= 0^\circ$
 $M = 1, R = 10:$
 « » - **1;**
 « » - **2;**
 , [9] - **3.**
 60
 30 - 40
 [15]
 (1), $V_{\min} = 1,7$.
 « » (.3,
 $|R| = 0,08$ (, 68)
 « ») 0,17.
 0,3 . R
 [16],
 $N(h)$ [9]
 (16 , 90) [15].
 [9].
 N, 65 - 75 ,
 [17].

- N(h) -
6. 25 ÷ 80 N(h) -
- “ ” N 65 ÷ 73 8 ÷ 9 -
1. // XVIII -
-36 – 41. 2012. -
2. 11- 25 – 75 // -
- XIX20 – 25. 2013. -
3. Rao U.R. Solar modulation of galactic cosmic radiation. “Sp. sci. rev.”, v.12. 6. p.719 – 809, 1972. -
4. 11- -
-31. 6. .1279 – 1280. 1967. -
5. « -
- »// -
-XVI. 119 – 148, 1978. -
6. Thomson, N.R., Clilverd, M.A. Solar cycle changes in daytime VLF subionospheric attenuation. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics 62 (7), 599-606. 2000. -
7. // -
-7. . .148-154. 1978. -
8. L.N. Loutchenko, M. A. Bisyarin, Application of the normal wave method to calculations of VLF electromagnetic fields in the anisotropic two-dimensionally inhomogeneous Earth-ionosphere waveguide Int. J. Geomagn. Aeron., Vol. 7, No. 2, GI2005, doi:10.1029/2005GI000127 -
9. « 21. -
- »// 112 – 130, 1987. -
10. P.I.Y. Velinov, I. Mateev, N. Kilifarska, «3-D model for cosmic ray planetary ionization in the middle atmosphere» // Annales Geophysicae, Vol. 23, p. 3043 – 3046, 2005. -
11. N.V. Smirnova, O.F. Ogloblina, V.A. Vlaskov. Modelling of the lower ionosphere // Pure Appl. Geophys. Vol. 127. p. 353 – 379, 1988. -
12. « -
- »// 51, 1. .80 – 89, 2011. -
13. // XVII -
-24 – 29. 2011. -
14. <http://sidc.oma.be/DATA/monthssn.dat> -
15. J.S. Belrose. Low and Very Low Frequency Radio Wave Propagation // AGARD Lecture. Ser. XXIX. AGARD Publication, 115 p. July 1968. -
16. « V.3 – 12. 1966. -
- » -
17. -
-XIV.96 – 109. 1975. -

О ВЛИЯНИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ НА УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОНАВИГАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ

Физический факультет СПбГУ

В работе рассматривается влияние относительной диэлектрической проницаемости подстилающей поверхности на распространение радиосигналов ДВ-СВ диапазонов. Предложена единая эмпирическая формула гладкой зависимости диэлектрической проницаемости от удельной проводимости подстилающей среды. Показана эффективность её применения в широком диапазоне радиочастот.

Реальная земная поверхность имеет, как правило, неоднородное строение, которое наиболее адекватно описывается кусочно-однородной моделью, где каждый кусок состоит из некоторого числа однородных по электрическим свойствам слоев. В свою очередь, каждый слой описывается своими значениями относительной диэлектрической проницаемости ε и удельной проводимости σ . Для радионавигационных приложений необходимо прогнозировать амплитуду сигнала, его дополнительную задержку (поправку) и так называемое ECD (envelope–cicle-differense) – разность между фазовым и групповым запаздываниями, определяющую надежность разрешения многозначности. Задача это весьма сложная и многогранная, учитывая в основном отсутствие надежной информации о требуемых электрических параметрах всех кусков и слоев. Поэтому в рамках настоящего доклада мы рассмотрим только один ее аспект, а именно влияние диэлектрической проницаемости структур подстилающей поверхности для однородных по расстоянию трасс, и будем рассматривать трассы, однородные по глубине. Как известно [1], электрические свойства таких структур полностью описываются одним комплексным числом – поверхностным импедансом δ , который в случае однородной по глубине структуры вычисляется по формуле:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon + \frac{i\sigma}{\omega\varepsilon_0}}}, \quad \text{где} \quad (1)$$

ε – относительная диэлектрическая проницаемость среды,

σ – её удельная проводимость,

ω – круговая частота,

ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Уже из формулы видно, что чисто качественно влияние диэлектрической проницаемости растет при уменьшении отношения σ/ω , то есть при уменьшении проводимости или при увеличении частоты.

Выполним расчеты поля земной волны для спектров радионавигационных сигналов ДВ и СВ диапазонов - 100 кГц (расстояния до 1500 км) и 2 МГц (расстояния до 750 км).

Учитывая необходимость прогнозирования, как отмечено выше, трех величин, а также практически линейную зависимость дополнительного запаздывания от частоты (внутри спектра радионавигационного сигнала), достаточно выполнить расчеты на частотах $f_1, f_2 = 90, 110$ кГц и $1800, 2200$ кГц, чтобы получить амплитуду и фазовое запаздывание в мкс на средней частоте $\tau = 0.5 \cdot (\tau_1 + \tau_2)$, а также групповое запаздывание $d\tau$. Для него получим [2]:

$$d\tau = (\tau_2 f_2 - \tau_1 f_1) / (f_2 - f_1) = \tau_1 + (\tau_2 - \tau_1) \cdot [f_2 / (f_2 - f_1)]. \quad (2)$$

Соответственно, разность фазового и группового запаздывания (ECD) составит:

$$ECD = 5 \cdot (\tau_1 - \tau_2). \quad (3)$$

Результирующие графики амплитуды поля E , в дБ/(мкВ/м), дополнительного запаздывания τ и ECD, в мкс, на вышеупомянутых частотах при мощности источника 10 Вт приведены на рисунках 1, 2 и 3. Расчеты проведены для значений параметров подстилающей поверхности $\sigma = 0.0003, 0.003, 0.03$ См/м и $\epsilon = 3, 10, 30$.

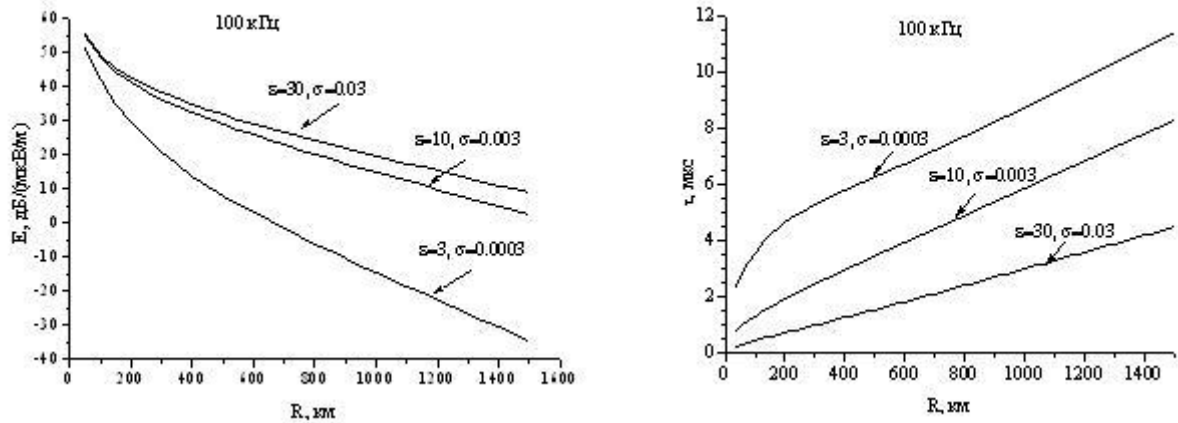


Рис.1 Зависимость амплитуды и дополнительного запаздывания τ поля земной волны от электрических параметров подстилающей поверхности на частоте 100 кГц.

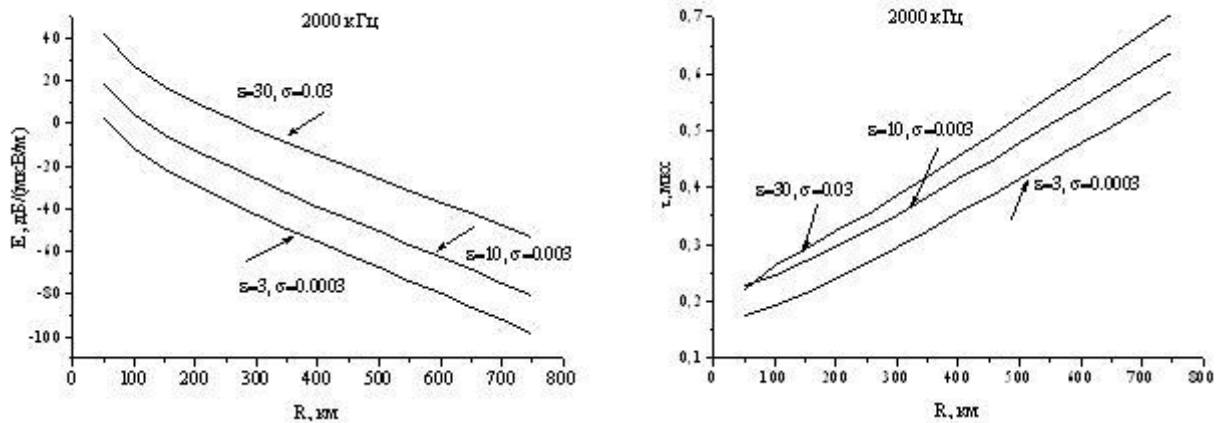


Рис.2 Зависимость амплитуды и дополнительного запаздывания τ поля земной волны от электрических параметров подстилающей поверхности на частоте 2000 кГц.

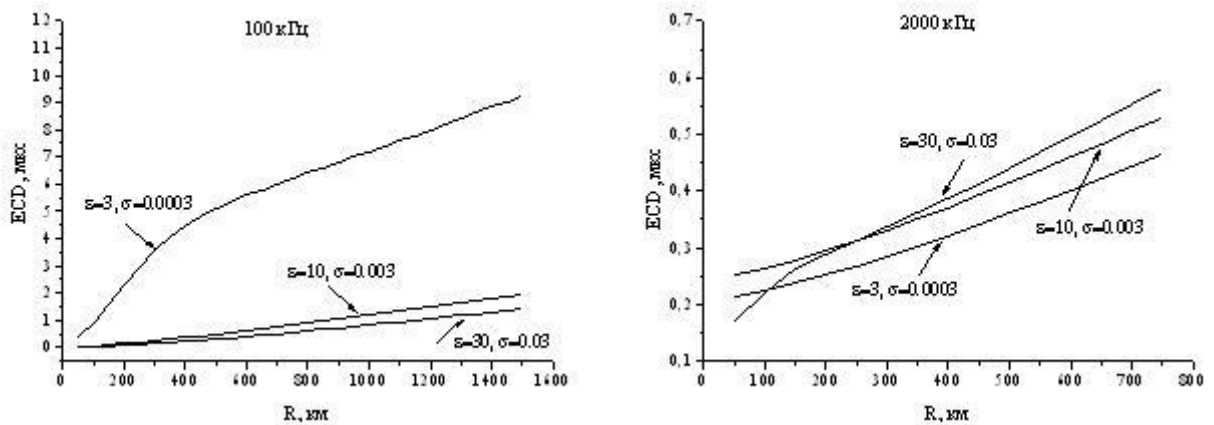


Рис.3 Зависимость разностей фазового и группового запаздываний (ECD) поля земной волны от электрических параметров подстилающей поверхности на частотах 100 и 2000 кГц.

Графики качественно подтверждают указанную выше частотную зависимость влияния ε на приведенный поверхностный импеданс. Запишем формулу (1) в виде:
 $1/\delta^2 = \varepsilon + i 60\lambda\sigma$, где λ – длина волны.

Тогда очевидно, что при понижении длины волны (повышении частоты) как амплитуда поля, так и дополнительная задержка должны падать, так как функции ослабления примерно пропорциональна $1/\delta^2$, что мы и видим на приведенных графиках.

Интересно отметить, что на нижней частоте 100 кГц неопределенность в знании ε при прогнозировании поправки может быть успешно скомпенсирована поправкой к удельной проводимости σ , однако такая процедура оказывается несправедливой при прогнозе других величин. Так, «компенсированная» поправка на разрешение многозначности может отличаться от своего истинного значения на 5 мкс, т.е. на 0,5 дорожки, соответственно вероятность разрешения многозначности становится равной только 50%.

На частоте 2 МГц, как видно из графиков на рис. 2,3, зависимости всех трех величин от проводимости и диэлектрической проницаемости оказываются качественно разными, и поэтому, строго говоря, любая трасса является трехпараметрической, а зависимость параметров полей от расстояния становится немонотонной.

Рассмотрим, какие значения принимают параметры ε и σ в реальной природе. Соответствующие измерения проводились многими авторами. Одна из сводных таблиц приведена в [3]. Аналогичные данные для различных горных пород даны также в [4]. Обращает на себя внимание, что с уменьшением проводимости структуры значение ее диэлектрической проницаемости падает. Это оказывается справедливым даже для таких «экзотических» структур, как лес ($\sigma = 2.5 \cdot 10^{-5}$ См/м и $\varepsilon=1.2$) [5] и морская вода ($\sigma=4$ См/м и $\varepsilon=80$). Указанное положение в принципе позволяет построить таблицу, где каждому выделенному диапазону проводимостей будет соответствовать свое значение ε , и задача прогнозирования из трёхпараметрической становится двухпараметрической. Однако в таком приближении возникает одна серьезная опасность. Дело в том, что на практике проводимости структур в рабочей зоне радионавигационных систем определяются (или уточняются) в процессе их калибровки путем подбора их (проводимостей) оптимальных значений по результатам экспериментальных измерений. Выбор производится путем минимизации некоторого функционала, при этом при табличном задании соответствия между ε и σ задача теряет непрерывность, и оптимальное решение может быть не найдено.

Естественным выходом из этого затруднения является конструирование единой гладкой зависимости ε от σ во всем диапазоне их изменения с использованием указанных выше экспериментальных данных. В качестве такой гладкой зависимости предлагается следующая эмпирическая формула

$$\varepsilon = 64 \cdot \sqrt[3]{\sigma}, \quad (4)$$

где ε - относительная диэлектрическая проницаемость среды,
 σ - её удельная проводимость в См/м.

Проведём расчёты поля земной волны для однородных трасс с различными удельными проводимостями подстилающей поверхности:

$$\sigma_i = 4, 0.03, 0.003 \text{ и } 0.0003 \text{ См/м.}$$

При этом зададим для ε_i соответственно - принятые дискретные значения относительных диэлектрических проницаемостей ε_i^1 и их значения ε_i^2 , полученные по формуле (4):

$$\varepsilon_i^{1,2} = (80,100), (30,20) (10,9), (3,4,3).$$

Результаты данных вычислений для амплитуды поля E , в дБ/(мкВ/м), дополнительной задержки τ и ECD, в мкс, для частот 100 кГц и 2 МГц на расстоянии от передатчика 200 км (при мощности передатчика 10 Вт) приведены в таблице 1.

Таблица 1

| Электрические свойства трасс | | 100 кГц E | 100 кГц τ | 100 кГц ECD | 2 МГц E | 2 МГц τ | 2 МГц ECD |
|------------------------------|-----------------|--------------|-------------------|----------------|------------|-----------------|--------------|
| $\sigma = 4$ (См/м) | ε^1 | 42.6 | 0.22 | 0.09 | 39.3 | 0.09 | 0.02 |
| | ε^2 | 42.6 | 0.22 | 0.09 | 39.3 | 0.09 | 0.02 |
| $\sigma = 0.03$ (См/м) | ε^1 | 42.5 | 0.73 | 0.09 | 0.035 | 0.32 | 0.29 |
| | ε^2 | 42.5 | 0.73 | 0.09 | 0.038 | 0.33 | 0.29 |
| $\sigma = 0.003$ (См/м) | ε^1 | 41.2 | 1.92 | 0.15 | -12.9 | 0.30 | 0.29 |
| | ε^2 | 41.2 | 1.92 | 0.15 | -13.0 | 0.30 | 0.29 |
| $\sigma = 0.0003$ (См/м) | ε^1 | 29.5 | 4.63 | 2.30 | -29.1 | 0.24 | 0.24 |
| | ε^2 | 29.4 | 4.58 | 2.35 | -28.5 | 0.23 | 0.23 |

Как показывают приведённые расчёты, замена дискретных значений диэлектрической проницаемости однородной подстилающей поверхности на их значения, полученные по формуле (4), приводит к незначительным изменениям результатов вычислений амплитуды и задержек поля земной волны в широком диапазоне проводимостей и частот.

Таким образом, задача калибровки радионавигационных систем ДВ-СВ диапазона и уточнения оптимальных проводимостей их рабочих зон может быть сведена с использованием формулы (4) к двухпараметрической. Кроме того, формулу (4) можно применять для упрощения структур составляемых карт электрических свойств земной поверхности в целях прогнозирования поля земной волны. Примером такой карты является карта электрических свойств земной поверхности территории России и сопредельных государств [6], в которой содержатся только удельные проводимости σ слоёв геоструктур. Тогда соответствующие диэлектрические проницаемости слоёв ε могут вычисляться по формуле (4). Удовлетворительная точность применения этой карты показана, например, по результатам измерений уровней радиосигналов контрольно-корректирующей станции (ККС) “Шексна” (частота 303.5 кГц) на реальных трассах Северо-Западного региона России [7].

Литература

1. Гюннинен Э.М., Макаров Г.И. Поле точечного диполя над импедансной поверхностью // Проблемы дифракции и распространения волн. Л. Изд-во ЛГУ. 1967. Вып. 5. С. 97-116.
2. Пылаев А.А., Тамкун Л.Г. Об использовании аппроксимаций для прогнозирования дополнительного запаздывания радиосигналов при распространении над земной поверхностью // Навигация и гидрография. ГНИНГИ МО РФ. СПб. № 25. 2007. С. 36-44.
3. Фейнберг Е.Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М. Издательство Академии Наук СССР. 1961. С. 105.
4. Физические свойства горных пород и полезных ископаемых // Справочник геофизика. М. Недра. 1976. 527с.
5. Егоров В.А. Определение эффективных электрических свойств растительного покрова // Тезисы докладов IX Региональной конференции по распространению радиоволн. Санкт-Петербург. 2003. С. 87- 88.
6. Пылаев А.А., Соляков О.В., Тамкун Л.Г. Прогнозирование электромагнитных полей ДВ – СВ диапазонов по карте геоэлектрических разрезов // Сборник докладов научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь» (RLNC*2013). Воронеж. 2013.
7. Пылаев А.А., Соляков О.В., Тамкун Л.Г. Об экспериментальных и теоретических исследованиях радиосигналов ККС ГЛОНАСС/GPS “Шексна” для сложных трасс с наличием лесной растительности // Сборник трудов XVIII Региональной конференции по распространению радиоволн. СПб. 2012. С 134-137

... , A.M. .

(1982 – 1987)

1982 1987 .

[1-6]

100 , Ds- , Ds- , D- ,
10 - 40 . ~ 60 ~ 30 .

1986 13 1987 . 15 3 1982, 16 1984, 23

(1 -) [1, 2, 6]

(), $S_I = 885$ () - .

$R(t_n)$ $h(t_n)$ (GBR) - $S_2 = 2497$ km,

3 1982 1- .

) 3- (10.2, 12.1 13.6 kHz)

.1. () - 1- () - 3 1982 . 1. .

[7] (Ds -) (100

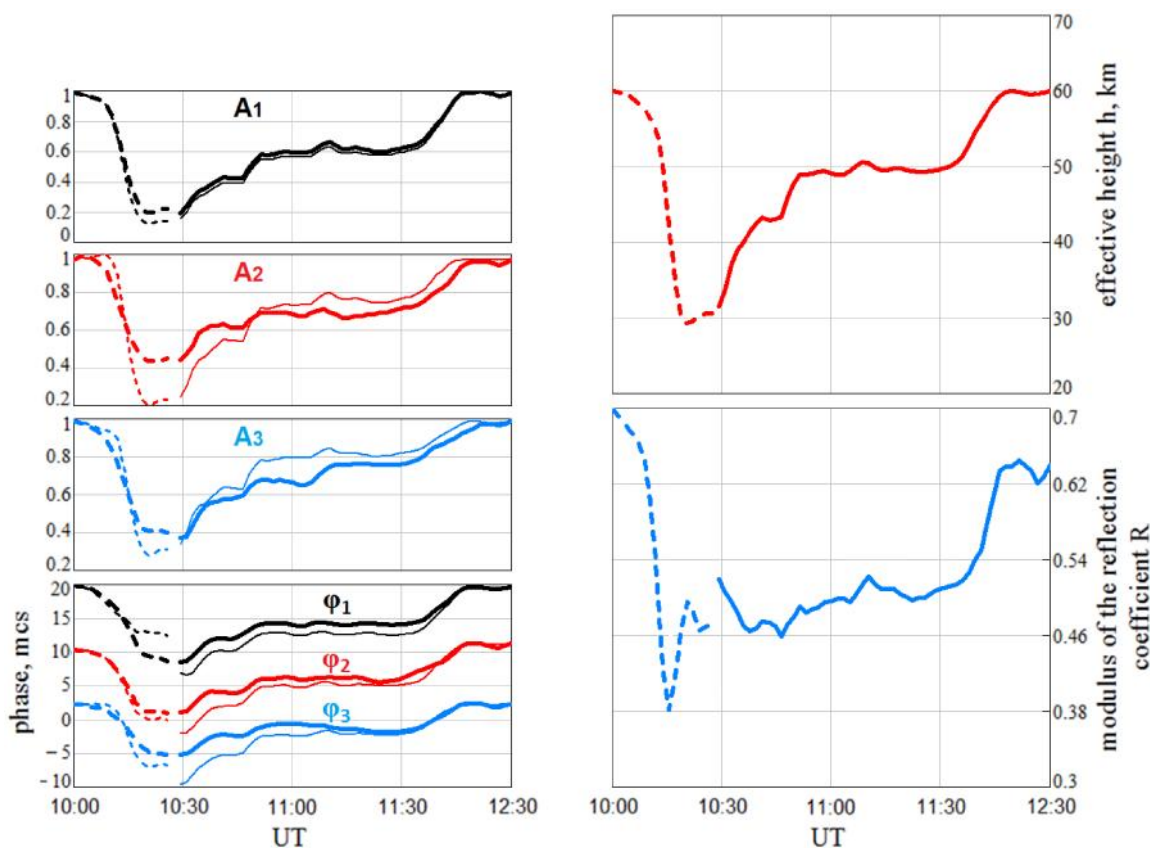
) (10:00 – 10:30), $t_0 = 10:00$ UT () .

$h(t_0)$ $R(t_0)$ () ,
(12:30 - 10:30, (- 100)),
 $h(t_0)$ $R(t_0)$ $t_m = 12:30$ UT (

) . 1.

$R(t)$ ()

$h(t)$



1. () S_1 - () A1, 1, A2, $h(t_n)$ () 10.2, 12.1 13.6 kHz. $R(t_n)$ D_s

2- S_2 ,

$D_{aur} - 62^0$ N) $D_{aur} - D$, $D - S_2 - D_{aur}$ ()

D D_s - ,
 1- (1). , : (i) D ; (iii)
 ; (ii) D 2-
 :

$$E_{calc}(t_n, D) = E * \exp\left[-\frac{Im(v) * (S_2 - D_{aur})}{R}\right] * \exp\left[-\frac{Im(v_{aur}) * (D_{aur} - D)}{R}\right] * \exp\left[-\frac{Im(v_{dist}(t_n)) * D}{R}\right]$$

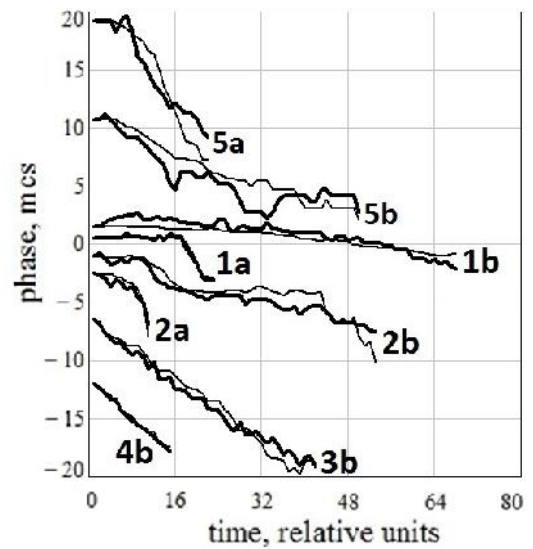
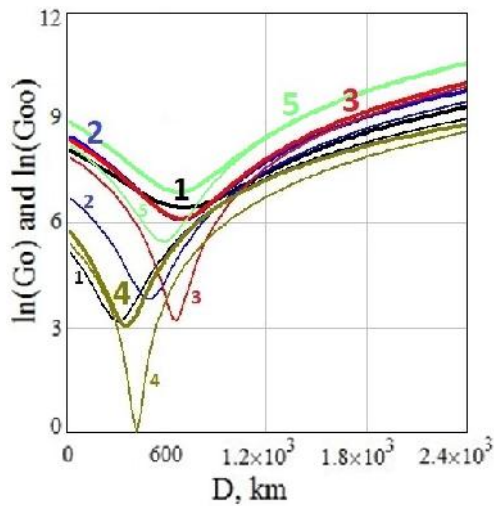
$$\varphi_{calc}(t_n, D) = \left[\frac{Re(v) * (S_2 - D_{aur})}{R}\right] + \left[\frac{Re(v_{aur}) * (D_{aur} - D)}{R}\right] + \left[\frac{Re(v_{dist}(t_n)) * D}{R}\right]$$

$$G_{00}(D) = \sum_{n=1}^{n=m} \frac{[\tilde{E}(t_n) - E_{calc}(t_n)]^2}{\tilde{E}(t_0)^2} + \sum_{n=1}^{n=m} \frac{[\tilde{\varphi}(t_n) - \varphi_{calc}(t_n)]^2}{(\Delta_{max}\tilde{\varphi})^2}$$

$$G_0(D) = \sum_{n=1}^{n=m} \frac{[\tilde{\varphi}(t_n) - \varphi_{calc}(t_n)]^2}{(\Delta_{max}\tilde{\varphi})^2}$$

E_{calc} () 16 kHz () t_n D ,
 () ; -
 ; aur -
 ; $dist(t_n)$ -
 t_n ,
 [8]; $R = 6370$ () $G_{00}(D)$ $G_0(D) - D$.
 D .

5-
 2 4
 $G_{00}(D)$ $G_0(D)$ () 3 5 -
).
 10 -
 $G_{00}(D)$ $G_0(D)$
 ,
 16 kHz,



. 3. - $G_{00}(D)$ $G_0(D)$ D ;
 - () ()
 16 kHz. 1 - 15 () 1982; 2 - 3 () 1982; 3 - 16 () 1984; 4 - 23
 1986; 5 - 13 () 1987 (a) (b) ()
 ()
 100 ()
 D ()
 D ()
 2 4 . D

1,1 - G_0 G_{00} , 1 .
 3 5
 GBR - .

| 1 | 2 | G_{00} | | 4 | G_0 | |
|----|------|------------------|-----------------------------|------------------|-----------------------------|----|
| | | D | D, | | D | D, |
| 15 | 1982 | 600 (490-710) | 00 64,7 (65,4-64,2) | 400 (360-440) | 00 65,8 (66-65,6) | |
| 3 | 1982 | 700 (630-770) | 00 64,2 (64,6-63,9) | 500 (460-540) | 00 65,2 (65,5-65,1) | |
| 16 | 1984 | 700 (610-790) | 00 64,2 (64,8-63,8) | 670 (640-700) | 00 64,3 (64,6-64,2) | |
| 23 | 1986 | 350 (320-380) | 00 66 (66,2-65,9) | 400 (390-410) | 00 65,8 (65,8-65,7) | |
| 13 | 1987 | 650 (560-740) | 00 64,4 (65-64) | 570 (530-610) | 00 64,9 (65,2-64,8) | |

64⁰ N.

1. *Remenets, G. F. and Beloglazov M. I.*, (1992) Dynamics of an auroral low ionospheric fringe at geophysical disturbances on 29 September 1989. // Planet. Space Sci. V. 40. P. 1101-1108.
2.
// , 2001. 4. . 3 (No. 20). C. 23-38.
3. *Beloglazov, M. I. and Remenets G. F.*, (2005) Investigation of powerful VLF disturbances, Intern. J. Geom. Aeronom., 5, No. 3, April issue, GI3004, doi: 10.1029/2005GI000101.
4.
" 16-17
2010 . - - . - , 2010. . 20-22.
5. *Beloglazov, M. I. and Remenets G. F.*, (2010) Ultra-relativistic electron precipitations as a main cause of the most powerful disturbances in the middle polar atmosphere, in Proceedings of the 8th International Conference "Problems of Geocosmos" held in St. Petersburg, Russia, edited by V. S. Semenov (St Petersburg, 2010). P. 51-56. ISBN 978-5-9651-05045.
<http://geo.phys.spbu.ru/>.
6. *Remenets G. F. and Beloglazov M. I.* Ultrarelativistic electrons in the near cosmos and X-ray aurora in the middle polar atmosphere. // JGR – Space Physics. V. 118. N. 11. P. 6829-6838. DOI: 10.1002/2013JA018822.
7. *M.*,
1966. . 5-30.
8.
. 12. - , 1973. . 188-207.

В.Д. Терещенко, Е.Б. Васильев, В.А. Терещенко, О.Ф. Оглоблина,
С.М. Черняков

ИОНОСФЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПОЛЁТА И ВЗРЫВА КОЛЬСКОГО МЕТЕОРИТА

Полярный геофизический институт КНЦ РАН, Мурманск

Представлены результаты исследования эффектов взрыва Кольского (Аннанского) метеороида 18 апреля 2014 года в вариациях амплитуды отражений и концентрации электронов в нижней ионосфере по данным радара частичных отражений ПГИ. В вариациях указанных параметров обнаружены возмущения, характерные для акустико-гравитационных волн. Эти возмущения появляются через 8 – 30 минут после взрыва метеорита, имеют периоды колебаний около 3, 6, 8, 9 и 16 минут и амплитуду относительных колебаний концентрации электронов 0.2 – 0.3 для инфразвуковых колебаний и 0.3 – 0.8 для внутренних гравитационных волн. Расчётная горизонтальная скорость этих волн в восточном направлении от места взрыва составила 300 – 365 м/с и 160 – 180 м/с соответственно.

Введение. В ночь с 18 на 19 апреля 2014 года жители Кольского полуострова России, Северной Финляндии и Норвегии в течение 4-5 секунд наблюдали полёт яркого болида (<http://flashnord.com/news/zhiteli-zapolyarya-prinyali-yarkuyu-vspyshku-v-nebe-za-padenie-meteorita>). Очевидцы этого события отмечали две яркие вспышки голубоватого оттенка, которые осветили окрестности этих мест. По показаниям некоторых наблюдателей полёт метеороида сопровождался странным потрескиванием, шелестом, шипением и свистом. При этом никаких звуков взрыва за этим не последовало.

На основе анализа данных сети камер наблюдения Финской болидной группы и видео, сделанного в Снежногорске, были определены координаты места падения фрагментов метеороида и найдены два осколка метеорита весом 48 и 120 граммов. Первоначальная масса метеороида приблизительно оценивается в 500 кг.

Кольский метеорит получил название Аннанский по имени реки Аннана, возле которой он упал, примерно в 100 км от Мурманска. Химический анализ фрагментов метеорита показал, что он относится к классу хондритов Н5 – наиболее распространённый класс каменных метеоритов.

Метеороиды с размерами приблизительно от 1 до 10 метров, вторгаясь в атмосферу Земли, тормозятся и разрушаются в атмосфере, создавая яркие вспышки на высотах около 25 – 35 км. Падение космических тел заканчивается атмосферными взрывами, которые могут стать источником мощного импульсного излучения акустико-гравитационных волн (АГВ) в атмосфере Земли [1]. Ионосферные возмущения (ИВ), которые возникают при взаимодействии метеорного тела с атмосферой Земли, связывают с распространением таких АГВ. В настоящее время актуальной остаётся проблема определения параметров (формы, амплитуды, периода) и пространственно-временных характеристик (фазовой и групповой скорости, направления распространения и местоположения источника) таких ионосферных возмущений.

Наиболее прямым способом определения характеристик ИВ являются радиолокационные наблюдения. Одним из эффективных методов изучения геофизических эффектов, создаваемых различными источниками возмущений в нижней ионосфере Земли, является метод частичных отражений (МЧО) радиоволн [2]. Метод обладает достаточным высотным разрешением и позволяет вести длительные циклы наблюдений. Целью работы является поиск волновых возмущений в нижней полярной ионосфере, сопутствующих полёту и взрыву Кольского метеорита по данным установки частичных отражений ПГИ.

Техника эксперимента и методика обработки. Характеристики и структурная схема измерительного комплекса частичных отражений ПГИ описаны в работах [3, 4], методика и

результаты измерений представлены в [4, 5]. Для выделения ионосферного отклика на взрыв метеороида полученные временные ряды амплитуд отражений и электронной концентрации сначала были подвержены процедуре удаления линейного тренда, вычисляемых на интервале времени 60 мин., а затем отфильтрованы в диапазоне периодов 2-20 мин. Для определения параметров волновых возмущений отфильтрованные ряды данных подвергались спектральному анализу с помощью оконного преобразования Фурье и вейвлет преобразования. В дополнение к данным установки частичных отражений для анализа привлекались данные инфразвуковых, сейсмических, риометрических станций, магнитометров и спутников GOES (<http://jord-skjelv.no/cgi-bin/showpage.cgi>; <http://www.norsardata.no/NDC/stations/ARC/>; <http://www.sgo.fi/Data/Riometer/rioStation.php>; <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/cgi-bin/kp-cgi>; <http://www.swpc.noaa.gov/>).

Результаты измерений и анализ. На рисунке 1 приведены результаты измерений амплитуды отражений обыкновенной волны до и после взрыва Кольского метеорита. Вертикальной линией отмечено время взрыва метеорита 22:14 UT. Взрыв произошёл на расстоянии ~ 200 км к западу от места наблюдения. Из рисунка видно, что наиболее существенные изменения в структуре нижней ионосферы произошли через 12 – 20 минут после падения метеорита.

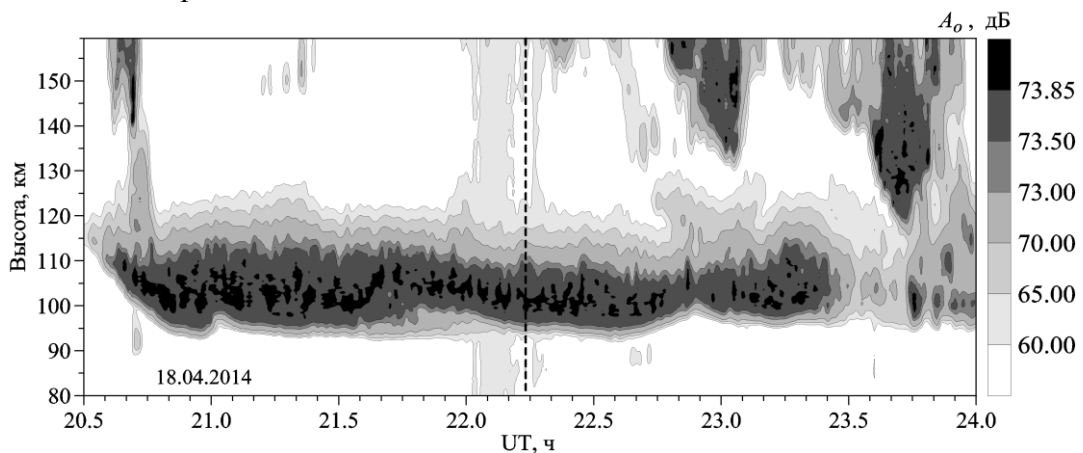


Рисунок 1 – Временной ход амплитуд отражений обыкновенной волны

По данным спутника GOES 18 апреля вспышечная активность Солнца была высокой. В этот день произошла вспышка M 7.3 (12:31 - 13:20 UT) и наблюдалось слабое солнечное протонное событие. Плотность потоков электронов с энергией более 2 МэВ не превышала умеренного уровня. Геомагнитная обстановка в период с 0 до 21 UT была спокойной, с 21 до 24 UT стала слабовозмущённой ($K_p=3-$), а затем – возмущённой ($K_p=4$). Эффекты взрыва метеорита в данных риометрического поглощения не были замечены.

Для выявления ИВ, генерируемых при взрыве метеорита, и определения их характеристик был сделан анализ временных вариаций амплитуд отражений и концентрации электронов на фиксированных высотах в нижней ионосфере. Пример ионосферного отклика АГВ, возникающий при взрыве метеороида, в форме отфильтрованных вариаций амплитуды отражений обыкновенной волны на высотах 92.5 и 126.5 км показан на рисунке 2.

В данных радиофизических наблюдений на высоте 92.5 км, отфильтрованных в диапазоне периодов от 2.5 до 6 мин (рисунок 2а), уверенно отмечается присутствие колебаний с периодом 3 – 4 мин, связанных с распространением акустических волн. Амплитуда колебаний превышает интенсивность фоновых флуктуаций до взрыва и составляет величину порядка 0.25. Из рисунка 2а также видно, что время всплеска отстаёт от момента взрыва метеорита на 12 мин. При этом горизонтальная скорость распространения волны составила около 400 м/с.

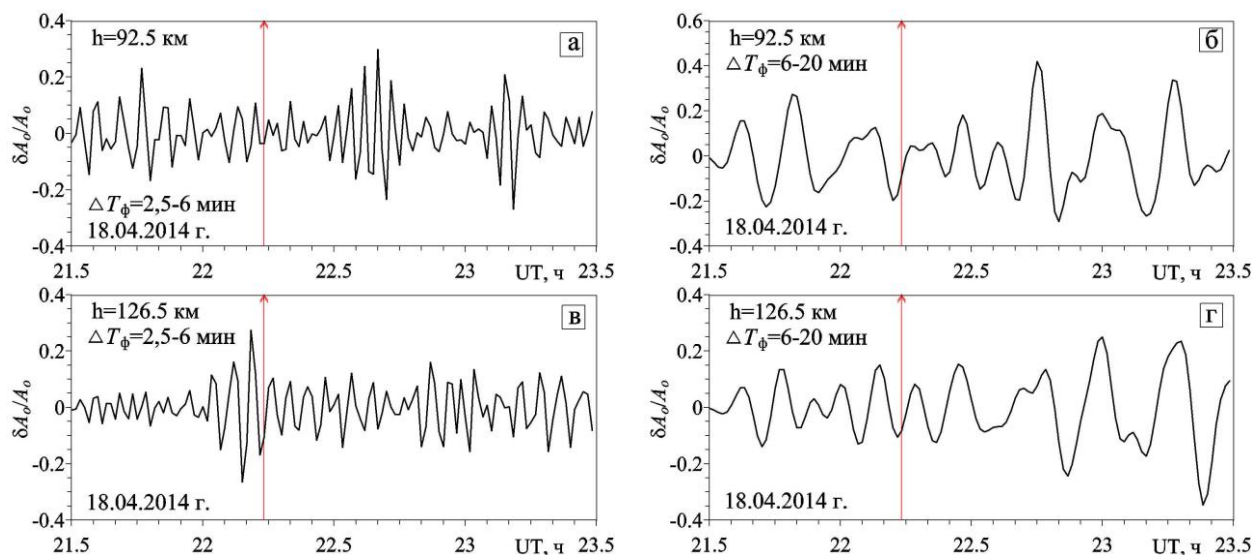


Рисунок 2 – Флуктуации амплитуд отражений обыкновенной волны в D- и E-областях ионосферы

В данных радиозондирования, отфильтрованных в диапазоне периодов от 6 до 20 мин (рисунок 2б), наблюдались возмущения, имевшие форму, соответствующую форме ударной акустической волны с периодами около 9 и 16 мин. Возмущения проявились через 8 и 20 мин после взрыва метеорита. Амплитуда таких колебаний составила 20 и 40% от среднего значения, а горизонтальная составляющая фазовой скорости была 600 и 240 м/с соответственно.

В области E ионосферы (рисунки 2в и 2г) были зарегистрированы колебания амплитуды отражений с периодами около 6 и 16 мин. Величина эффективной скорости таких возмущений лежит в пределах 160-180 м/с, что соответствует скорости медленных магнитогидродинамических (ММГД) волн. Относительная амплитуда возмущений была в 2 раза больше уровня фоновых флуктуаций.

Спектральный анализ временных вариаций концентрации электронов в D-области ионосферы (рисунок 3) также показывает наличие возмущений с периодами 9 и 16 мин и амплитудой 50-80%. Эти возмущения появились через 14 и 30 мин после взрыва и имели фазовые скорости 345 и 160 м/с соответственно.

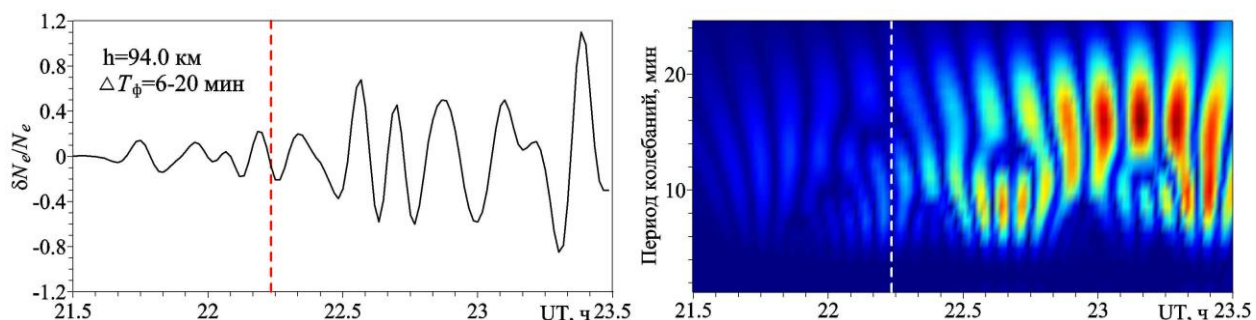


Рисунок 3 – Флуктуации электронной концентрации в D-области ионосферы и вейвлет-спектр в диапазоне периодов 6 - 20 мин

Полученные результаты согласуются с оценками средней скорости распространения возмущений полного электронного содержания в нижней ионосфере (300-320 м/с) и периодов колебаний (8 и 16 мин), выполненными по данным установки частичных отражений в [6] при исследовании ИВ Скандинавских болидов и в [7] от подводного взрыва в Баренцевом море.

Используя данные инфразвуковых станций можно определить скорости распространения инфразвуковых колебаний. Оказалось, что в западном направлении эти

скорости равны 320-340 м/с, в юго-западном – 328-371 м/с, в восточном направлении (по данным установки частичных отражений) – 300-365 м/с.

Полученные значения скоростей указывают на анизотропный характер распространения ионосферных возмущений.

Заключение. Экспериментально подтверждено, что полёт и взрыв Кольского метеорита сопровождался генерацией акустических и гравитационных волн в нижней ионосфере. Звуковые волны имели периоды колебаний около 3-6 мин, а внутренние гравитационные волны - 8-16 мин. Эти волны на расстоянии 200 км от места взрыва приводили к регистрируемым изменениям электронной концентрации в нижней ионосфере с амплитудой 0.2 – 0.3 для инфразвуковых колебаний и 0.3 – 0.8 для внутренних гравитационных волн. Скорости регистрируемых мод ионосферных возмущений близки к скорости звука и медленных магнитогидродинамических волн в нижней ионосфере.

Литература

1. Голицын Г.С., Григорьев Г.И., Докучаев В.П. Излучение акустико-гравитационных волн при движении метеоров в атмосфере // (Физика атмосферы океана) Изв. АН СССР. ФАО. – 1977. – Т.13, №9. – С. 926-935.
2. Митра А. Воздействие солнечных вспышек на ионосферу Земли. – М.: Мир, 1977. – 370 с.
3. Терещенко В.Д., Васильев Е.Б., Овчинников Н.А., Попов А.А. Средневолновый радиолокатор Полярного геофизического института для исследования нижней ионосферы // Техника и методика геофизического эксперимента. – Апатиты: Изд. КНЦ РАН, 2003. – С. 37-46.
4. Терещенко В.Д., Полтев Е.К., Овчинников Н.А., Терещенко В.А., Оглоблина О.Ф., Васильев Е.Б. К определению параметров нижней ионосферы по наблюдениям дифференциального поглощения и фазовым измерениям частичных отражений радиоволн // Труды XXIII Всероссийской научной конференции Распространения радиоволн (Йошкар-Ола, 23-26 мая 2011 года.) Сборник научных докладов. Йошкар-Ола: Мар ГТУ, 2011. – Т. 1. – С. 267-270.
5. Беликович В.В., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е., Терещенко В.Д., Оглоблина О.Ф., Терещенко В.А.. Исследование D-области ионосферы методом частичных отражений на средних широтах и в авроральной зоне // Изв. Вузов. Радиофизика. – 2003. – Т. 46, №3. – С. 181-191.
6. Терещенко В.Д., Оглоблина О.Ф., Терещенко В.А., Черняков С.М., Васильев Е.Б. О возмущениях в полярной нижней ионосфере после падения крупных метеоритов // Труды XXV Всероссийского симпозиума по радиолокационному зондированию природных сред. Санкт-Петербург, 17-19 апреля 2007. – СПб: 4ЦНИИ МО РФ, 2009. – С. 579-585.
7. В.Д. Терещенко, С.М. Черняков, О.Ф. Оглоблина, В.А. Терещенко. Ионосферные эффекты подводного взрыва // Труды II Всероссийской научно-технической конференции "Проблемы военной геофизики и контроля состояния природной среды". СПб: ВКА им. А.Ф. Можайского, 2012. – Т. 2. – С. 296-302.

Т.Д. Борисова⁽¹⁾, Н.Ф. Благовещенская⁽¹⁾, А.С. Калишин⁽¹⁾, М.Т. Риетвельд⁽²⁾,
Т.К. Йоман⁽³⁾, И. Хагстром⁽⁴⁾

ЭФФЕКТЫ МОДИФИКАЦИИ F ОБЛАСТИ АВРОРАЛЬНОЙ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМИ КВ РАДИОВОЛНАМИ НА ЧАСТОТАХ ВБЛИЗИ 5 И 6 ГИРОГАРМОНИК ЭЛЕКТРОНОВ

⁽¹⁾ Арктический и антарктический НИИ, г. Санкт-Петербург, Россия

⁽²⁾ Европейская научная Ассоциация EISCAT, Норвегия

⁽³⁾ Лейстерский университет, Англия

⁽⁴⁾ Шведский институт космической физики, Швеция

Представлены результаты анализа явлений, наблюдаемых в искусственно модифицированной авроральной ионосфере КВ радиоизлучением на частотах накачки вблизи к 5^{ой} и 6^{ой} гармоникам гирорезонанса. Исследования выполнены по результатам измерений радаром некогерентного рассеяния EISCAT (г.Тромсе) параметров ионосферной плазмы (электронной концентрации N_e , температуры электронов T_e и мощностей некогерентно рассеянных сигналов радара НР искусственными ионосферными турбулентностями такими как, инициированными нагревом плазменными линиями HFPL и усиленными нагревом ионными линиями HFIL).

При воздействии мощного КВ радиоизлучения обыкновенной поляризации (О-поляризация) на ионосферную плазму возбуждается широкий комплекс явлений в областях резонансного взаимодействия. При определенных условиях в ионосфере реализуется двойной резонанс. Двойной резонанс имеет место на ионосферной высоте, когда наблюдается равенство между частотой нагрева f_H , верхней гибридной частотой f_{UH} и частотой кратной гирочастоте электронов, $f_H = f_{UH} = nf_{ce}$, где $f_{UH} \sim (f_{plasm}^2 + f_{ce}^2)^{1/2}$, f_{plasm} – плазменная частота ионосферы и f_{ce} – гирочастота электронов на высоте h_{UH} [1]. Особенности, возникающим в ионосфере, модифицированной мощными КВ радиоволнами с частотами накачки, близкими частотам двойных резонансов, посвящены многочисленные исследования [1 – 3 и цитируемая литература]. Явления, регистрируемые вблизи двойного резонанса, сильно зависят от номера гирогармоники n .

Экспериментальные исследования эффектов модификации высокоширотной ионосферы на частотах нагрева f_H близких гармоникам гирочастоты электронов $f_H \approx nf_{ce}$ ($n = 5, 6$) выполнены с 22 по 29 октября 2013 г. на КВ нагревном комплексе EISCAT/Heating (г. Тромсё, Норвегия). Излучение мощных КВ радиоволн О-поляризации проводилось в направлении магнитного зенита (наклон диаграммы направленности излучающей антенны составлял 12° к югу от вертикали, азимут – 185°). В экспериментах использована фазированная антенная решетка №1 (ширина диаграммы направленности 7° и эффективная мощность излучения на частотах 6.7 – 8 МГц порядка $P_{эфф} \sim 640$ МВт). Излучение проводилось циклами 20 мин нагрев/10 мин пауза, начиная с первой и тридцать первой минуты часа. В течение цикла нагрева каждые 20 с частота накачки f_H увеличивалась на 5 кГц. Модификация высокоширотной ионосферы в октябре 2013 г. на частотах накачки $f_H \sim 5f_{ce}$, происходила в условиях отражения мощной КВ радиоволны обыкновенной поляризации от ионосферного слоя F2, $f_H < f_oF2$, при использовании $f_H \sim 6f_{ce}$ в последних нагревных циклах условия отражения были предельными $f_H \sim f_oF2$.

Исследования, выполненные в октябре 2013 г., позволили провести анализ эффектов модификации высокоширотной F-области ионосферы при ее нагреве мощными КВ радиоволнами О- поляризации вблизи пятой и шестой гирогармоник электронов по данным различных средств и методов диагностики. Основное внимание уделено результатам исследований с помощью радара некогерентного рассеяния в Тромсе (930 МГц),

пространственно совмещенного с КВ нагревным комплексом EISCAT/Heating. Данные радара НР обеспечили возможность исследований поведения электронной концентрации N_e , температуры электронов T_e , и спектров плазменных и ионных линий.

В качестве типичного примера результатов измерений радаром НР для экспериментов $f_H \sim 5f_{ce}$, на рис.1 (левая панель) показаны высотно-временные распределения некоторых параметров ионосферной плазмы: электронной плотности N_e , T_e и N_{e_raw} . Рис.1г демонстрирует данные искусственного радиоизлучения ионосферы ИРИ в виде спектрограммы для 25.10.13. По максимальному подавлению интенсивности DM компоненты ИРИ определяли время и частоту $f_H = f_{HR}$ прохождения двойного резонанса при сканировании частоты. Правая панель рис.1 демонстрирует результаты измерений радаром НР высотно-временных распределений N_e (а), T_e (б), N_{e_raw} (в) и ИРИ (г) при модификации ионосферы 29 ноября 2013 г. на частотах накачки $f_H \sim 6f_{ce}$. Обнаружено возрастание электронной концентрации N_e на 40 – 50% в широком диапазоне высот (до 450 – 500 км) около пятого и шестого гирорезонансов.

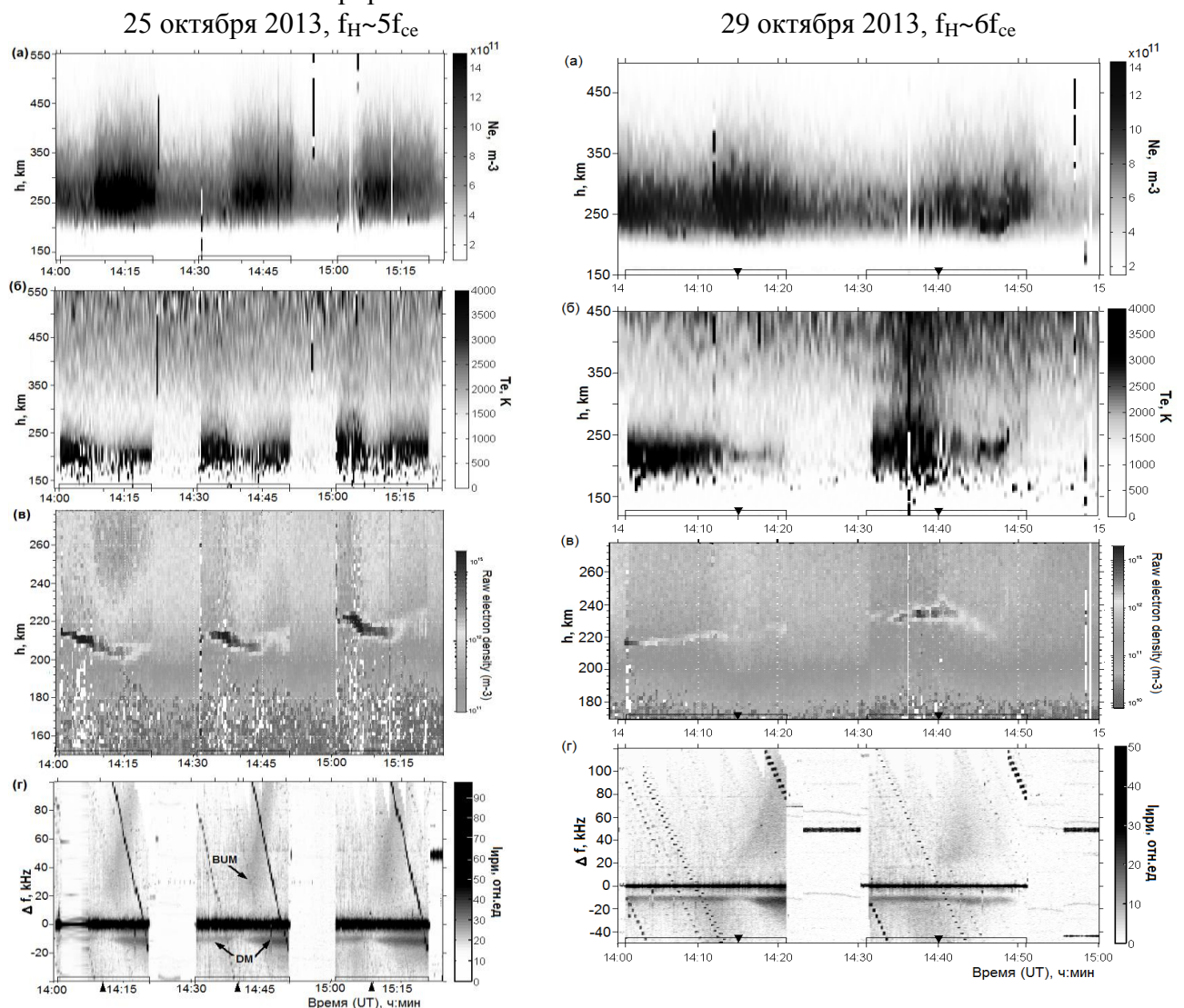


Рисунок 1. Высотно-временное распределение электронной плотности N_e (а), температуры электронов T_e (б) и мощности рассеянных сигналов («сырых» значений плотности электронов N_{e_raw}) (в) по данным радара НР в Тромсё на частоте 930 МГц в периоды экспериментов 25 ($f_H \sim 5f_{ce}$) и 29 ($f_H \sim 6f_{ce}$) октября 2013. Спектрограммы искусственного радиоизлучения ионосферы (г). Циклы нагрева и моменты двойных резонансов отмечены на оси времени. На спектрограммах на оси ординат положение полосы ИРИ представлено со смещением по оси частот, чтобы максимум в спектре ИРИ на частоте нагрева f_H в любой момент отсчета соответствовал $\Delta f = 0$.

На рис. 2 приведены результаты спектральной обработки в низкочастотном диапазоне данных радара НР для 25 октября 2013г. Спектры HFIL (HF-enhanced ion lines) в нагревных экспериментах, как правило, представляют собой двугорбые кривые с максимумами, смещенными относительно нулевой частоты в положительную область с S_{ILU} , и в отрицательную – S_{ILD} стороны, а иногда с несмещенным относительно нуля максимумом S_{ILO} .

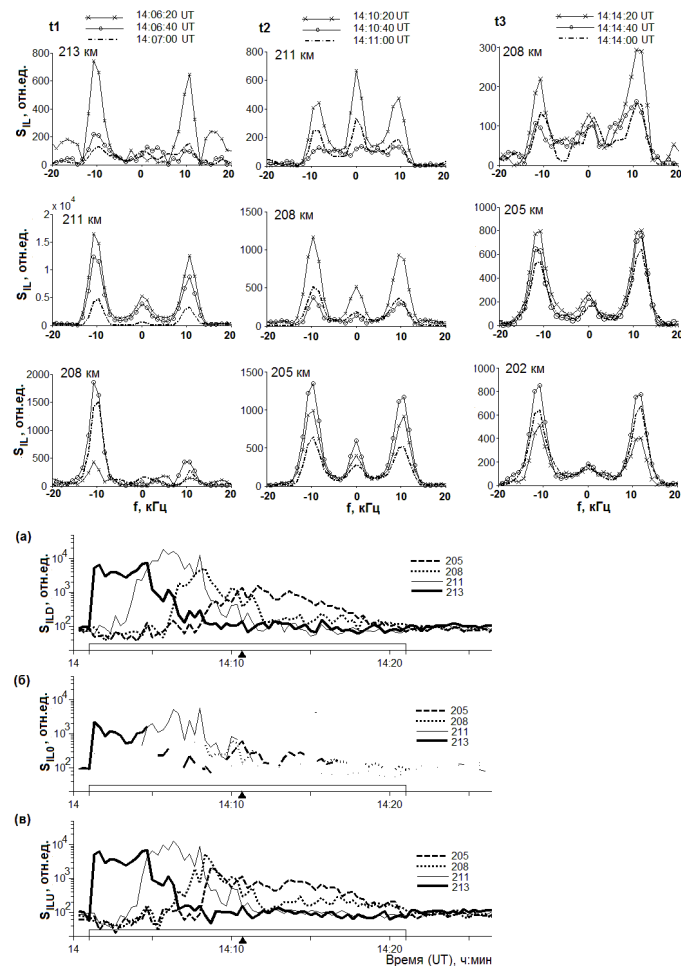


Рис. 2. Данные измерений характеристик усиленных нагревом ионно- акустических линий HFIL радаром НР г.Тромсе при нагреве $f_H \sim 5f_{ce}$ 25 октября 2013г. Спектры HFIL, наблюдаемые при регистрации максимальной интенсивности DM компоненты ИРИ перед гирорезонансом (колонка t1), максимального подавления DM компоненты в гирорезонансе (t2) и максимальной интенсивности BUM компоненты (t3). Спектры мощности HFIL (t1–t3) S_{IL} приведены на трех высотах, максимумы S_{IL} которых были наибольшими для данного момента времени. На каждой высоте по три спектра, измеренные через 20с в одноминутном интервале. Вариации от времени мощности максимумов S_{ILD} , S_{ILO} и S_{ILU} в цикле нагрева 14:01 – 14:21 UT (а, б, в).

В нагревных экспериментах $f_H \sim 5f_{ce}$ в спектрах мощности S_{HFIL} в диапазоне частот нагрева 300 кГц одновременно наблюдаются три усиленных максимума HFIL: S_{ILU} , S_{ILD} и S_{ILO} , что свидетельствует о возбуждении неустойчивостей PDI (parametric decay instability) и OTSI (oscillating two stream instability), на высотах, близких высоте отражения мощной КВ радиоволны. Мощности S_{ILU} , S_{ILD} и S_{ILO} на частотах, ниже гирорезонанса, $f_H < f_{HR}$, были на порядок выше, чем на частотах, выше гирорезонанса, $f_H > f_{HR}$.

Результаты спектральной обработки в высокочастотном диапазоне измерений радара НР 25 октября 2013 г., представленные на рис. 3, являются типичными для экспериментов вблизи $f_H \sim 5f_{ce}$, выполненных в октябре 2013 г. Инициированные нагревом плазменные линии HFPL (HF-induced plasma lines) на сонограммах $S_{PL}(f, t)$ проявлялись в виде двух треков HFPL₁ и HFPL₂, разнесенных по частоте. Плазменные линии HFPL₁ возбуждались на частотах f_{PL1} , близких по значениям частотам накачки f_H . Второй вид плазменных линий HFPL₂ возбуждался на более высоких частотах $f_{PL2} \sim f_H + 150 \div 250$ кГц. Плазменные линии регистрировались при изменении частот накачки от $(f_{HR} - 100$ кГц) до $(f_{HR} + 30$ кГц). Мощности плазменных линий S_{PL} резко снижались на частотах нагрева, выше гирорезонанса, $f_H > f_{HR}$. Отметим, что мощности S_{PL1} на два порядка выше, чем S_{PL2} . Плазменные линии HFPL₁ возбуждались на частотах f_{PL1} , близких частотам волны накачки f_H , в процессе параметрического распада мощной электромагнитной волны на

высокочастотную плазменную ленгмюровскую волну с частотой f_{PL1} и низкочастотную ионно-акустическую

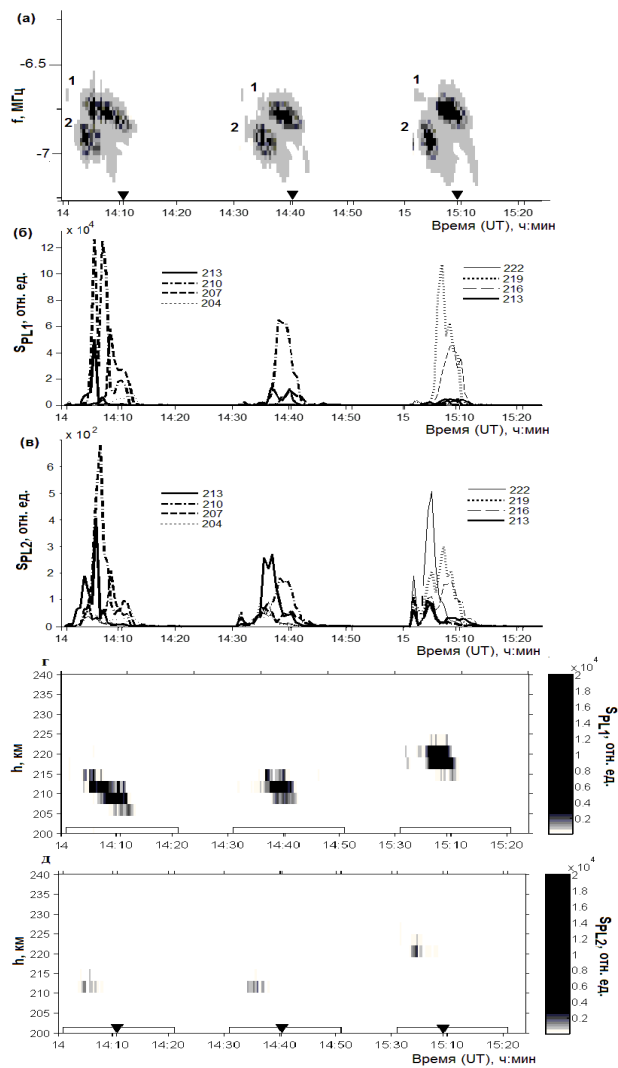


Рис. 3. Результаты измерений радара НР инициированных нагревом плазменных линий HFPL 25 октября 2013 г. в период 14:00 – 15:25 UT, когда частота мощной КВ радиоволны $f_H \sim 5f_{ce}$. Циклы нагрева и моменты гирорезонансов отмечены на оси времени. Спектрограмма $f_{HFPL}(t)$ в области высот 128 – 302 км (а). Вариации мощностей плазменных линий $S_{PL1}(t)$ трека HFPL₁(б) и $S_{PL2}(t)$ трека HFPL₂(в) на заданных высотах. Пространственно – временное распределение HFPL₁ (г) и HFPL₂ (д)

волну с частотой f_{IA} (PDI). Вторым видом плазменных линий HFPL₂ возбуждался на более высоких частотах $f_{PL2} \sim f_H + 150 \div 250$ кГц. Частотный сдвиг HFPL₂ может быть объяснен в предположении, что кроме интенсивной электромагнитной волны накачки с частотой f_H и плазменной ленгмюровской волны с частотой f_{PL1} , существуют волны Бернштейна с частотами f_B . Тогда при взаимодействии трех волн возникает четвертая плазменная волна с частотой f_{PL2} . Выполненные оценки частоты возбуждения плазменных линий HFPL₂ находятся в приемлемом соответствии с экспериментально наблюдаемыми значениями f_{PL2} эксп.

Обнаружено существенное различие в поведении инициированных нагревом плазменных линий HFPL вблизи пятой и шестой гирогармоник электронов.

Проведенные исследования свидетельствуют об одновременном существовании вблизи пятой и шестой гармоник гирочастоты электронов тепловой параметрической неустойчивости (ТПИ), параметрической распадной неустойчивости (PDI) и осциллирующей двух потоковой неустойчивости (ОТСИ) в широком диапазоне изменения частот нагрева (до 300 кГц).

Литература

1. Гуревич А. В. // Успехи физич. наук. 2007. Т. 177, № 11. С. 1145.
2. Leyser T. V. // Space Sci. Rev. 2001. V. 98, P. 223.
3. Фролов В.Л., Бахметьева Н.В., Беликович В.В., и др. // УФН. 2007. Т. 177. № 3. С. 330.
4. Борисова Т.Д., Благовещенская Н.Ф., Калишин А.С. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т.57. №1. С. 1-22.

• • • , • • • , • • •

« - »

((), - (), fluctuation analysis), - (WL - “wavelet leaders”)) MF-DFA (multifractal-detrended fluctuation analysis), (),

, MF-DFA (WL - “wavelet leaders”) [1-3].

(), (, [4]).

$$A(t)$$

$$t_k - |W(\ddagger, t_k)|_{\max}.$$

T_{loc} :

$$|W_{loc}(\ddagger, t_l)|_{\max}^q = \left[\sum_{k=1}^{N_k} |W(\ddagger, t_{l_k})|^q \right] > 0. \quad (1)$$

l_k - ” ” $|W(\ddagger, t_{l_k})|$ l - T_{loc} .

T ($T > T_{loc}$):

$$Z(q, \ddagger) = \sum_{i=1}^N |W(\ddagger, t_i)|_{\max}^q = \sum_{l=1}^{N_l} \left[\sum_{k=1}^{N_k} |W(\ddagger, t_{l_k})|_{\max}^q \right] = \sum_{l=1}^{N_l} |W(\ddagger, t_l)|_{\max}^q. \quad (2)$$

\ddagger - ” ” i - T .

l -

T

$$\overline{|W(\ddagger, t_l)|_{\max}} \sim \sum_{k=1}^{N_k} |W(\ddagger, t_{l_k})|_{\max} \sim \ddagger^{\gamma(t_l)}, \quad (3)$$

T (2) (. [4])

$$Z(q, \ddagger) \sim \int \overline{|W_{\max}|}^q \cdot \ddagger^{-D_A(r)} d\ddagger \sim \int d\ddagger \ddagger^{\gamma q} \cdot \ddagger^{-D_A(r)} \sim \ddagger^{\{A(q)\}}. \quad (4)$$

$W(\ddagger) \sim \ddagger^{-D_A(r)}$ - ()

r

T ; $D_A(r)$ -

r -

; $\{A(q)$ -

(4)

$D_A(r_q)$

r_q [2]:

$$\begin{cases} D_A(r_q) = r_q \cdot q - \xi_A(q) \\ r_q = \frac{d\xi_A(q)}{dq} \end{cases} . \quad (5)$$

$$\Delta t_{sam} \geq \dagger_{qfl} \left(\begin{array}{l} W(\dagger, t_i) \\ \Delta A(t), \end{array} \right. \quad T : t_i,$$

$$W(\dagger, t_i) = \frac{1}{\dagger} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbb{E} \left(\frac{t' - t_i}{\dagger} \right) A(t') dt' \cong \frac{1}{\dagger} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbb{E} \left(\frac{t' - t_i}{\dagger} \right) \Delta A(t') dt'. \quad (6)$$

$$A(t) = A_{trend}(t) + \Delta A(t) \quad T_{loc} \overline{W(\dagger, t_i)} \cong 0.$$

($q > 0$):

$$Z(q, \dagger) = \sum_{i=1}^N |W(\dagger, t_i)|^q = \sum_{l=1}^{N_l} \left[\sum_{k=1}^{N_k} |W(\dagger, t_{l_k})|^q \right]. \quad (7)$$

$$\overline{[\Delta A(\dagger)]^2} \sim [\dagger]^{2r+1}, \quad \overline{[W(\dagger)]^2} \sim \dagger^{2r}.$$

$$\overline{[W(\dagger)]^2} = \frac{E(\dagger)}{\dagger} = \overline{v(\dagger)}$$

\dagger .

$q \geq 0$.

MF-DFA.

$$F(q, \dagger) = \left\{ \frac{1}{N_s} \sum_{\epsilon=1}^{N_\epsilon} [f^2(\epsilon, s)]^{q/2} \right\}^{\frac{1}{q}}, \quad (8)$$

$$f^2(\epsilon, s) = \frac{1}{s} \sum_{i=1}^s \{Y[(\epsilon - 1)s + i] - y_\epsilon(i)\}^2.$$

$y(i)$

$Y[(\epsilon - 1)s + i]$

$1 \quad N_s$

$n, \quad q -$

[2].

150

MF-DFA

MF-DFA

($1a -$

F

1b -

$q=2$

$h(q=2) 0,19;$

$D_A,$

).

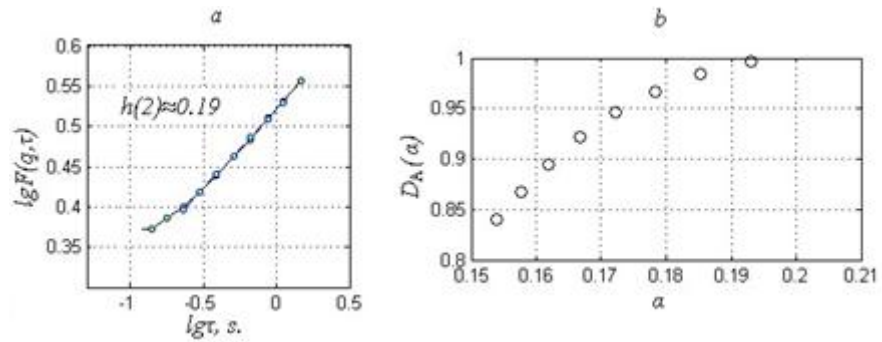
MF-DFA

()

(WL - "wavelet leaders" [3]).

[5]

(
(DFA)).



1. a – $F(q=2)$; b –

MF-DFA.

1. . . . // . 2007, .177, 8, . 859
2. Kantelhardt J.W., Zschiegner S.A., Bunde A., Havlin S., Koscielny-Bunde E., Stanley,H.E., 2002. Physica A 316, 87.
3. Jaffard S., Lashermes B., Abry P. Wavelet leaders in multifractal analysis. In T. Qian, M.I. Vai, and X. Yueheng, editors, Wavelet Analysis and Applications, 1. Basel, Switzerland, 2006. Birkhauser Verlag. P. 219–264.
4. . . . // 2008. . 51,
4. . 287.
5. . . .

О ДИСПЕРСИОННЫХ ИСКАЖЕНИЯХ БИСУПЕРГАУССОВСКОГО ЛЧМ-ИМПУЛЬСА В РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

На основе полученного ранее аналитического описания процесса распространения электромагнитного импульса в резонансно-поглощающей газовой среде рассмотрены возможные особенности дисперсионных искажений сверхкоротких ЛЧМ-импульсов с бигауссовской и бисупергауссовской начальной формой и несущей частотой, совпадающей с резонансной частотой единственной сильной линии поглощения водяного пара в миллиметровом диапазоне волн 183,36 ГГц.

В связи с быстрым развитием техники терагерцового частотного диапазона проблема аналитического описания процесса распространения импульсных электромагнитных сигналов в резонансно-поглощающих средах привлекает все большее внимание (см., напр., [1-4]). Составляющие ее конкретные задачи всегда решаются на основе интеграла Фурье и всегда с привлечением набора упрощающих допущений, проследить влияние которых на итоговый результат и выводы возможным не представляется. В [5] (см. также [6]) изложено альтернативное решение задачи применительно к газовой среде. Решение получено непосредственно во временной области; без введения дополнительных допущений оно позволяет изучать закономерности и особенности процесса распространения импульсов, обусловливаемые их начальной формой, длительностью и законом частотной модуляции, а также вариациями параметров среды распространения и длины трассы. Некоторые результаты выполненного на его основе анализа дисперсионных искажений квазимонохроматического прямоугольного и биэкспоненциального импульсов наносекундной длительности приведены в [7, 8]. Настоящий доклад содержит аналогичные результаты, полученные применительно к бигауссовскому и бисупергауссовскому ЛЧМ-импульсам. Как и в [7, 8], несущая частота импульса f' принадлежит наиболее освоенной части терагерцового диапазона и совпадает с резонансной частотой единственной сильной в диапазоне 30 - 300 ГГц линии водяного пара $\nu_{ij} = 183,36$ ГГц.

Мгновенную частоту ν излучаемого импульса определим равенством

$$\nu(0;t) = f' + \Delta f (2t - t_{\text{e}}) / (2t_{\text{e}}), \quad 0 \leq t \leq t_{\text{e}}.. \quad (1)$$

Здесь t – время; t_{e} – длительность импульса; Δf – девиация частоты. Тогда комплексная огибающая рассматриваемого ниже импульса определяется выражением:

$$\tilde{A}(0;t) = A_0 \left(\exp \left(-\alpha_1 \left(\frac{t}{t_{\text{e}}} \right)^q \right) - \exp \left(-\alpha_2 \left(\frac{t}{t_{\text{e}}} \right)^q \right) \right) \exp \left(i \Delta f \frac{t^2 - t t_{\text{e}}}{2t_{\text{e}}} \right), \quad t \geq 0. \quad (2)$$

При известных параметрах $\alpha_1 < \alpha_2$ и q параметр A_0 в (2) находится из условия равенства

единице нормированной начальной энергии импульса $\bar{E}_{\text{e}}(0) = \int_0^{t_{\text{e}}} |\tilde{A}(0;t)|^2 dt / t_{\text{e}}$. При $q = 1$

импульс (2) биэкспоненциальный, при $q = 2$ – бигауссовский и при $q > 2$ – бисупергауссовский (см. рис.1).

Согласно [5], текущая комплексная огибающая импульса (2) имеет вид:

$$\tilde{A}(\tau; t') = A_0 \exp\left(i \Delta f \frac{(t')^2 - t' t'_e}{2t'_e}\right) \left[\exp\left(-\alpha_1 \left(\frac{t'}{t'_e}\right)^q\right) - \exp\left(-\alpha_2 \left(\frac{t'}{t'_e}\right)^q\right) \right] -$$

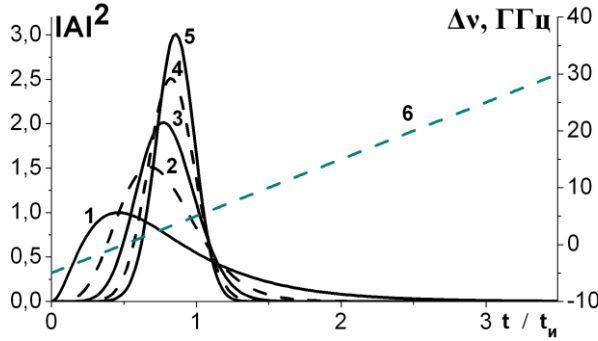


Рис.1. Энергетическая огибающая импульса (2) при $q=1, A_0 = 2,116$ (1); $q=2, A_0 = 2,603$ (2); $q=3, A_0 = 3,004$ (3); $q=4, A_0 = 3,355$ (4) и $q=5, A_0 = 3,673$ (5) и закон частотной модуляции на рис.2 и 3 ($\Delta f = 10$ ГГц) (6).

$$\begin{aligned} & - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_1 \theta}) \left(\exp\left(-\alpha_1 \left(\frac{t'-\theta}{t'_e}\right)^q\right) - \exp\left(-\alpha_2 \left(\frac{t'-\theta}{t'_e}\right)^q\right) \right) \times \\ & \quad \times \exp\left((p_1 - i\omega') \theta + i \Delta \omega \frac{\theta^2 - 2t'\theta + \theta}{2t'_e} \right) d\theta - \\ & - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_2 \theta}) \left(\exp\left(-\alpha_1 \left(\frac{t'-\theta}{t'_e}\right)^q\right) - \exp\left(-\alpha_2 \left(\frac{t'-\theta}{t'_e}\right)^q\right) \right) \times \\ & \quad \times \exp\left((p_2 - i\omega') \theta + i \Delta \omega \frac{\theta^2 - 2t'\theta + \theta}{2t'_e} \right) d\theta + \\ & + \int_0^{t'} \left(\exp\left(-\alpha_1 \left(\frac{t'-\theta}{t'_e}\right)^q\right) - \exp\left(-\alpha_2 \left(\frac{t'-\theta}{t'_e}\right)^q\right) \right) \exp\left(-i\omega'\theta + i \Delta \omega \frac{\theta^2 - 2t'\theta + \theta}{2t'_e}\right) d\theta \times \\ & \quad \times \left[\int_0^\theta \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\mu}} J_1(2\sqrt{\delta_1 \mu}) \exp(p_1 \mu) \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta-\mu}} J_1(2\sqrt{\delta_2(\theta-\mu)}) \exp(p_2(\theta-\mu)) d\mu \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

В формуле (3): $p_{1,2} = -\delta \pm i\omega_1 = -\delta \pm i\sqrt{\omega_{ij}^2 - \delta^2}$; $\omega_{ij} = 2\pi\nu_{ij}$; $\delta = 2\pi d\nu$; $d\nu$ – полуширина спектральной линии; $\omega' = 2\pi f'$; $\delta_{1,2} = 0,5\tau\delta(1 \pm i\delta/\omega_1)$; $\tau = \gamma(\nu_{ij})z$ и $\gamma(\nu_{ij})$ – оптическая глубина трассы и коэффициент поглощения (по мощности) среды на резонансной частоте; $t' = t - z/c$; z – длина трассы; c – скорость света в среде.

На рис.2 и 3 приведены примеры деформации энергетических огибающих (кривые 1) импульса (2) на трассах с $\tau = 10$ и $\tau = 50$. Величины q указаны возле каждой из кривых; по горизонтали на рисунках отложено безразмерное время t'/t'_e . Здесь же приведены кривые 2, изображающие эволюцию временного хода приращения мгновенной частоты излучения

$$\Delta\nu(\tau; t') = \nu(\tau; t') - f' = \frac{1}{2\pi} \frac{-\text{Im} \tilde{A}(\partial \text{Re} \tilde{A} / \partial t') + \text{Re} \tilde{A}(\partial \text{Im} \tilde{A} / \partial t')}{(\text{Re} \tilde{A})^2 + (\text{Im} \tilde{A})^2}, \quad \tilde{A} \ddot{\omega} \quad (4)$$

в пределах текущей длительности деформированного импульса. Величина $\nu(\tau; t')$ в (4) описывает мгновенную частоту импульса, прошедшего слой среды с оптической глубиной τ ;

величины в правой части формулы определяются непосредственно по формуле (3) либо получаются при ее дифференцировании в явном виде. Совместный анализ величин поля и мгновенной частоты позволяет проследить перемещение отдельных формирующих исход-

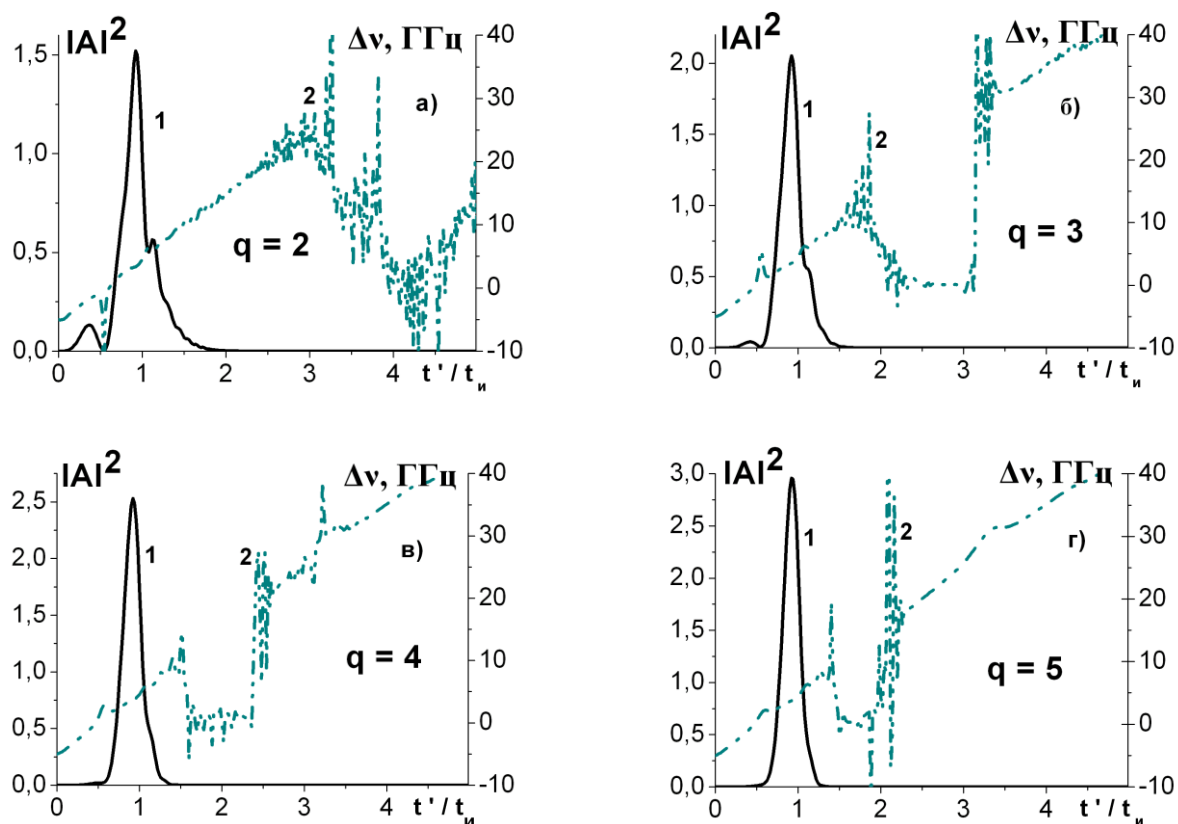


Рис.2. Энергетическая огибающая (кривые 1) и приращение мгновенной частоты (кривые 2) импульса (2) при прохождении в резонансно-поглощающей газовой среде трассы с $\tau = 10$ и $f' = \nu_{ij} = 183,36$ ГГц; $\Delta f = 10$ ГГц; $\alpha_1 = 1; \alpha_2 = 4$; $t = 10^{-9}$ с; $d\nu = 0,5$ ГГц.

ный импульс групп гармоник в пределах его уже текущей длительности и возможное относительное подавление таких групп из-за дисперсии поглощения.

Основной вывод, который позволяют сделать кривые 1, представленные на рис.2 и 3, состоит в том, что дисперсионные искажения частотно-модулированного импульса уменьшаются с увеличением параметра q . Если на рис.2а,б,в и 3а,б,в можно проследить заведомые отклонения формы текущей энергетической огибающей от ее первоначального вида (см. рис.1), то на рис.2г и 3г какие-либо дополнительные особенности у огибающих отсутствуют полностью. Отмеченная тенденция сохраняется при увеличении оптической глубины трассы, по крайней мере, до $\tau = 200$. Возможное объяснение этой особенности состоит в следующем. Сопоставление энергетических спектров излучаемых импульсов показывает, что при принятых для рис.2 и 3 величинах девиации частоты и длительности импульса их характерная ширина заметно уменьшается с переходом к супергауссовским импульсам. Так, для импульсов наносекундной длительности ширина энергетического спектра составляет $\sim 6,18$ ГГц при $q = 2$ и $\sim 3,45$ ГГц при $q = 5$. Положение максимума спектра также зависит от q . При $q = 2$ максимум приходится на частоту $\sim 1,82$ ГГц и при $q = 5$ — на частоту $\sim 3,54$ ГГц. Можно сказать, что переход к супергауссовскому импульсу равносильен смещению (удалению) спектра импульса от центра линии в сторону ее высокочастотного крыла и, таким образом, уменьшению воздействия линии на импульс. С увеличением полуширины линии и при прочих равных условиях воздействие области резонансного поглощения на распространяющийся импульс возрастает.

Другой выраженной особенностью кривых на рис.2 и 3, которой пока не удается найти непротиворечивое объяснение, является устойчивое наличие у кривых 2 временного промежутка, в пределах которого приращение мгновенной частоты близко к нулю. Иначе: в пределах этого промежутка частота колебаний поля в импульсе близка к несущей. При $q = 1$ эффект отсутствует полностью. При

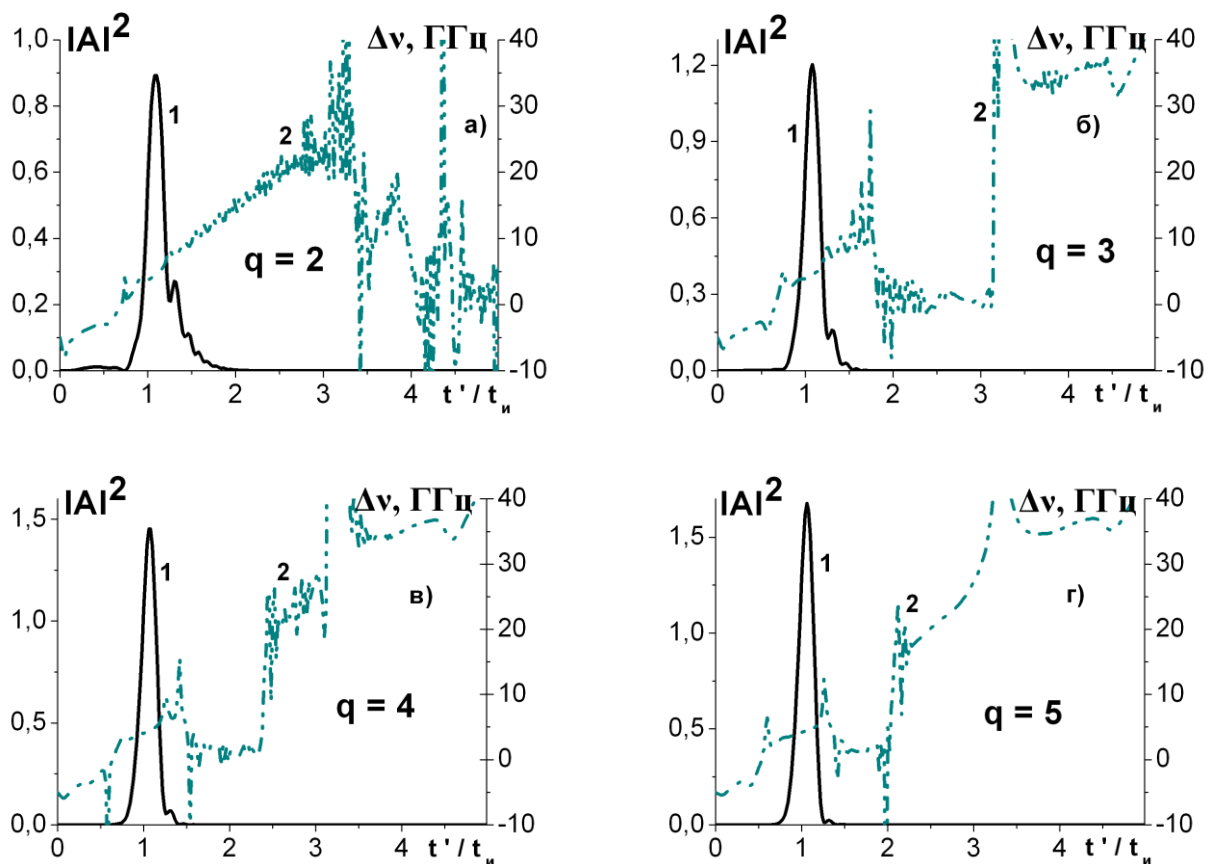


Рис.3. То же, что и на рис.2, при $\tau = 50$

$q = 2$ промежуток находится в стадии формирования (см. рис.2а и 3а). Далее сформировавшийся промежуток постепенно смещается влево по временной оси.

Литература

1. Qi J., Shihvola A. Truncation effect on precursor field structure of pulse propagation in dispersive media. //Progress In Electromagnetic Research B. 2009. V.14. P.69-86.
2. Pinhasi Y., Yahalom A., Pinhasi G.A. Propagation analysis of ultrashort pulses in resonant dielectric media. //J.Opt.Soc.Amer.B. 2009. V.26. No.12. P.2404-2413.
3. Cartwright N.A. Electromagnetic plane-wave pulse transmission into a Lorentz half-space. //J.Opt.Soc.Amer.A. 2011. V.28.No.12. P.2647-2654.
4. Бухман Н.С. Об искажении короткого квазимонохроматического сигнала в резонансно-поглощающей среде. //Радиотехника и электроника. 2007. Т.52. № 5. С.593-604.
5. Стрелков Г.М. О распространении сверхкороткого радиоимпульса в резонансно-поглощающей атмосфере. //Радиотехника и электроника. 2013. Т.58. № 10. С.1094-1103.
6. Стрелков Г.М. Распространение сверхкороткого электромагнитного импульса в среде с аномальной дисперсией. //Доклады РАН. 2008. Т.419. № 4. С.478-482.
7. Стрелков Г.М. О дисперсионных искажениях прямоугольного ЛЧМ-импульса в резонансно-поглощающей атмосфере. //Рег. XIX конф. по распространению радиоволн (СПб, СПбГУ, 2013 г.). Сб. трудов конференции. СПб.: СПбГУ. 2013. С.69-72.
8. Гашевская О.С., Нарышкин В.И., Стрелков Г.М. О дисперсионных искажениях ЛЧМ-импульса в резонансно-поглощающей атмосфере. //VI Всеросс. научн.-техн. конф. «Радиолокация и радиосвязь», (М., ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, 2012). Труды Конференции. М.: ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. 2012. С.225-229.

Н.А. Коренькова, В.С. Лещенко, Ю.В. Черняк

НАЛИЧИЕ ПЕРИОДОВ ПЛАНЕТАРНЫХ ВОЛН ВО ВРЕМЕННЫХ ВАРИАЦИЯХ $foF2$ ПО ДАННЫМ СТАНЦИИ КАЛИНИНГРАД ЗИМОЙ 2010 ГОДА

Западное отделение ИЗМИРАН

В работе приводятся данные по ст. Калининград вариаций $foF2$ и результаты вейвлет анализа временных вариаций $foF2$ для зимнего периода 2009-2010г. В январе-феврале 2010 года в стратосфере наблюдалось внезапное стратосферное потепление, которое может приводить к перестройке циркуляции ветров на высотах $F2$ области ионосферы. В работе представлены изменения периодов планетарных волн, присутствующих в вариациях $foF2$ для всего зимнего периода и во время стратосферного потепления январь-февраль 2010 г.

Вопрос о связи метеорологических параметров и критических частот F-области ионосферы давно привлекает к себе внимание исследователей, что находит свое отражение в многочисленных зарубежных [1-3] и отечественных работах [4-6]. За последние десятилетия, в связи с бурным развитием экспериментальной техники, появились новые многочисленные данные, значительно повысившие интерес исследователей к проблеме взаимодействия нижних слоев атмосферы и ионосферы, посредством волновых процессов [7-13]. Одновременно развивалось и теоретическое численное моделирование процессов, возникающих в стратосфере и приводящих к эффектам в ионосфере. В силу особенностей распространения атмосферных волн и процессов в ионосферной плазме, моделирование процессов требует разработки трехмерных моделей околоземного пространства в диапазоне высот от поверхности Земли до нескольких тысяч километров [14-17]. Недавние исследования динамических атмосферных процессов показали, что горизонтальные планетарные волны (PW), проникающие из стратосферы до высот мезосферы и нижней термосферы (MLT) меняют структуру приливов и, следовательно, связаны с процессами изменения $foF2$ [16]. Планетарные волны это квазипериодические глобальные колебания нейтрального ветра, давления и плотности, которые доминируют и распространяются зонально до высот MLT с периодами порядка 2, 5, 10 и 16 дней [20]. Ранее нами проводились исследования спорадического слоя E_s для зимы 2010г. с целью выявления периодов планетарных волн во время стратосферного потепления [18]. В настоящей работе представлены результаты $foF2$ для того же зимнего периода 2010г. по данным вертикального зондирования для ст. Калининград ($54,6^\circ$ с.ш., 20° в.д.) с целью определения временных периодов параметров изменчивости $foF2$, которые могут ассоциироваться с периодами планетарных волн в области существования $F2$ слоя.

Известно, что одной из причин, приводящей к образованию нерегулярной по высоте ветровой структуры, могут являться стратосферные потепления. Это метеорологическое явление заключается в повышении температуры атмосферы на высотах 30 – 50 км преимущественно зимой в северном полушарии. Температура при этом может возрастать на несколько десятков градусов по отношению к фону. Потепление может продолжаться несколько дней и даже недель. Во время этого события происходит возбуждение волн различных масштабов, которые могут проникать до высот не только нижней термосферы, но области $F2$. Таким образом, потепления в значительной мере определяют картину волнового режима стратосферы и влияют на соответствующие параметры мезосферы, нижней термосферы и ионосферы.

На рис.1 показаны, сверху вниз, геофизические условия для рассматриваемого стратосферного потепления январе-феврале 2010 года [19]. Пик стратосферной температуры на географическом полюсе северного полушария на высоте 10 hPa (~ 30 км) достигается 22

января, и Tn остается достаточно высокой в течение, примерно, двух недель. На более низких широтах, возрастание Tn более плавное и пик приходится на 28 января. Скорость среднего

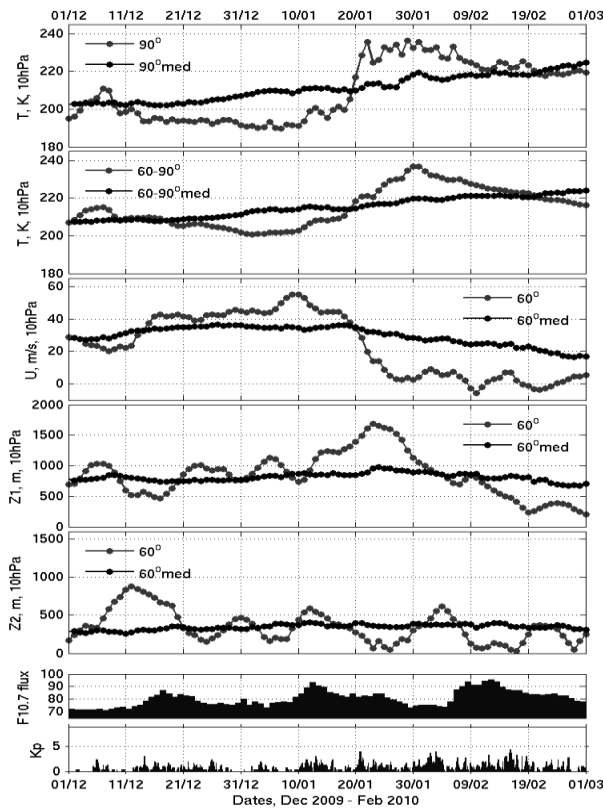
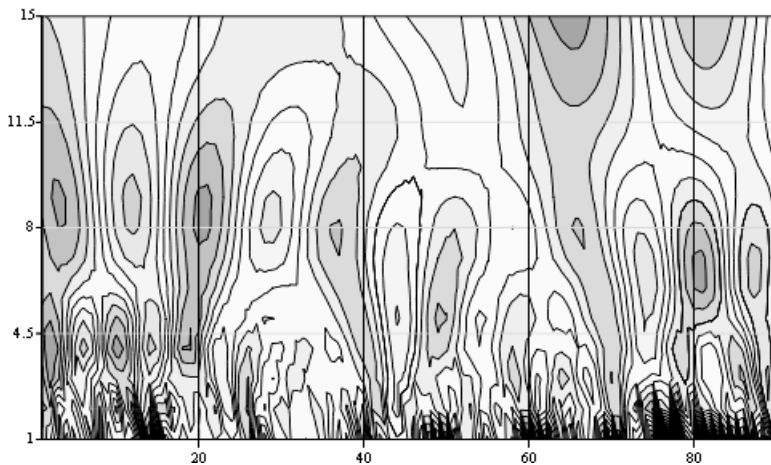


Рис. 1 Общие геофизические условия для SSW 2010 г. Обозначение кривых дано на рисунках.

зонального течения (U) начинает уменьшаться еще до потепления, примерно, 25 января становится равной нулю, далее иногда меняет знак и остается очень малой до марта. Такое поведение зональной скорости позволяет классифицировать это потепление как «сильное». Далее из рисунка видно, что основную роль в циркуляции нейтрального газа играет зональная планетарная волна с зональным числом 1 ($Z1$), а планетарная волна ($Z2$) имеет амплитуду близкую к среднему значению. Солнечная и геомагнитная активности остаются достаточно низкими в течение рассматриваемого периода (с 20 по 30 января), $F10.7 < 80$, $Kp < 3$, соответственно, что позволяет не рассматривать их влияние на вариации исследуемых параметров.

Присутствие периодов планетарных волн исследовалось для двух параметров $F2$ слоя: исходных вариаций $foF2$ и их относительных вариаций, определяемых по нижеследующей формуле: $\Delta(foF2) = [(foF2)_i - (foF2)_{cp}] / (foF2)_{cp}$, где индекс i определяет номер дня, начиная с 1 декабря 2009 года.



D

Рис. 2. Вейвлет анализ временных вариаций $foF2$ в период с 1 декабря 2009 по 1 марта 2010г.г.(ось-X) периода планетарной волны, примерно, до 6 дней, а более короткая волна совсем не проявляется. В это же время более отчетливо проявляется волна с периодом около 16 дней.

На рис.2 показан результат вейвлет анализа текущих значений $foF2$ в зимний период 2010 г. Из анализа рисунка хорошо видно присутствие периодов планетарных волн равных примерно 8-ми и 4-ем дням до потепления 20 -30 января 2010 года. С начала января (1-10) происходит уменьшение периода 8-ми дневной волны и ослабление и уменьшение периода 4-дневной. Во время потепления остается волна с периодом около 5 дней (10-30январь.).

В течение февраля, когда потепление уже закончилось, происходит увеличение большого периода, а более короткая волна совсем не проявляется.

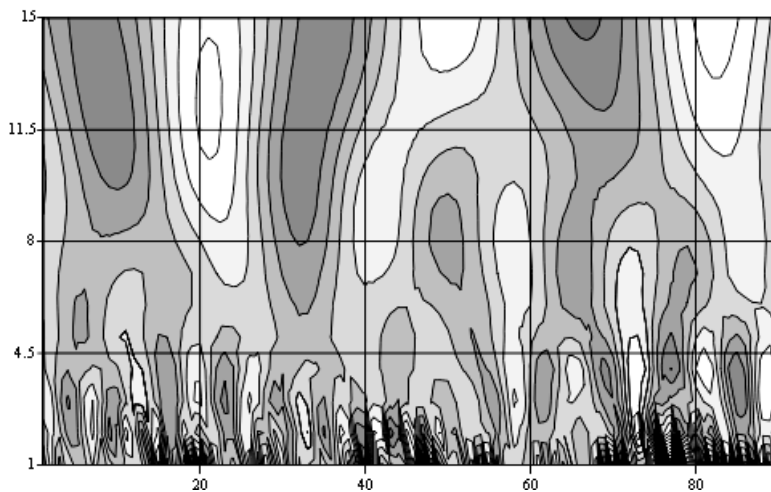


Рис. 3. Вейвлет анализ временных вариаций относительных $\Delta foF2$ в период с 1 декабря 2009 по 1 марта 2010г.г. По оси абсцисс – номер дня.

На рис. 3 представлены результаты вейвлет анализа временных относительных вариаций $\Delta foF2$ в течение зимних месяцев 2010 г. Из рисунка видно, что 15-ти дневная гармоника отчетливо представлена в течение всего зимнего периода, а не только после потепления, как это было в случае с $foF2$ (см.рис.2.) На рис. 3 видно присутствие 10-ти дневной гармоники в период, предшествующий потеплению, и уменьшение периода этой волны до 8 – 7 дней в последующий

временной период. Временная структура более короткой ~ 4 -х дневной гармоники аналогична поведению соответствующей гармоники, проявляющейся в случае $foF2$.

На основании представленных результатов можно сделать следующие выводы. Во временном поведении $foF2$ и относительных отклонений $\Delta foF2$ проявляются периоды вариаций длительностью, примерно, 15-16; 10-11; 7-8 и 4 дней. Эти результаты подтверждают аналогичные выводы работ других авторов [3,20]. Отметим также, что такие периоды вариаций соответствуют периодам планетарных волн Россби, которые возбуждаются в нижней атмосфере и могут проникать до высот 100-120 км. На большие высоты, как следует из теории, планетарные волны проникать не должны. По видимому, присутствие периодов таких волн на ионосферных высотах, является результатом модуляции приливов планетарными волнами в результате их нелинейного взаимодействия.

Работа поддержана грантом РФФИ 12-05-00392.

Литература

1. Pancheva, D., and T. Samardjiev, Simultaneous quasi-periodical fluctuations observed in the mesosphere neutral wind and the lower and upper ionosphere. *Bulg. Geophys. J.*, 1992. 18(2). 3–12.
2. Altadill, D., Possible amplitude modulation effects in the F2 variations in the periodic range 30–200 hours, *Bulg. Geophys. J.*, 1993. 19(3). 26–31.
3. Apostolov, E. M., and D. Altadill, Ten periodic bands of f0F2 quasi-periodic oscillations from 2 to 35 days, *Bulg. Geophys. J.*, 1996. 21(3). 20–24.
4. Рудина М.П., Хачикян Г.Я. Эффекты нижней атмосферы в поведении ионосферного слоя F2. Труды третьего всесоюзного совещания по исследованию динамических процессов в верхней атмосфере. М.: Гидрометеиздат. 1983. С.212-215.
5. Рязанова Л.А., Бугаева И.В., Спасов Хр.В., Коен М., Захарцев В., Миленкова Л. О возможной связи между процессами в страто-, мезосфере и ионосфере в зимние периоды 1983 – 1986 гг. над Юго-Восточной Европой. // Труды IV-международного симпозиума по космической метеорологии./ Исследования верхней атмосферы Земли. Гидрометеиздат, 1989. С.161-166.
6. Данилов А.Д., Казимировский Э.С., Вергасова Г.В., Хачикян Г.Я. Метеорологические эффекты в ионосфере. Л., Гидрометеиздат. 1987. 270 с.

7. Шпынев Б.Г., Панчева Д., Мухтаров П., Куркин В.И., Ратовский К.Г., Черниговская М.А., Белинская А.Ю., Степанов А.Е. Отклик ионосферы над регионом Восточной Сибири во время внезапного стратосферного потепления 2009 г. по данным наземного и спутникового радиозондирования. Исследования Земли из космоса 2013, №1, С.153-163.
8. Шпынев Б.Г., Ойнац А.В., Лебедев В.П., Черниговская М.А., Орлов И.И., Белинская А.Ю., Грехов О.М. Проявление гравитационных приливов и планетарных волн в долговременных вариациях геофизических параметров. Геомагнетизм и аэрномия, 2014. Т.54. №4. С. 540-552.
9. Михайлов А.В., Ванина-Дарт Л.Б., Данилов А.Д. Связь области F2 с параметрами стратосферы. Геомагнетизм и аэрномия. 1998. Т.38. №1. С.166-169.
10. Черниговская М.А., Сутырина Е.Н., Ратовский К.Г. Морфологический анализ ионосферной возмущенности над Иркутском в периоды сильных метеорологических возмущений по данным вертикального зондирования. Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2013. Т. 10. № 1. С. 142–152.
11. Xinan Yue, W.S. Schreiner, J. Lei, C. Rocken, D.C. Hunt, Ying-Hwa Kuo, and Weixing Wan. Global ionospheric response observed by COSMIC satellites during the January 2009 stratospheric sudden warming event. *J.Geophys.Res.*, 2010. V. 115. A00G09. doi:10.1029/2010JA015466.
12. Pancheva D., Mukhtarov P. Stratospheric warmings: Thermosphere–ionosphere coupling paradigm. *J.Atmos. and Solar-Terr. Phys.* 2011. 73. 1697–1702.
13. Lastovicka J., P. Krizan, P. Sauli and D. Novotna. Persistence of the planetary wave type oscillations in f0F2 over Europe. *Ann. Geophys.*, 2003. 21. 1543–1552.
14. Korenkov, Y. N., V.V. Klimenko, M.V. Klimenko, F.S. Bessarab, N.A. Korenkova, K.G. Ratovsky, M.A. Chernigovskaya, A.A. Shcherbakov, Y. Sahai, P. R. Fagundes, R. de Jesus, A. J. de Abreu, P. Condor The global thermospheric and ionospheric response to the 2008 minor sudden stratospheric warming event, *J. Geophys. Res.*, 2012. 117. A10309. doi:10.1029/2012JA018018.
15. Клименко М.В., Клименко В.В., Кореньков Ю.Н., Бессараб Ф.С., Карпов И.В., Ратовский К.Г., Черниговская М.А. Термосферно-ионосферные эффекты внезапных стратосферных потеплений 2008 и 2009 годов // Космические исследования. 2013. Т.51. № 1. С. 62-72.
16. Liu H.-L., Wang W., Richmond A.D., Roble R.G. Ionospheric variability due to planetary waves and tides for solar minimum conditions. *J. Geophys. Res.* 2010. V.115. A00G07. doi: 10.1029/2009JA015188.
17. Wang, H., T. J. Fuller-Rowell, R. A. Akmaev, M. Hu, D. T. Kleist, M. D. Iredell. First simulations with a whole atmosphere data assimilation and forecast system: The January 2009 major sudden stratospheric warming, *J. Geophys. Res.*, 2011. 116. A12321. doi:10.1029/2011JA017081.
18. Коренькова Н.А., Лещенко В.С., Черняк Ю.В. Временные вариации параметров слоя Es слоя ES по данным ст. Калининград во время зимы 2010 года. Региональная XVIII конференция по распространению радиоволн. Сборник трудов конференции. Санкт-Петербург, 2012. С. 68-71.
19. Goncharenko L.P., Hsu V. W., Brum C.G.M., Zhang S-R., Fentzke J. T. Wave signatures in the mid-latitude ionosphere during a sudden stratospheric warming of January 2010. /Temperature waves during SSW by Goncharenko et al. 2012.
20. Altadill, D., E.M. Apostolov. Time and scale size of planetary wave signatures in the ionospheric Fregion: Role of the geomagnetic activity and mesosphere/lower thermosphere winds. *J. Geophys. Res.* 2003. 108. A11. 1403. doi:10.1029/2003JA010015.

... 1,2, ... 1,2, ... 2, ... 1

IRI-2012

26 – 29 2011 .

1
2

IRI-2012

24-

IRI (International Reference Ionosphere) [1].

[2, 3].

[4, 5]

() [6-9]

[10].

[5].

IRI-2012

GSM TIP

.1

$F, foF,$

16:00 UT

IRI-2012 ()

().

foF

()

$\sim \pm 11^\circ$.

26

$-9^\circ < < 11^\circ$ (

foF

$= 0^\circ - 20^\circ,$

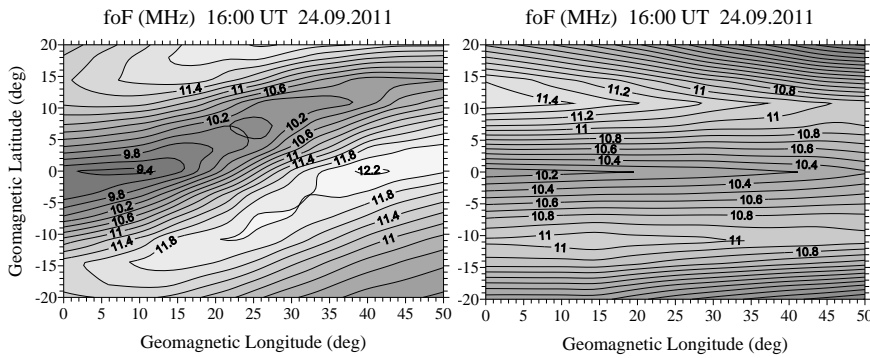
$> 13^\circ < -10^\circ$.

foF

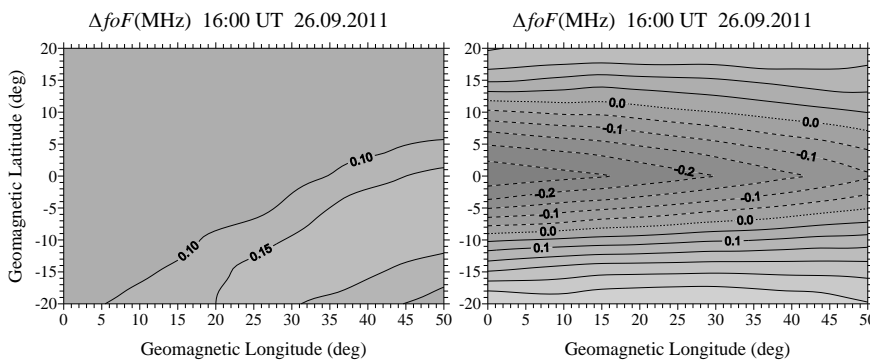
($0^\circ < < 15^\circ$)

IRI-2012

24 2011



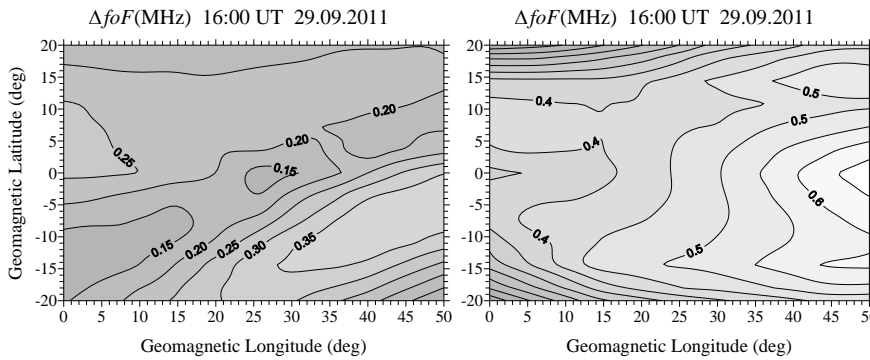
26 2011



IRI-2012.

IRI-2012

29 2011



1. IRI-2012 ()

()

foF

1

foF

$= 0^\circ$, $= 10^\circ$.

$= 11.2^\circ$. . . , $= 59.6^\circ$. . . ;

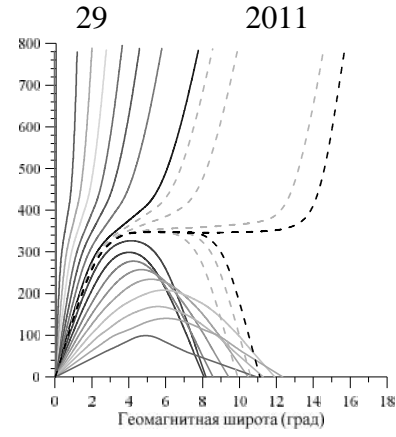
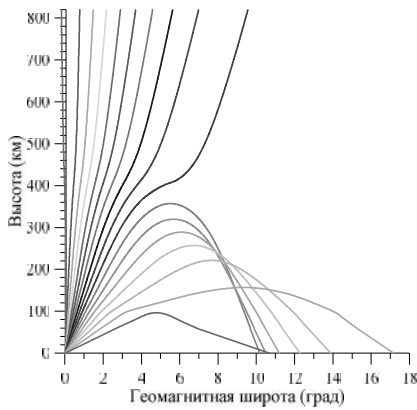
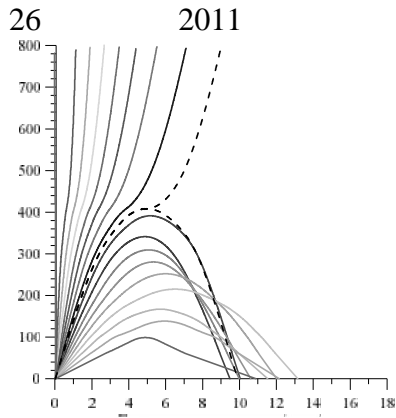
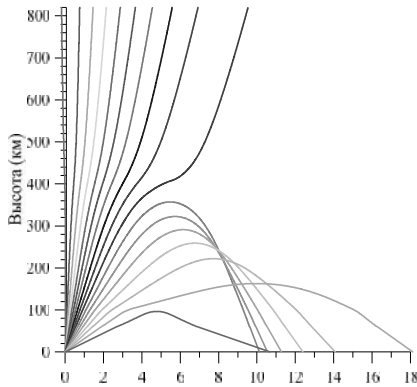
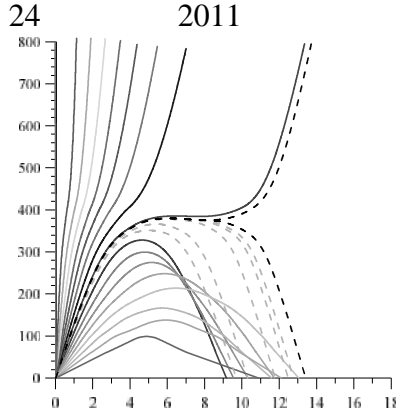
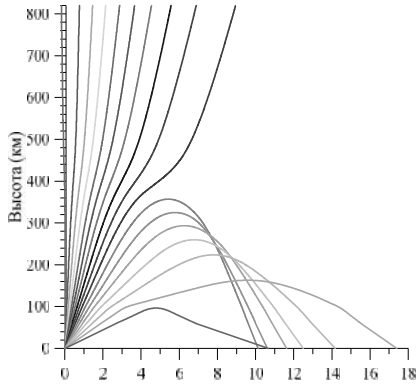
$= 0^\circ$. . . 2

$f = 13.5$

() 10° 90° 5° .

$0,005^\circ$ ()
24 29

IRI-2012



. 2.

$f = 13.5$

2012,

()

IRI ()

IRI-2012

F2

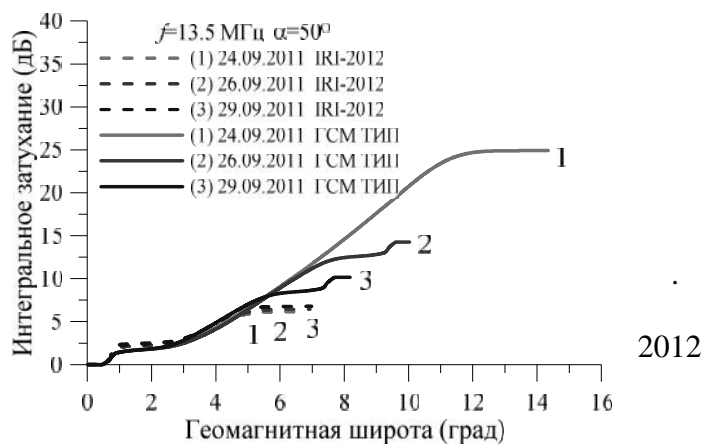
F3
15°

= 50°

. 3

IRI-2012

IRI-2012,



3. $\alpha = 50^\circ$
 IRI-2012
 $f = 13.5 \text{ MHz}$ 24, 26 29 2011 .
 . .), 14-05-00578 (. .).

-4866.2014.5 (. .

1. Bilitza D., Altadill D., Zhang Y. et al. The International Reference Ionosphere 2012 – a model of international collaboration // *J. Space Weather Space Clim.* 2014. 4. A07.
2. Araujo-Pradere E.A., Fuller-Rowell T.J., Codrescu M.V. STORM: An empirical storm-time ionospheric correction model 1. Model description // *Radio Sci.* 2002. V. 37. 5. 3-1–3-12.
3. Araujo-Pradere E. A., Fuller-Rowell T. J. STORM: An empirical storm-time ionospheric correction model, 2, Validation // *Radio Sci.* 2002. V. 37. 5. 4-1–4-14.
4. . . , . . , . . , . . , 2-3 2010 // : 2014. . 4. . 55-60.
5. . . , . . , . . , 26 – 29 2011 . // 19 “ . . ”. - . 2013. . 54–57.
6. Namgaladze A.A., Korenkov Yu.N., Klimenko V.V. et al. Global Model of the Thermosphere-Ionosphere-Protonosphere System // *Pure App. Geophys.* 1988. V. 127. 2/3. P. 219–254.
7. . . , . . , . . , . . , // . 1990. . 30. 4. . 612–619.
8. . . , . . , . . , // . 2006 . . 18. 3. . 77-92.
9. . . , . . , . . , . . , // . 2006 . . 46. 4. . 485–494.
10. . . , . . , . . , . . , // : 2007. . 3. . 36-40.

И.В.Крашенинников

О МЕХАНИЗМЕ ЗАХВАТА ЗОНДИРУЮЩИХ РАДИОВОЛН В ИСКУССТВЕННЫЙ ИОНОСФЕРНЫЙ РЕЗОНАТОР

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН (ИЗМИРАН)

Представлены результаты феноменологического анализа данных наклонного ЛЧМ-радиозондирования ионосферы в экспериментах 2007 г. с возможной регистрацией эффекта захвата в искусственный ионосферный резонатор и высвечивания зондирующего излучения в ближнюю зону нагревного стенда “Сура”. Обсуждаются возможные механизмы формирования дополнительного следа на ионограммах наклонного радиозондирования ионосферы.

Введение. Нелинейное взаимодействие мощных радиоволн с ионосферной плазмой при вертикальном излучении носит резонансный характер и приводит к искусственному возмущению ионосферы, сопровождающемуся стимулированным развитием неоднородностей электронной плотности различных масштабов, вплоть до размеров, определяемых угловой шириной диаграммы направленности нагревной установки [1]. Такие неоднородности могут оказывать влияние на характеристики радиосигналов, проходящих через возмущенную область ионосферы. Основные радиофизические проявления воздействия искусственно возмущенной области (ВО) на зондирующие радиоволны сводятся к двум эффектам: рассеянию на мелкомасштабных неоднородностях и дополнительной рефракции на крупномасштабной структуре возмущения. При отражении мощной волны накачки на высотах вблизи максимума слоя F2 ионосферы образуется крупномасштабная область с пониженной относительно фона электронной концентрацией, относительная степень возмущения которой растет с высотой [1]. Радиотомографическое просвечивание области нагрева показало [1], что могут образовываться, преимущественно в ночное время, крупномасштабные отрицательные возмущения с масштабом ~ 100 км и с относительным соотношением $\Delta N_e/N_e \sim 30\%$. Т.е., в принципе, могут сформироваться условия для возможного захвата зондирующих волн в область с пониженным содержанием электронов (ионосферный резонатор).

Экспериментальное подтверждение радиофизического проявления крупномасштабной неоднородности, по-видимому, впервые было получено в 80-х годах в экспериментах по наклонному радиозондированию возмущенной области (“Сура”) импульсными радиосигналами, в которых было зафиксировано увеличение МПЧ ионограмм НЗ на фоне естественного вечернего спада, коррелирующее с работой стенда [2]. Этот эффект был интерпретирован как проявление рефракционных свойств крупномасштабной неоднородности, в частности, вследствие повышенного градиента электронной плотности в ее верхней части.

В данной работе представлены результаты анализа данных наклонного ЛЧМ-радиозондирования ионосферы в экспериментах 2007 г., с возможной регистрацией эффекта захвата в искусственный ионосферный резонатор и последующего высвечивания зондирующего излучения в ближнюю зону нагревного стенда “Сура”.

Математическое моделирование. С учетом основных процессов взаимодействия мощного волнового поля с ионосферной плазмой, локализованное возмущение для высот $100 \div 400$ км определяется многофакторным процессом, в котором участвуют: температура ионов, температура, гирочастота, эффективная частота соударений электронов, эффективная мощность излучателя (с учетом коэффициента усиления антенной системы). Вертикальный

размер возмущенной области определяется текущими геофизическими условиями и высотой отражения нагревной волны, а горизонтальный - диаграммой направленности антенны. Так для высот слоя F2 изменение электронной плотности будет отрицательным и величина относительного возмущения растет с высотой [2].

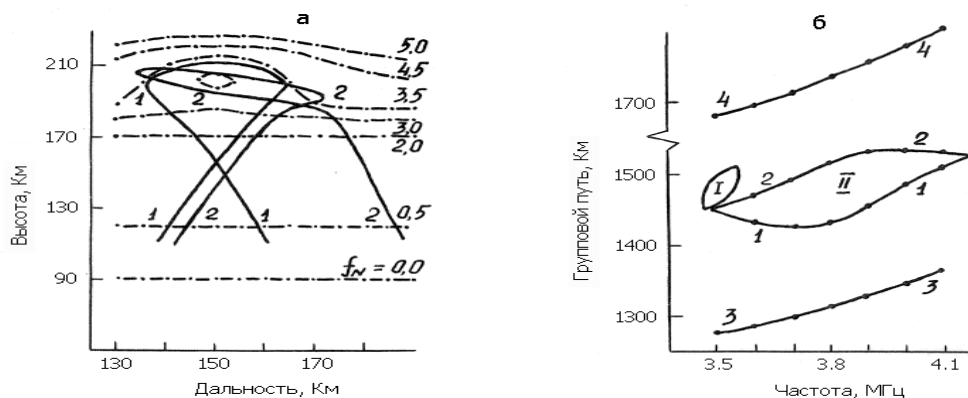


Рисунок 1. - Лучевые траектории (а) для частоты 3800 кГц и структура ионограммы НЗ при сильном отрицательном крупномасштабном возмущении ионосферы.

Возможным радиофизическим проявлением при многочастотном радиозондировании крупномасштабной возмущенной области ионосферы с пониженным уровнем электронной концентрации может являться захват зондирующих волн в полость (имеется некоторая аналогия с низкодобротным резонатором) и последующим приходом в точку приема [3]. При этом под возмущенной областью на поверхности Земли формируется освещенная зона, т. е. как бы имеет место прожекторный эффект. В таком резонаторе (рис. 1,а) лучевая траектория проходит в условиях пониженных значений показателя преломления и, следовательно, сигнал будет иметь повышенный набег группового пути. Как показало численное моделирование, в рассматриваемой постановке задачи наиболее эффективно будут захватываться волны с большими углами возвышения (многоскачковое распространение), однако, у этих мод значительно более слабое поле, вследствие большего поглощения, потерь при отражении от земной поверхности и геометрооптической расходимости, чем у низких мод на аналогичных частотах. На рис. 1 представлен пример синтеза следов резонаторных мод на трассе с дальностью ~300 км (имелась ввиду диагностическая радиотрасса Нижний Новгород – Йошкар-Ола для нагревного стенда “Сура”) при захвате трехскачковой моды и следующих параметрах локального возмущения: $\Delta f_N^2 / f_N^2 \approx 40\%$, $h_m = 200$ км [3]. Лучевые траектории для частоты 3800 кГц в ионосферном резонаторе и структура дополнительного следа, состоящего из двух областей и локализованного в узкой частотной полосе (~ 0.6 МГц) на ионограмме между следами третьей и четвертой кратности, представлены на рис.1. В эксперименте, как предполагается, при учете еще и рассеяния на тонкой структуре нагревного возмущения в виде мелкомасштабных неоднородностей, следы резонаторных мод выглядели бы как диффузное облако, лежащее между следами базовых мод на ионограмме НЗ. Частотный интервал существования небольшой и напрямую зависит от степени возмущения $\Delta N_e / N_e$, которая, в свою очередь, определяется излучаемой мощностью, уровнем отражения нагревной волны и условиями потерь энергии при распространении до точки отражения. Сам эффект носит пороговый характер, т.е. для его проявления необходимо наличие достаточно значимого градиента показателя преломления на границе возмущенной области. С приближением частоты нагрева к критической частоте F2-слоя ионосферы частотный интервал существования следов резонаторных мод будет смещаться к МПЧ базовых мод. Аналогичный эффект будет наблюдаться и при горизонтальном смещении ВО от передатчика. Также необходим и высокий потенциал зондирующих сигналов, поскольку захват осуществляется в

довольно узком секторе углов излучения и имеет место высокая расходимость волнового поля. Следует отметить, что формирование резонаторных мод происходит на геометрической основе и, следовательно, их следы должны бы иметь большую энергетику, чем следы ракурсного рассеяния.

Экспериментальные исследования. Импульсное радиозондирование области отражения мощной нагревной волны в 1980-1990-х гг., в том числе с применением уникального радиоастрономического телескопа УТР-2 [4], позволили оценить характерное время релаксации процесса рассеяния зондирующих радиоволн на мелкомасштабных неоднородностях ~ 50 сек.

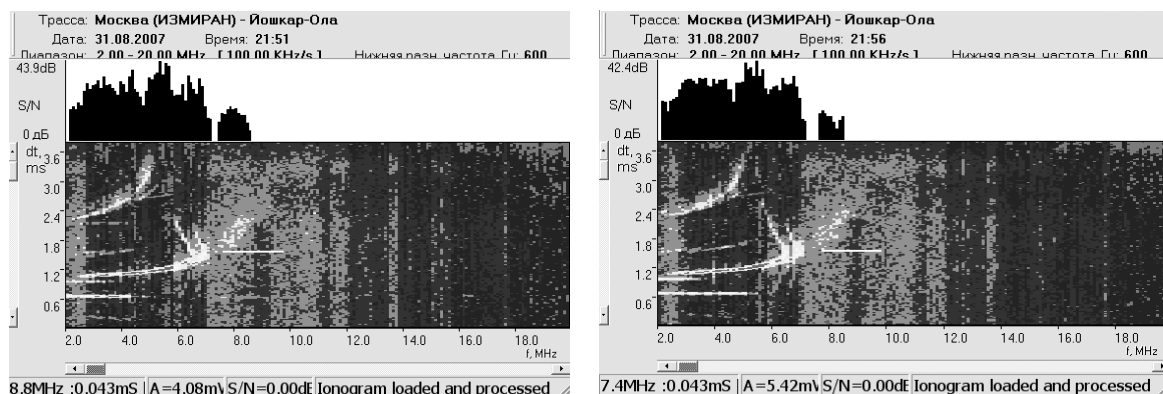


Рисунок 2. – Ионограммы наклонного радиозондирования ионосферы (31.08.2007) со следами проявления искусственного ионосферного возмущения в Йошкар-Оле: при работе и в паузе нагревного передатчика.

В 2007 г. (25-31 августа 2007 г.) был поставлен первый из серии экспериментов по исследованию свойств ракурсного рассеяния на искусственных мелкомасштабных магнитоориентированных неоднородностях плазмы, с излучением из ИЗМИРАН ЛЧМ-сигнала (“Мицар”, ~500 Вт) и пространственно разнесенным приемом в пунктах: Йошкар-Ола, Нижний Новгород и Ростов-на-Дону. В дальнейшем подобные экспериментальные исследования, с добавлением возможностей приемных установок, были повторены еще в 2008 – 2010 гг [5]. Средством диагностики естественного состояния ионосферы был ионозонд «Парус-А» (ИЗМИРАН), расположенный наиболее близко к области нагрева. В целом, этот эксперимент показал устойчивое формирование анизотропного ракурсного рассеяния, что проявлялось в стабильной регистрации рассеянного волнового поля в Ростове-на-Дону и практическим отсутствием таковой в пунктах Йошкар-Ола и Нижний Новгород в том же частотном диапазоне. Этот экспериментальный результат является наглядным проявлением анизотропного характера рассеяния поля на искусственных, сильно вытянутых по магнитному полю, мелкомасштабных неоднородностях, генерируемых полем нагревной волны.

Однако в интервале времени 17:00 – 18:00 UT 31.09.2007 на ионограммах НЗ в приемной точке - Йошкар-Ола (рис. 2) было зафиксировано появление дополнительного следа другого рода – в форме диффузного облака в достаточно узкой полосе, практически сразу же после МПЧ (рис. 2). Он имел явно выраженную частотную зависимость группового запаздывания и большую энергетику (практически на 2 порядка) по отношению к прямому сигналу, чем классические следы ракурсного рассеяния. В паузе работы нагревного стенда дополнительный след хотя и ослабевает, но не исчезает полностью – рис 2, правая панель. В частности, его наличие отмечается через 2 мин после выключения нагрева, что существенно превышает характерное время релаксации следов ракурсного рассеяния ~ 50 сек.

Анализ результатов. Из рис. 3, иллюстрирующего геометрию ВО на основе модельных расчетов, видно, что ее прямое освещение передатчиком из ИЗМИРАН начинается с частоты

~ 7.8 МГц, когда радиоизлучение, в форме O- компоненты, начинает проходить сквозь ионосферу до области локализации искусственного возмущения, т.е. формирование “нелинейной” моды начинается сразу после прямого прохождения радиоизлучения до возмущенной области. При этом, частотная зависимость следа качественно соответствует структуре диффузной области ионограммы НЗ, при наличии искусственного резонатора (рис. 1), а более высокая энергетика соответствует геометрическому механизму захвата зондирующего излучения.

Общая совокупность результатов анализа: высокая энергетика следа, аномальное запаздывание и временной масштаб релаксации позволяет утверждать, что дополнительный след на ионограмме НЗ (рис. 2), по-видимому, может быть обусловлен эффектом захвата зондирующей волны в искусственный ионосферный резонатор и последующим высвечиванием в ближнюю область (рис. 1). Проявлению данного эффекта, по-видимому, способствовало направление нагревного излучения в область магнитного зенита и несколько большая, чем обычно, высота формирования возмущенной области.

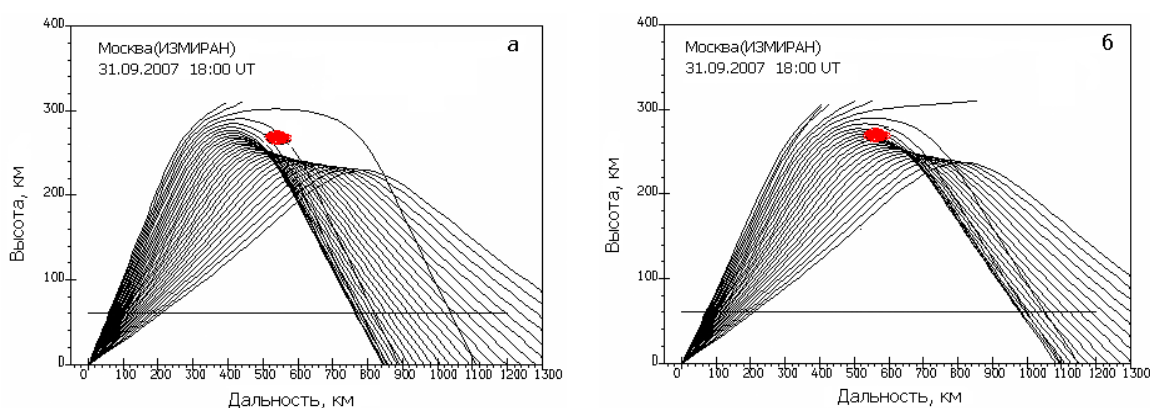


Рисунок 3 - Облучение возмущенной области на частотах 7.0 МГц (а) и 8.0 МГц (б) 31 августа 2007 г. 18:00 UT из пункта Москва (ИЗМИРАН) для обыкновенной компоненты.

Автор признателен коллегам по проведению экспериментальных исследований 2007 г: Иванову В.А., Урядову В.П., Вертоградову Г.Г., Черкашину Ю.Н. и Валову В.А.

Литература

1. Фролов В.Л., Бахметьева Н.М., Беликович В.В. и др. Модификация ионосферы Земли мощным КВ радиоизлучением. // УФН. 2007. Т.177. №3. С.330-340.
2. Бахметьева Н.В., Бенедиктов Е.А., Бочкарев Г.С. и др. Изменение дистанционно-частотных характеристик наклонного зондирования в условиях искусственного возмущения верхней ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия, 1985. Т.25. №2. С. 233-238.
3. Крашенинников И.В., Лянной Б.Е. Модовая структура ионограмм НЗ при некоторых видах искусственного возмущения ионосферы. // Геомагнетизм и аэрномия, 1987. Т.27. № 6. С.936-942.
4. Hysell D.L., Kelley M.C., Yampolsky Y.M., Beley V.S., Koloskov A.V., Ponomarenko P.V. and Turnov O.F. HF radar observations of decaying artificial field-aligned irregularities. // Journal of Geophysical Research. 1996. V. 101. No. A12. P. 26,981-26,993.
5. Урядов В.П., Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г. и др. Зондирование искусственно возмущенной области ионосферы с помощью ионозонда/пеленгатора с линейной частотной модуляцией сигнала. // Изв. вузов. Радиофизика, 2009. Т.ЛП. №4. С. 267-277.

И.А. Носиков¹, П.Ф. Бессараб², М.В. Клименко^{1,3}

ПРИМЕНЕНИЕ ПРЯМОГО ВАРИАЦИОННОГО МЕТОДА ДЛЯ РАСЧЕТА РАДИОТРАСС ВОЛН КВ-ДИАПАЗОНА – ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

¹Балтийский федеральный университет им. И. Канта, г. Калининград

²Королевский технологический институт, г. Стокгольм

³Западное отделение Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, г. Калининград

Приведены основные положения метода "подталкивания упругой нити" для расчета радиотрасс волн КВ-диапазона. Представлена математическая реализация данного метода в двумерном случае при упрощенных представлениях об ионосфере, как о плоской слоистой среде с параболической зависимостью показателя преломления от высоты. Реализованы два варианта расчетов радиотрасс, которые сравниваются между собой и с аналитическим решением уравнения Эйконала. Приводятся результаты тестовых расчетов сходимости данного алгоритма при различных вариантах задания управляющих параметров.

Введение. Несмотря на длительный период исследования ионосферы с использованием ионограмм вертикального и наклонного зондирования в настоящий момент все еще остается проблема интерпретации некоторых особенностей этих ионограмм. Причины этого заключаются в: (1) отсутствии полной и достоверной информации о трехмерном распределении параметров ионосферы - среды распространения радиоволн; (2) сложностях, возникающих при решении задачи о расчете радиотрасс волн КВ-диапазона с фиксированными точками излучения и приема. В данной работе мы сфокусировались на исследовании второй из представленных причин.

Важно отметить, что решение уравнений, описывающих распространение радиоволн в ионосфере при традиционном подходе к решению задачи, при котором положение точки приёма не зафиксировано, в основном, осуществляется методом нормальных волн [1] и с помощью канонического оператора Маслова [2]. Наряду с этими более сложными и корректными подходами к описанию распространения КВ-радиоволн в ионосфере традиционно используется более простое и наглядное для интерпретации экспериментальных данных приближение геометрической оптики [3]. Следует отметить, что решение задачи Коши для нахождения поля волны в приближении геометрической оптики, когда положение точки приёма не закреплено, в настоящее время выполняется многими группами исследователей. Однако с точки зрения практических приложений особенно важной является проблема расчета траектории радиолуча с заданными координатами точек излучения и приема. Эта задача, являясь краевой, намного сложнее задачи Коши. Можно выделить два принципиальных подхода к расчету радиотрасс с зафиксированными концами. Наиболее популярным является метод стрельбы, в котором осуществляется выбор направления излучения радиоволны с последующим построением траектории радиолуча. Если луч не попадает в точку приема, то необходимо изменить начальные условия и перестроить радиотрассу. Этот процесс необходимо повторять до тех пор, пока траектория радиолуча не пройдет в требуемой близости от точки приема. Этот метод использовался для интерпретации реально наблюдавшихся ионограмм [4-5].

Однако метод стрельбы имеет серьезные недостатки. Во-первых, в рамках этого подхода необходимо многократно выполнять построение радиотрасс, что связано со значительными вычислительными затратами. Во-вторых, за исключением немногих частных случаев, не существует единого рецепта поиска направления испускания радиолуча, который бы последовательно приближал траекторию к точке приема. Проблема многократно усложняется в

трехмерном случае. Вследствие этого использование метода стрельбы для построения реальных радиотрасс, моделирования ионограмм и решения других сопутствующих задач оказывается малоэффективным.

В данной работе будет развит и отлажен другой подход, основанный на прямой минимизации функционала оптической длины пути. Идея метода заключается в том, что некая первоначально заданная траектория последовательно трансформируется в оптимальную, причем ее концы на протяжении всего процесса оптимизации зафиксированы в соответствии с граничными условиями. Важным достоинством такого подхода по сравнению с методом стрельбы является автоматическое выполнение граничных условий для радиотрассы: начальная и конечная точки по определению совпадают с положением источника и приемника радиоволны, соответственно. Варианты такого метода последовательных трансформаций известны в различных областях науки, где необходимо вычислять пути с закрепленными концами. В сейсмологии широко применяется метод «изгибания» для расчета траекторий звуковых волн в земной коре [6-7]. В химии и физике твердого тела активно используется метод «подталкивания упругой нити» [8] для поиска оптимальных механизмов протекания химических реакций [9-10], магнитных переходов [11] и других активационных процессов в многомерном пространстве параметров, задающих конфигурацию системы. В задачах распространения радиоволн метод последовательных трансформаций траектории практически не известен. В единственной работе на эту тему [12] предлагается вариант прямого вариационного метода, который, однако, не применим для расчета сильно искривленных радиотрасс. В данной работе мы предлагаем формулировку прямого вариационного метода для расчета радиотрасс в приближении геометрической оптики, где мы учли накопленный опыт из других областей науки, в частности, сейсмологии (метод «изгибания») и химии (метод «подталкивания упругой нити»). Предлагаемый метод идеально подходит для расчета трехмерных радиотрасс с фиксированными концами даже в условиях сильной неоднородной ионосферы.

Прямой вариационный метод расчета радиотрасс. Законы геометрической оптики основаны на принципе Ферма, согласно которому траектория луча обеспечивает экстремум (минимум) функционалу оптической длины пути:

$$S(\gamma) = \int_A^B n(\vec{r}) dl \quad (1)$$

Здесь интегрирование производится вдоль кривой γ , задающей траекторию луча, которая соединяет точки A и B , $n(\vec{r})$ — показатель преломления в точке $\vec{r} = (x, y, z)$ и dl — элемент длины вдоль γ . Варьируя функционал (1), можно получить дифференциальные уравнения Эйлера-Лагранжа, описывающие траекторию радиолуча. Далее задача сводится к решению этих уравнений, дополненных граничными условиями, и стандартный метод здесь — это метод стрельбы, о недостатках которого было сказано выше.

Траекторию радиолуча можно получить и другим способом. В частности, непрерывную кривую γ можно представить в виде ломаной, соединяющей N точек в пространстве. Дискретным представлением γ является упорядоченный набор этих точек: $\gamma = (\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_N)$ крайние из которых закреплены и совпадают с положением источника A и приемника B . Такая параметризация не требует никаких ограничений на кривую γ , в отличие от подхода, изложенного в статье [12], где вертикальная координата точки вдоль траектории радиотрассы должна быть однозначной функцией горизонтальной координаты. В результате функционал S становится многомерной функцией $\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N$. Применяя к (1) метод трапеций, имеем:

$$S(\gamma) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{N-1} (n_i + n_{i-1}) |\vec{r}_{i+1} - \vec{r}_i| \quad (2)$$

где $n_i = n(\vec{r}_i)$. Таким образом, задача о нахождении траектории радиолуча сводится к поиску минимума функции S в многомерном пространстве конфигурационных параметров — координат точек $\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N$. Наиболее надежные численные методы поиска минимума многомер-

ной функции, такие как, например, метод сопряженных градиентов, основаны на вычислении антиградиента или силы, действующей на точку в конфигурационном пространстве:

$$\mathbf{F} = -\nabla S = \left(-\frac{\partial S}{\partial \vec{r}_1}, -\frac{\partial S}{\partial \vec{r}_2}, \dots, -\frac{\partial S}{\partial \vec{r}_N} \right) \quad (3)$$

Эта сила стремится выстроить точки вдоль искомой траектории распространения радиоволны. Однако при минимизации силы, определенной по формуле (3), может возникнуть проблема, связанная с дискретным представлением кривой γ . Минимум функции S может соответствовать сильно неравномерному распределению точек, когда существует несколько центров их локализации, между которыми плотность точек крайне мала. В результате информация о траектории в некоторых важных областях может быть потеряна [7-8]. Решение этой проблемы заключается в проецировании силы на направление перпендикуляра к кривой γ , предложенном Х. Йонссоном в методе «подталкивания упругой нити». Сила \mathbf{F} должна быть заменена на $\tilde{\mathbf{F}}$, каждая компонента \tilde{f}_i которой определена по следующей формуле:

$$\tilde{f}_i = -\frac{\partial S}{\partial \vec{r}_i} + \left(\frac{\partial S}{\partial \vec{r}_i} \cdot \vec{\tau}_i \right) \vec{\tau}_i \quad (4)$$

где $\vec{\tau}_i$ — единичный вектор касательной к кривой γ . Вектор $\vec{\tau}_i$ можно оценить по положению соседних точек в цепочке, задающей дискретное представление γ :

$$\vec{\tau}_i = \frac{\vec{r}_{i+1} - \vec{r}_i}{|\vec{r}_{i+1} - \vec{r}_i|} \quad (5)$$

Именно силу $\tilde{\mathbf{F}}$ нужно использовать в процедуре минимизации функции S . Как видно из определения, сила $\tilde{\mathbf{F}}$ обеспечивает поперечные смещения точек. Только такие смещения важны для поиска траектории γ . Продольные смещения точек не влияют на положение траектории γ в пространстве. В результате распределение точек вдоль траектории можно произвольным образом контролировать. Например, плотность точек можно увеличить в областях наибольшей кривизны траектории γ .

Для минимизации силы $\tilde{\mathbf{F}}$ мы пользовались методом quick-min [13], который является вариантом моделирования классической динамики с трением, где эффекты диссипации воспроизводятся при помощи проецирования скорости на направление силы. Достоинствами метода quick-min являются простота реализации и высокая степень надежности.

Результаты и выводы. Описанный в предыдущем разделе метод был протестирован на задаче о распространении электромагнитной волны в параболическом слое, где показатель преломления задается функцией вида:

$$n(y) = \sqrt{e_m + e_2(y - y_m)^2} \quad (6)$$

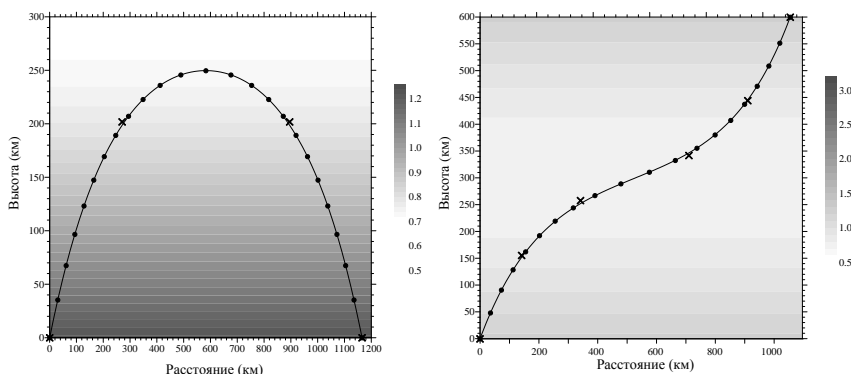


Рис.1. Примеры радиотрасс в параболическом слое. Черная сплошная кривая соответствует аналитическому решению. Маркеры соответствуют результатам расчетов: кружки и крестики соответствуют различному заданию количества точек.

где e_m и e_2 — константы диэлектрической проницаемости среды, задаваемые в зависимости от рассматриваемой задачи; y_m — высота, где показатель преломления минимален и равен $n(y = y_m) = \sqrt{e_m}$.

| Таблица 1 | | |
|------------------|------------|----------------|
| Количество точек | Время, сек | Число итераций |
| 4 | <1 | 4181 |
| 6 | <1 | 12916 |
| 8 | 1 | 27401 |
| 10 | 4 | 48984 |
| 12 | 11 | 80318 |
| 14 | 23 | 122359 |
| 16 | 44 | 176453 |
| 18 | 112 | 237463 |
| 20 | 170 | 372523 |
| 22 | 218 | 424130 |
| 24 | 358 | 538101 |
| 36 | 2039 | 1593244 |

Результаты прямой минимизации оптической длины пути радиолучей, распространяющихся в параболическом слое, представлены на Рис. 1. Для данной задачи аналитические решения были получены на основе [3]. Таблица показывает количество итераций и время сходимости расчетов с заданной точностью $\sigma = 1 \cdot 10^{-7}$. Предварительные тестовые расчеты для среды, взятой в приближении параболического слоя, подтверждают работоспособность предлагаемого метода. Важным достоинством прямого вариационного метода является то, что в нем автоматически выполняются граничные условия для радиотрассы: начальная и конечная точки по определению совпадают с положением источника и приемника радиоволны, соответственно. Кроме того, расчет трехмерных трасс, даже в условиях неоднородной ионосферы, не должен вызывать принципиальных трудностей для предлагаемого метода. Известный в химии метод «подталкивания упругой нити», являющийся аналогом нашего подхода, с успехом применялся для поиска путей в конфигурационных пространствах, размерность которых достигала нескольких тысяч. В связи с этим ожидается, что предлагаемый метод получит широкое применение в задачах распространения радиоволн.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ №МК-4866.2014.5 и гранта РФФИ №14-35-50780 мол_нр.

Литература

1. Куркин В. И. Метод нормальных волн в проблеме коротковолновой радиосвязи // В. И. Куркин, И. И. Орлов, В. Н. Попов. – М. : Наука, 1981. – 122 с.
2. Лукин Д. С. Численный канонический метод в задачах дифракции и распространения электромагнитных волн в ионосферных средах // Д. С. Лукин, Е. А. Палкин. – М. : МФТИ, 1982. – 159 с.
3. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980, – 304 с.
4. М. Ю. Андреев, Д. В. Благовещенский, В. М. Выставной, В. С. Мингалев, Г. И. Мингалева. Интерпретация экспериментальных данных распространения коротких радиоволн на трассе Санкт-Петербург–арх. Шпицберген // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47. № 4. С. 534-542.
5. Жбанков Г.А., Карпачев А.Т., Телегин В.А., Цыбуля К.Г. Особенности распространения радиоволн со спутника "Интеркосмос-19" в области зимнего гребня ночной экваториальной аномалии // Геомагнетизм и аэрономия. 2010. Т.50. № 1. С.123-130.
6. J. Um, C. Thurber. Fast algorithm for two-point seismic ray tracing // Bulletin of the Seismological Society of America. 1987. V. 77. № 3. P. 972-986.
7. T.J. Moser, G. Nolet, R. Snieder. Ray bending revisited // Bulletin of the Seismological Society of America, 1992. V. 82. №. 1. P 259-288.
8. G. Mills and H. Jónsson, Phys. Quantum and Thermal Effects in H₂ Dissociative Adsorption: Evaluation of Free Energy Barriers in Multidimensional Quantum Systems // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 1124.
9. L. Xu, G. Henkelman, C.T. Campbell, H. Jonsson. Small Pd clusters, up to the tetramer at least, are highly mobile on the MgO (100) surface // Phys. Rev. Lett. 2005. 95, 146103.
10. G. Henkelman, H. Jonsson. Multiple time scale simulations of metal crystal growth reveal the importance of multiatom surface processes // Phys. Rev. 2003. Lett. 90, 116101.
11. P.F. Bessarab, V.M. Uzdin, H. Jónsson. Effect of hydrogen adsorption on the magnetic properties of a surface nanocluster of iron // Phys. Rev. 2013. B 88, 214407.
12. C.J. Coleman. Point-to-point ionospheric ray tracing by a direct variational method // Radio Science. 2011. V. 46, RS5016.
13. H. Jónsson, G. Mills, K. W. Jacobsen, 'Nudged Elastic Band Method for Finding Minimum Energy Paths of Transitions', in 'Classical and Quantum Dynamics in Condensed Phase Simulations', ed. B. J. Berne, G. Ciccotti and D. F. Coker (World Scientific, 1998), page 385.

1,2 , . . . 1 , . . . 1

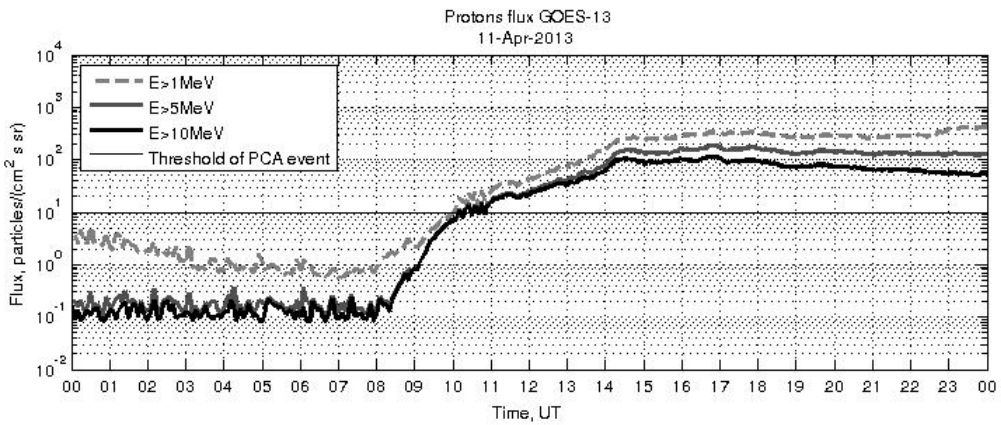
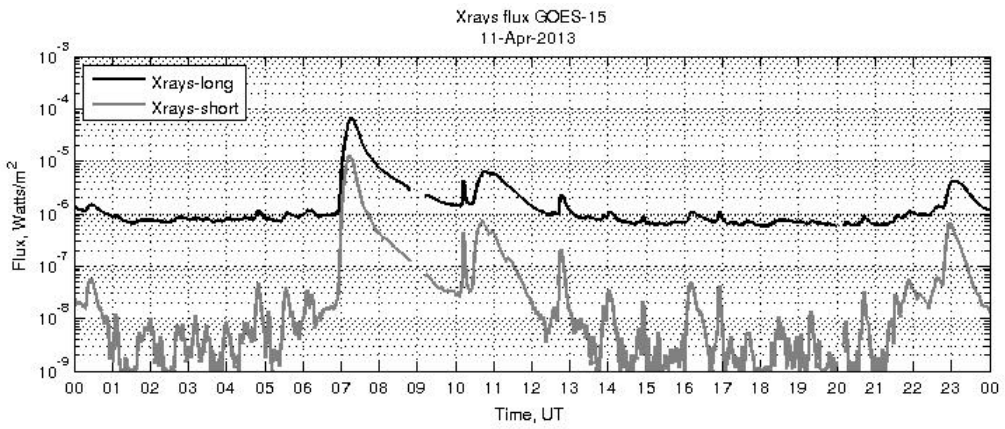
(1)
(2)

11 2013

SWPC D-region Absorption model,

D-

D-



. 1.

()

() [<http://satdat.ngdc.noaa/sem/goes/>]

11

2013

D-region Absorption Model <http://www.swpc.noaa.gov/drap/index.html>,

D-

<http://satdat.ngdc.noaa/sem/goes/>.

(<http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/index.html>).

[1]

[1].

D-region Absorption Model.

UT. M6.5, 11 2013 7:00 UT 10:00

() [http://satdat.ngdc.noaa/sem/goes/].

NOAA SWPC

10:00 UT.

7:15 UT.

7:00 UT 8:00 UT.

(66.5 . ., 66.7 . .) -
2013 7:45 UT

(60.3 . ., 29.4 . .).

11

2().

2(b,c,d)

(2(b))

2(c)

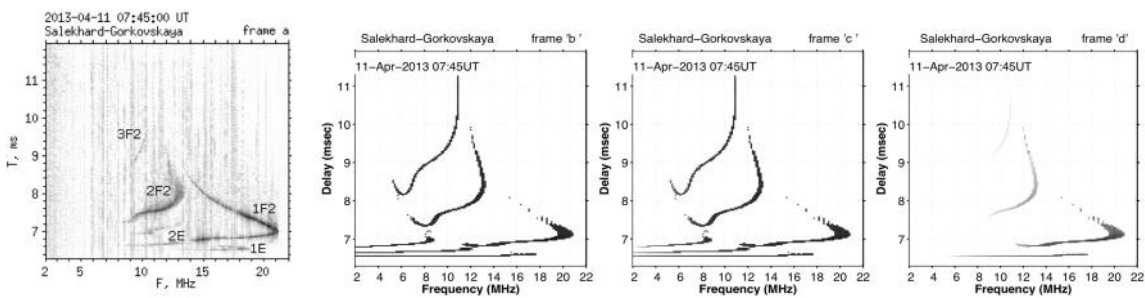
320 dB,

(2(d))

(36 dB).

(2())

(2(d))



. 2.

2() -

; 2(b) -

320 dB; 2(d) -
36 dB

3

7:00 UT 7:45 UT.

7:00 UT 7:45 UT

4.

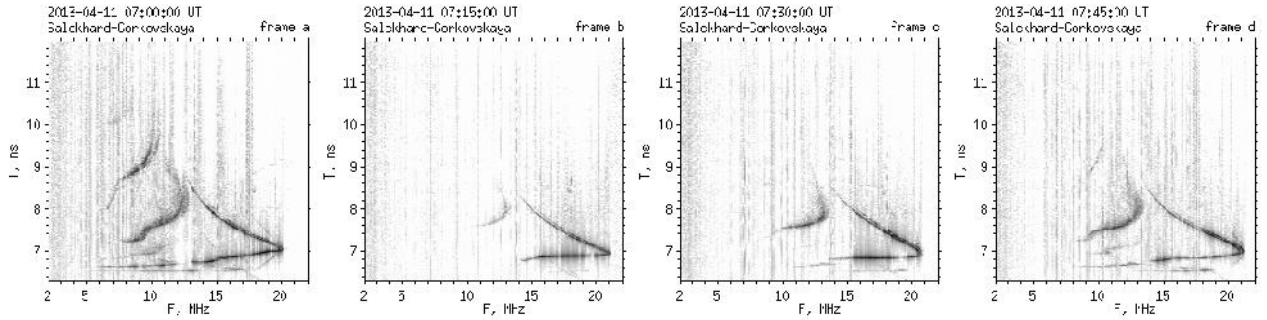
.3

.4

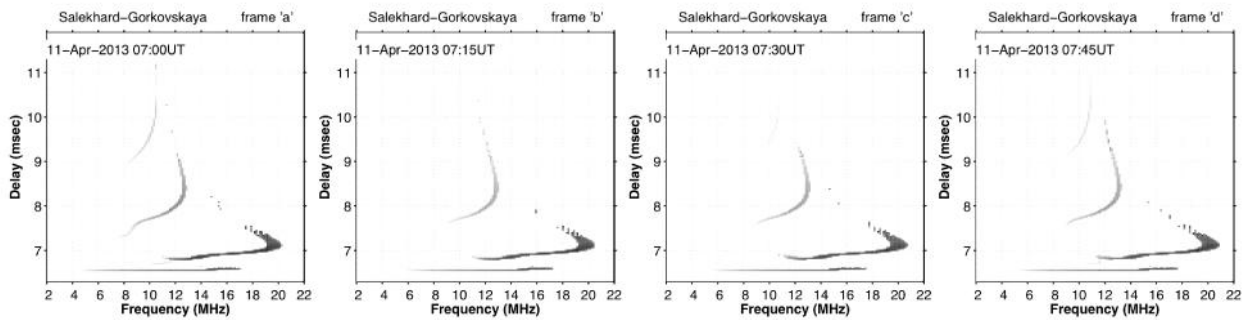
(LOF). (MOF)

(LOF) (MOF)

1E, 1F2, 2F2 3F2) 1.



. 3. 7:00 UT 7:45 UT 11 2013 .



. 4. 7:00 UT 7:45 UT 11 2013 .

| (1950) | | | | | | | | |
|---------|-------|------|-------|-------|-------|-------|-------|------|
| TIME | 07:00 | | 07:15 | | 07:30 | | 07:45 | |
| MOF 1F2 | 20.5 | 20.5 | 21.0 | 21.0 | 21.0 | 21.0 | 21.5 | 21.0 |
| MOF 2F2 | 12.5 | 12.5 | 13.2 | 13.0 | 13.5 | 13.0 | 13.5 | 13.0 |
| MOF 3F2 | 10.5 | 10.5 | ----- | ----- | ----- | ----- | 10.5 | 11.0 |
| MOF 1E | 17.5 | 17.0 | 19.5 | 17.5 | 19.5 | 17.5 | 19.0 | 18.0 |
| LOF 1F | 13.0 | 11.5 | 14.0 | 11.5 | 13.7 | 11.5 | 14.0 | 11.7 |
| LOF 2F | 8.0 | 8.0 | 11.0 | 9.5 | 9.0 | 9.5 | 8.5 | 9.0 |
| LOF 3F | 6.5 | 8.0 | ----- | ----- | ----- | ----- | 8.5 | 10.0 |
| LOF 1E | 6.0 | 5.0 | 16.0 | 6.0 | 14.0 | 6.0 | 13.0 | 6.0 |

1.

[1]. Zaalov, N. Y., E. M. Warrington and A. J. Stocker, A ray-tracing model to account for off-great circle HF propagation over northerly paths.. *Radio Science*, 40, RS4006, 2005.

183,36

([6]) ([1-4])

[5]

[7].

([7])

f'

$\epsilon_{ij} = 183,36$

$$\epsilon(0;t) = f' + (\Delta f / 2) \sin(2f N t / t + \{ } . \quad (1)$$

$t - ; t - ; \Delta f - ; \{ -$
 N

$$(0;t) = \begin{cases} A_0 \exp\left(i \frac{B}{2N} \left(\cos\{ - \cos\left(2f N \frac{t}{t} + \{ \right)\right)\right), & 0 \leq t \leq t ; \\ 0, & t > t . \end{cases} \quad (2)$$

(2) : $B = \Delta f t - A_0 - \ll \gg$.

$\Delta f = 0$

(2)

[5]

: $0 < t' \leq t_e -$

$$A(\ddagger ; t') = A_0 \exp\left(i \frac{B}{2N} \left(\cos\{ - \cos\left(2f N \frac{t'}{t} + \{ \right)\right)\right) - \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
& - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{u_1}}{\sqrt{u}} J_1(2\sqrt{u_{1''}}) \exp\left((p_1 - i\check{S}')_{''} + i \frac{B}{2N} \left(\text{Cos}\{\ -\text{Cos}\left(2f N \frac{t' - ''}{t} + \{\ \} \right) \right) \right) d_{''} - \\
& - \int_0^{t'} \frac{\sqrt{u_2}}{\sqrt{u}} J_1(2\sqrt{u_{2''}}) \exp\left((p_2 - i\check{S}')_{''} + i \frac{B}{2N} \left(\text{Cos}\{\ -\text{Cos}\left(2f N \frac{t' - ''}{t} + \{\ \} \right) \right) \right) d_{''} + \\
& + \int_0^{t'} \exp\left(-i\check{S}'_{''} + i \frac{B}{2N} \left(\text{Cos}\{\ -\text{Cos}\left(2f N \frac{t' - ''}{t} + \{\ \} \right) \right) \right) d_{''} \times \\
& \times \left[\int_0^{t'} \frac{\sqrt{u_1}}{\sqrt{u}} J_1(2\sqrt{u_{1\sim}}) \exp(p_{1\sim}) \frac{\sqrt{u_2}}{\sqrt{u}} J_1(2\sqrt{u_{2(\sim\sim)}}) \exp(p_{2(\sim\sim)}) d_{\sim} \right] \\
& t' > t \quad -
\end{aligned}$$

$$A(\ddagger; t') = \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
& = - \int_{t'-t}^{t'} \frac{\sqrt{u_1}}{\sqrt{u}} J_1(2\sqrt{u_{1''}}) \exp\left((p_1 - i\check{S}')_{''} + i \frac{B}{2N} \left(\text{Cos}\{\ -\text{Cos}\left(2f N \frac{t' - ''}{t} + \{\ \} \right) \right) \right) d_{''} - \\
& - \int_{t'-t}^{t'} \frac{\sqrt{u_2}}{\sqrt{u}} J_1(2\sqrt{u_{2''}}) \exp\left((p_2 - i\check{S}')_{''} + i \frac{B}{2N} \left(\text{Cos}\{\ -\text{Cos}\left(2f N \frac{t' - ''}{t} + \{\ \} \right) \right) \right) d_{''} + \\
& + \int_{t'-t}^{t'} \exp\left(-i\check{S}'_{''} + i \frac{B}{2N} \left(\text{Cos}\{\ -\text{Cos}\left(2f N \frac{t' - ''}{t} + \{\ \} \right) \right) \right) d_{''} \times \\
& \times \left[\int_0^{t'} \frac{\sqrt{u_1}}{\sqrt{u}} J_1(2\sqrt{u_{1\sim}}) \exp(p_{1\sim}) \frac{\sqrt{u_2}}{\sqrt{u}} J_1(2\sqrt{u_{2(\sim\sim)}}) \exp(p_{2(\sim\sim)}) d_{\sim} \right].
\end{aligned}$$

$$(3) \quad (4): \quad p_{1,2} = -u \pm i\check{S}_1 = -u \pm i\sqrt{\check{S}_{ij}^2 - u^2}; \quad \check{S}_{ij} = 2f\epsilon_{ij}; \quad u = 2f d\epsilon; \quad d\epsilon - \\
; \quad \check{S}' = 2f f'; \quad u_{1,2} = 0,5\ddagger u (1 \pm iu / \check{S}_1); \quad \ddagger = x(\epsilon_{ij})z$$

$x(\epsilon_{ij}) -$

() -

, .1 - .1 (1). , 2,

$$\Delta\epsilon(\ddagger; t') = \frac{1}{2f} \frac{-\text{Im}A(\partial \text{Re}A / \partial t') + \text{Re}A(\partial \text{Im}A / \partial t')}{(\text{Re}A)^2 + (\text{Im}A)^2}, \quad (5)$$

$\Delta\epsilon, \quad \ddagger,$

(. [7]),

.1 (.1 - 1).

$t' = 0, \quad - \quad t' = t .$

(.1)

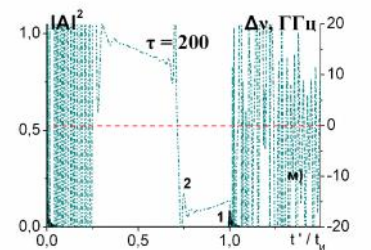
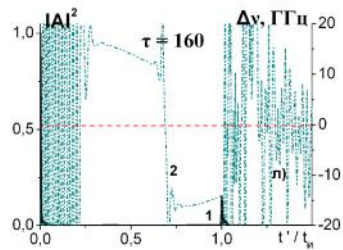
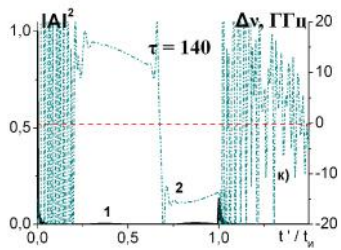
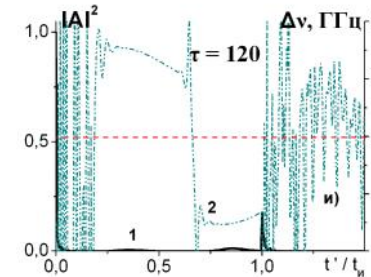
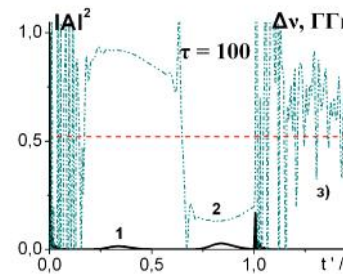
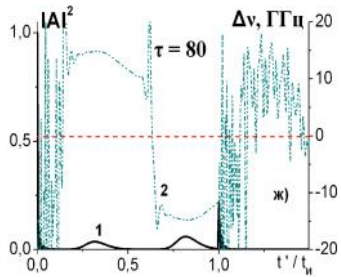
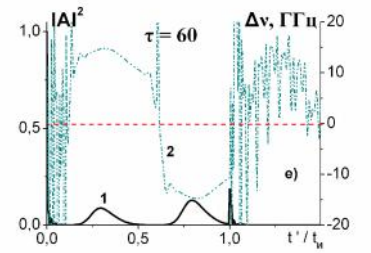
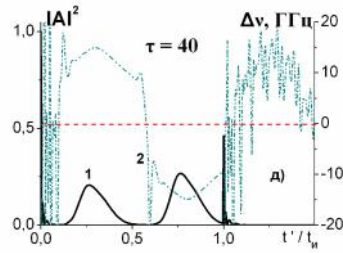
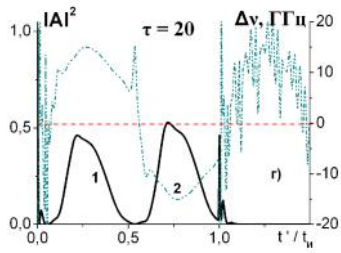
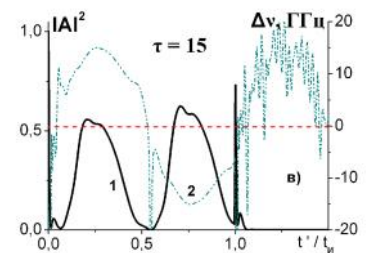
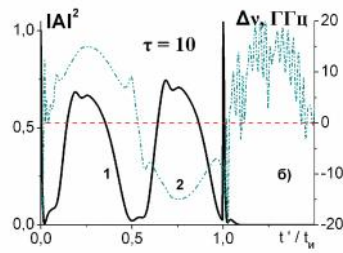
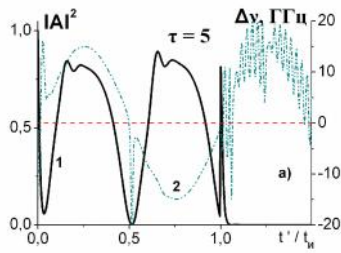
(0,5)

; -

‡ ,

$d\epsilon$.
(.1).

$\ddagger \gg 1$



.1.

(.1)

(.2)

$$f' = \epsilon_{ij} = 183,36 \quad ; \quad \Delta f = 30 \quad ; \quad t = 10^{-9} \text{ c} ; N=1 ; \{ = 0 ; d\epsilon = 3$$

$$d\epsilon = 0,1$$

2 .1 - 1 ,

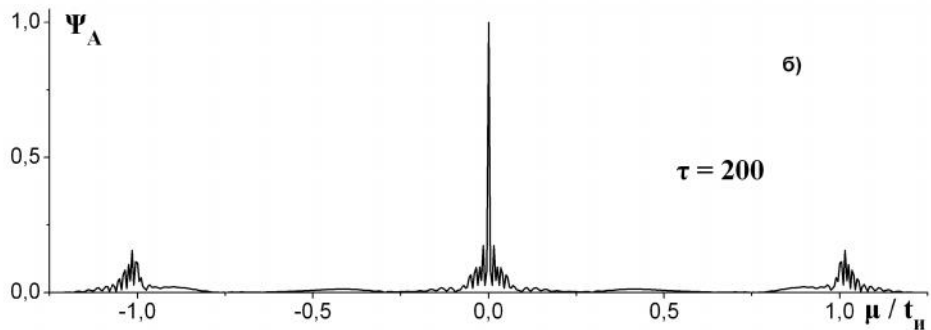
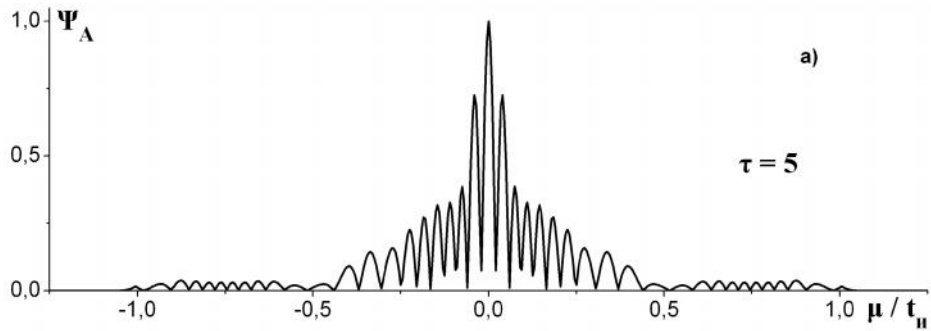
$$\Delta\epsilon \approx \pm \Delta f / 2.$$

‡

(.)

$$\Psi_A(\ddagger ; \sim) = \left| \frac{1}{E(\ddagger)} \int_{\sim}^{\infty} A(\ddagger ; t' - \sim) A^*(\ddagger ; t') dt' \right|. \quad (6)$$

$$E_e(\ddagger) = \int_0^{\infty} |A(\ddagger; t')|^2 dt'$$



.2. (, .1).

«*»

(3) (4)

.2. .2 , .1 .2 - .1 ,
‡ .

a

1. Qi J., Shihvola A. Truncation effect on precursor field structure of pulse propagation in dispersive media. //Progress In Electromagnetic Research B. 2009. V.14. P.69-86.
2. Pinhasi Y., Yahalom A., Pinhasi G.A. Propagation analysis of ultrashort pulses in resonant dielectric media. //J.Opt.Soc.Amer.B. 2009. V.26. No.12. P.2404-2413.
3. Cartwright N.A. Electromagnetic plane-wave pulse transmission into a Lorentz half-space. //J.Opt.Soc.Amer.A. 2011. V.28.No.12. P.2647-2654.
4. . . . // . 2007. .52. 5. .593-604.
5. . . . // . 2013. .58. 10. .1094-1103.
6. . . . // . 2008. .419. 4. .478-482.
7. . .7. . . . // . XIX . 2013. .69-72.

183,36

100 1000

([1-4]).

[5]

[5],

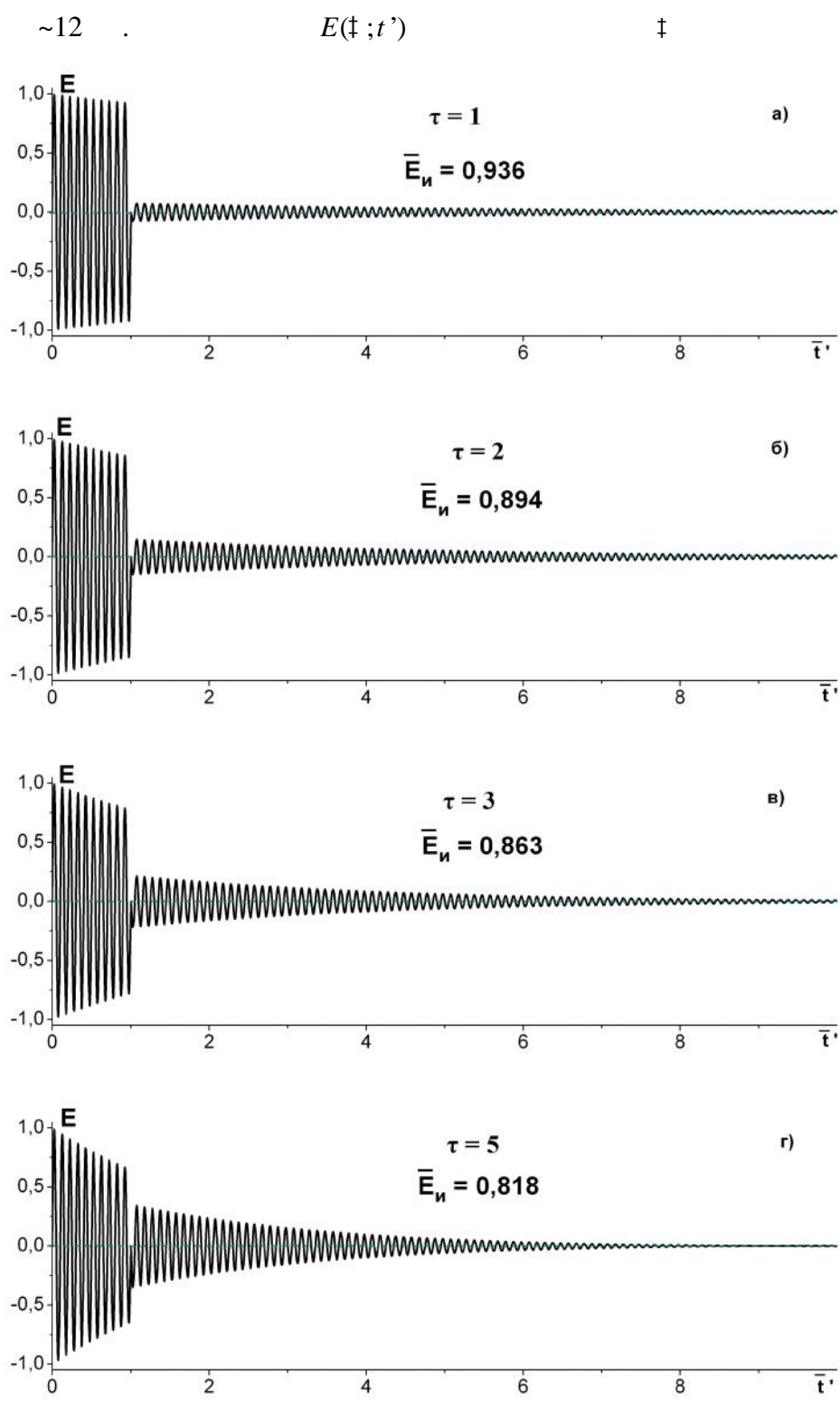
E

P . [5]

$$\begin{aligned}
 E(\dagger; t') &= E(0; t') - \int_0^{t'} E(0; t' - \tau) \sqrt{\frac{D}{\tau}} J_1(2\sqrt{u \tau}) \exp(-2u \tau) d\tau + \\
 &+ \int_0^{t'} E(0; t' - \tau) (\check{S}_{ij}) \left[\int_0^{\tau} J_1(2\check{S}_{ij} \sqrt{r(\tau - r)}) J_1(2\sqrt{Dr}) \sqrt{\frac{D}{\tau - r}} \exp(-2u r) dr \right] d\tau. \quad (1)
 \end{aligned}$$

$x(\check{\epsilon}_{ij})$; $\dagger = x(\check{\epsilon}_{ij})z$; $D = u\dagger$; $\check{S}_{ij} = 2f \check{\epsilon}_{ij}$; $u_{1,2} = 2f d\check{\epsilon}_{1,2}$; $d\check{\epsilon}_{ij} = \dots$; $t' = t - z/c$; $J_1(x) = \dots$

[5] (1)

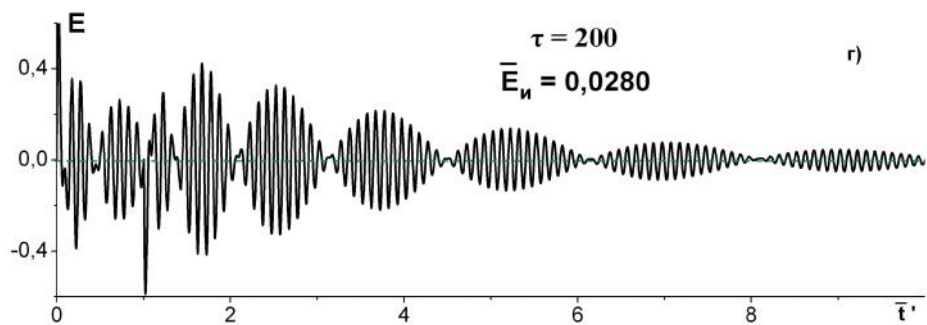
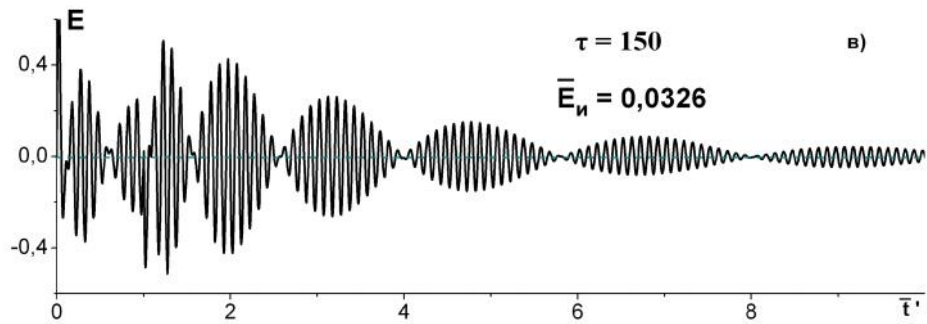
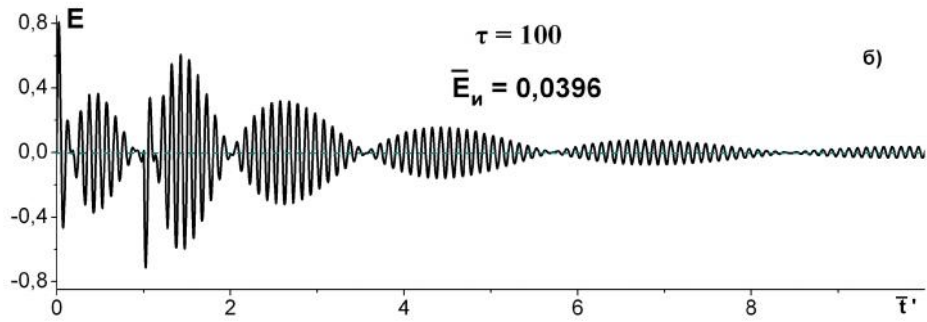
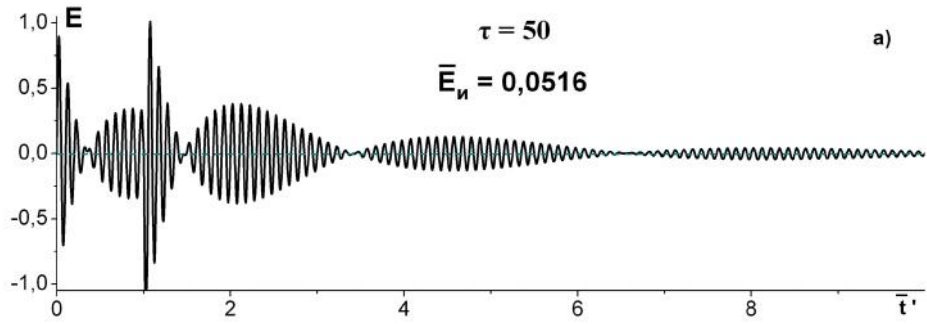


.1.

† $E_0 = 1; f' = \epsilon_{ij} = 183,36$; $d\epsilon = 0,5$;

$N = 10; t = 5,45375 \cdot 10^{-11} \text{ c}; \bar{t}' = t'/t ..$

$$\bar{E} = E(\ddagger) / E(0), \quad E(\ddagger) = \int_0^\infty E^2(\ddagger; t') dt' - \quad E(0) = 0,5.$$



2.

$$E(0;t) = \begin{cases} E_0 \sin\left(\tilde{S}'t + \Delta\tilde{S} \frac{t^2 - tt}{2t}\right), & 0 \leq t \leq t; \\ 0, & t > t, \end{cases} \quad (2)$$

$$E_0 - \dots; \tilde{S}' = 2\pi f'; f' = 1/T; T - \dots; \Delta\tilde{S} = 2\pi \Delta f; \Delta f - \dots$$

(2) Δf

1. $0 \leq t' \leq t_e$

« », « » ϵ_{ij} « » ()

« » , $0 \leq t' \leq t$ ‡

$t' > t$.1

(‡ « »)

‡ « » , ‡

.2. « » , ‡

ϵ_{ij} , ‡

‡ « » , ‡

‡ « » () -

‡ , , , $E(\ddagger; t')$,

(2),

‡ , $E(\ddagger; t')$.1 2,

$$\bar{E}(\ddagger) = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} E(\ddagger; t') dt' \quad (\Delta t \sim 10^{-5})$$

1. Yang Yi., Mandehgar M., Grischkowsky D.R. Broadband THz Pulse Transmission Through the Atmosphere. // IEEE Trans. Terahertz Sci. and Technology. 2011. V. 1. No. 1. P. 264-273.
2. Pinhasi Y., Yahalom A., Pinhasi G.A. Propagation analysis of ultrashort pulses in resonant dielectric media. // J. Opt.Soc. Am. B. 2009. V. 26. No. 12. P. 2404-2413.
3. . . // . 2007. . 52. 5. .593-604.
4. . . // . 1995. . 40. 7. .1009 – 1016.
5. . . // . 2013. . 58. 10. .989-1001.

...

-

.....

- -

.

-

,

.

.

(, , [1,2]).

[3],

(, ,) ..

(

, , ,

(, , .). :

- . [4]

[5],

$$E(0;t) = A_0 \exp\left(i\check{S}'t + i\Delta\check{S}\left(\frac{t^2 - tt}{2t}\right)\right) = \tilde{A}(0;t) \exp(i\check{S}'t) \quad (1)$$

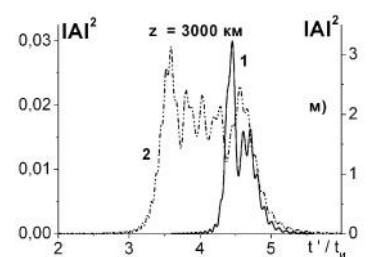
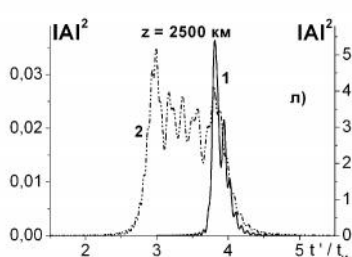
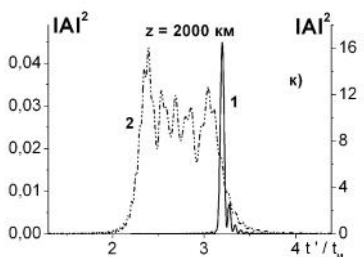
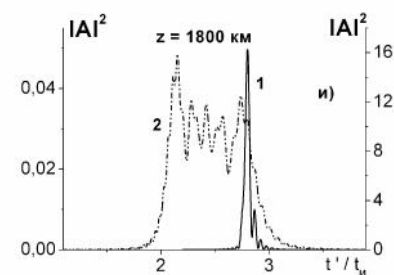
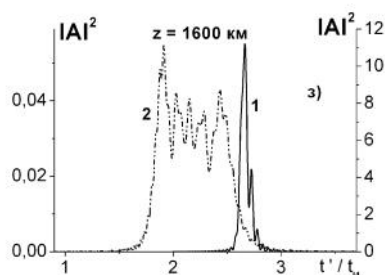
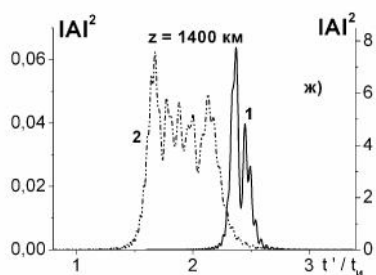
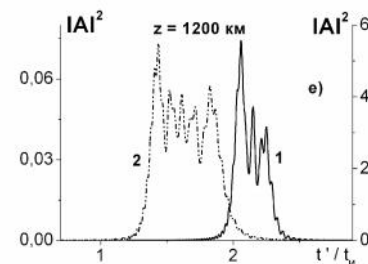
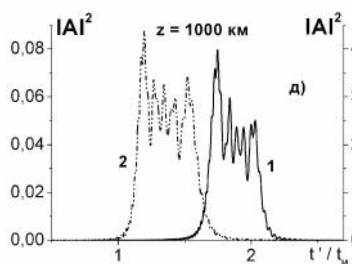
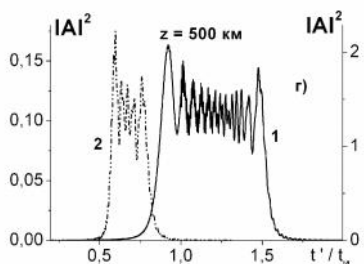
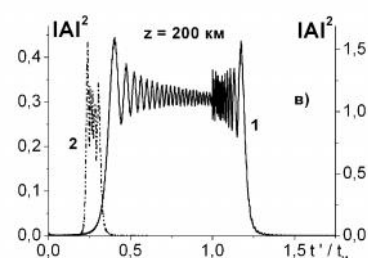
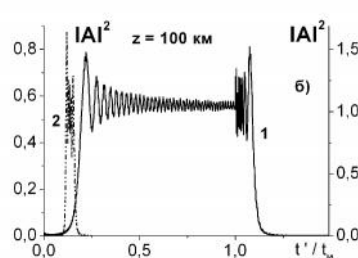
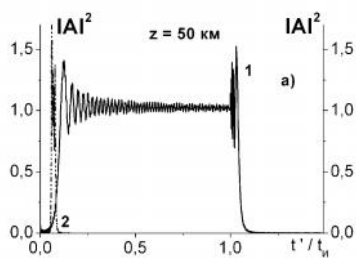
($\check{S}' = 2f f'$; $f' -$; $\Delta\check{S} = 2f \Delta f$; $\Delta f -$; A_0 $t -$ « -
 » ; $t -$; $\tilde{A}(0;t) -$).

$$E(z;t) = \frac{1}{2f} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}(\check{S}) \exp\left(-i \frac{\check{S}}{c} n(\check{S}) z\right) \exp(i\check{S}t) d\check{S}. \quad (2)$$

$$\tilde{S}(\tilde{S}) = \int_0^{t_0} E(0;t) \exp(-i\tilde{S}t) dt -$$

; c -

:



.1. C

(2) [5] (1) f' = 100 ;

$$\Delta f = 20 ; t = 10^{-6} c ; A_0 = 1 ; N_e = 10^5 \text{ }^{-3}.$$

$$n(\tilde{S}) = (1 - \tilde{S}_0^2 / \tilde{S}^2)^{0.5} - ; \tilde{S}_0 = (31,81 \cdot 10^8 N_e)^{1/2} -$$

; N_e -

z -

(3)

z)

(2)

$$t' = t - z/c \geq 0:$$

$$E(z;t') = \frac{1}{2f} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}(\tilde{S}) \exp\left(-i\frac{\tilde{S}}{c}((n(\tilde{S})-1)z)\right) \exp(i\tilde{S}t') d\tilde{S}. \quad (3)$$

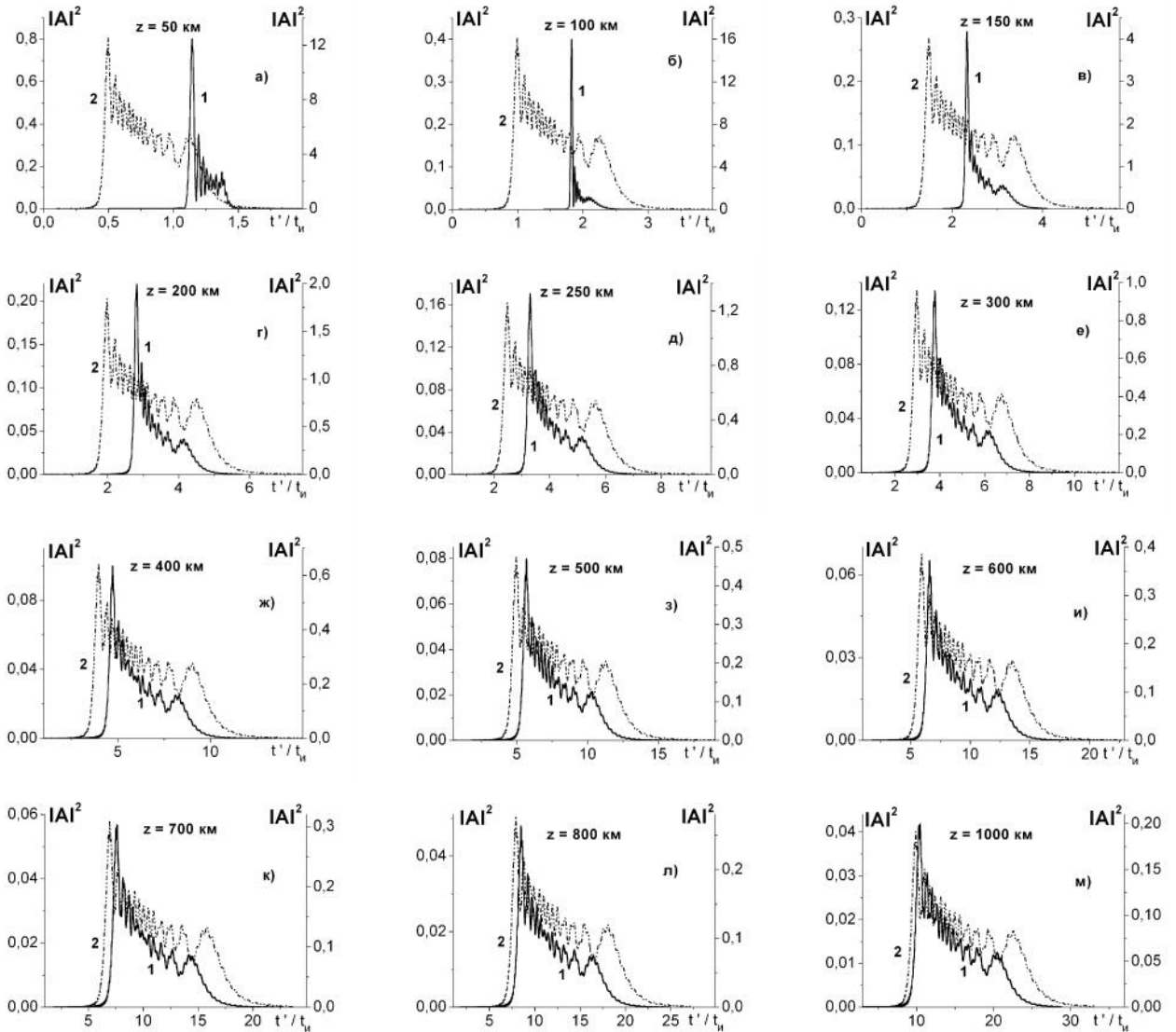
(3),

$$\Phi(\check{S}) = -(\check{S}/c)((n(\check{S})-1)z + \check{S}t') \quad (4)$$

$$f' - \Delta f/2 \quad f' + \Delta f/2.$$

$$f' > \Delta f,$$

$$(2) \quad (3)$$



2. , 1. $f' = 10$; $\Delta f = 5$; $t = 10^{-5}c$; $A_0 = 1$; $N_e = 10^5$.

$$\dots \quad (d\Phi(\check{S})/d\check{S})|_{\check{S}=\check{S}_s} = 0$$

$$\check{S}_s(t') = +\check{S}_0 / \sqrt{\left(1 - 1/(1 + ct'/z)^2\right)} \quad (5)$$

$$\check{S} = \check{S}_s$$

$$\left(d^2\Phi(\check{S})/d\check{S}^2\right)|_{\check{S}=\check{S}_s} = (z/(c\check{S}_0)) \left[(1 + ct'/z)^2 - 1 \right]^{3/2} \quad (6)$$

$$t', \quad \check{S}_s \quad +\infty \quad t'=0 \quad \check{S}_0 \quad t' \rightarrow +\infty.$$

(, , [1-3]) :

$$|E(z;t')|^2 = \frac{c\check{S}_0}{2fz} |\tilde{S}(\check{S}_s(t'))|^2 \left((1+ct'/z)^2 - 1 \right)^{-3/2}. \quad (7)$$

$$\check{S}_0 = \check{S}_0 t \quad (7) \quad \bar{t}' = t'/t \quad \check{S}_s = \check{S}_s t$$

$$|E(z;\bar{t}')|^2 = \frac{\check{S}_0}{2fB} |\tilde{S}(\check{S}_s(\bar{t}'))|^2 \left((1+\bar{t}'/B)^2 - 1 \right)^{-3/2}, \quad (7)$$

$$B = z/ct = z/L,$$

$$L.$$

$$B \gg 1, \quad B = 50 \quad z = 150 \quad t_{\check{e}} = 10^{-5}.$$

$$|\tilde{A}(z;\bar{t}')|^2$$

(7), [5], [4].

$$E(z) = \int_0^{\infty} |A(z;t')|^2 dt',$$

(2), $\sim 0,03$, $\sim 0,3$.

1. Wait J.R. Propagation of pulses in dispersive media. //Radio Sci. 1965. V.69D. No.11. P.1387-1401.
2. 2007. 270 .
3. 248 . 2007.
4. // 19- . 2013. : . 2013. .114-117.
5. . 2008. .53. 9. .1094-1103. //

... , ...

... .

(').

(')

., [1],

(..

$$TEC = \int_z N_e(z') dz' (N_e -$$

z -),

E

[2]

$$\ddot{E} + (\check{S}'t)^2 E = (\check{S}'t)(v - E^2)\dot{E} + (\check{S}'t)^2 \sqrt{2D} \langle \bar{t} \rangle, \quad (1)$$

$$\bar{t} = \check{S}'t ($$

$$\bar{t} = t/t \quad (1)$$

: t - ; <(t) -

; D -

t - ; $\check{S}' = 2f f'$; $f' -$

; $v \ll 1 -$

(1)

[3].

[4]

1 2

$$f' = 2$$

D.

1, 2,

$$t'/t = (t - z/c)/t \quad (z - ; c -). \quad .1 \quad 2$$

|S(F)|

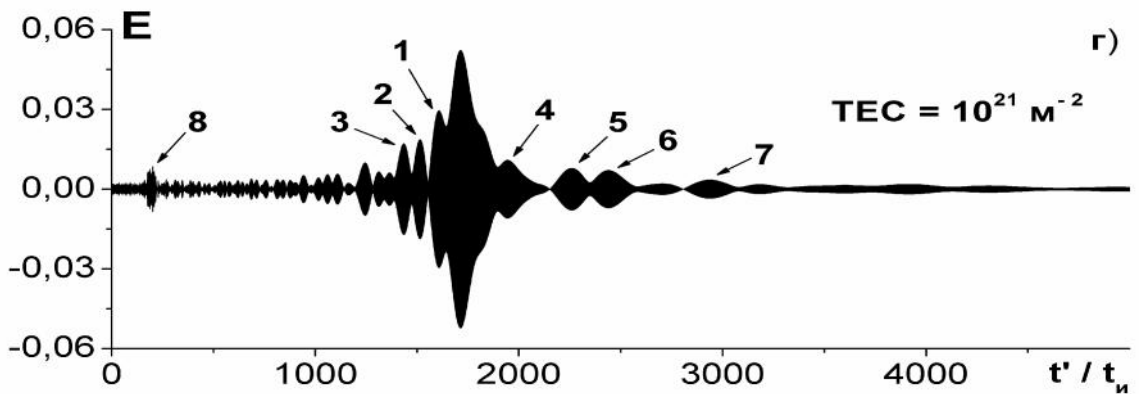
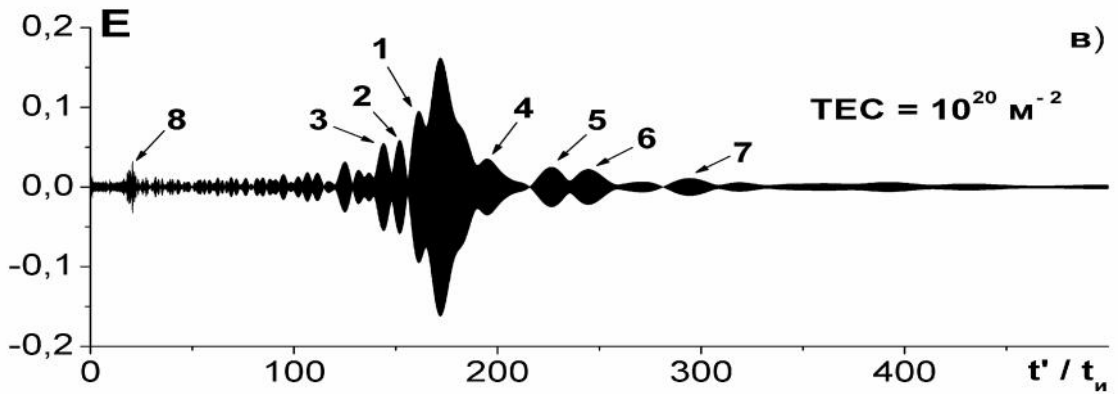
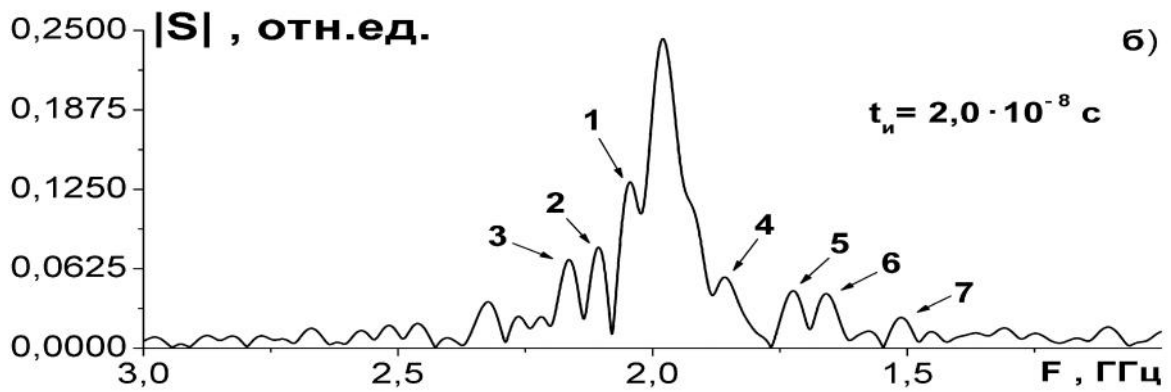
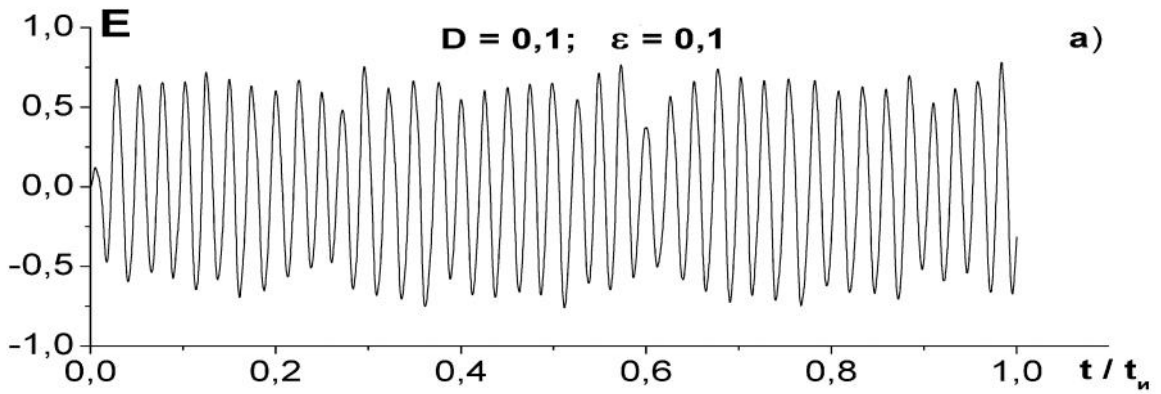
f'.

1 8.

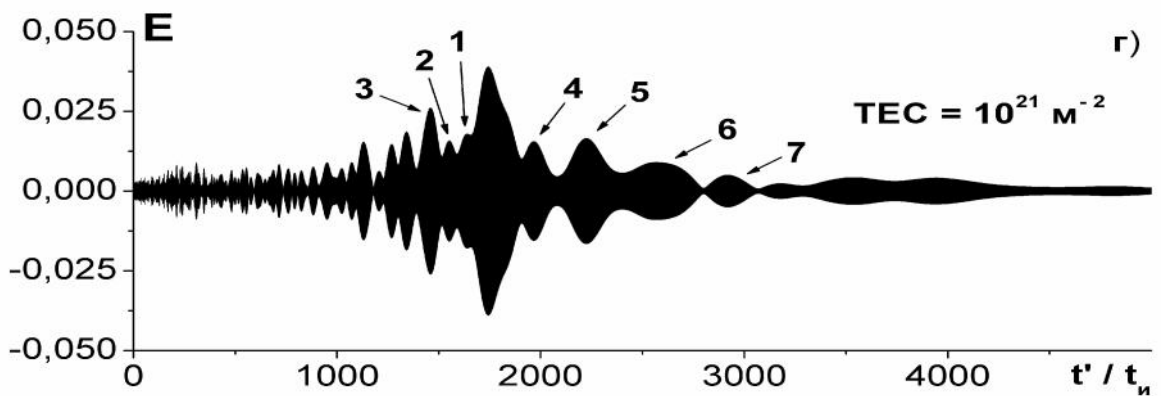
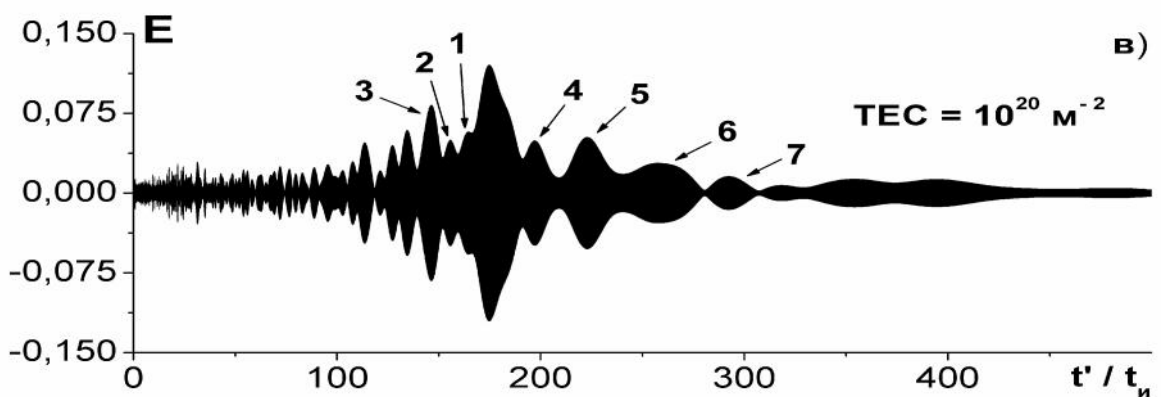
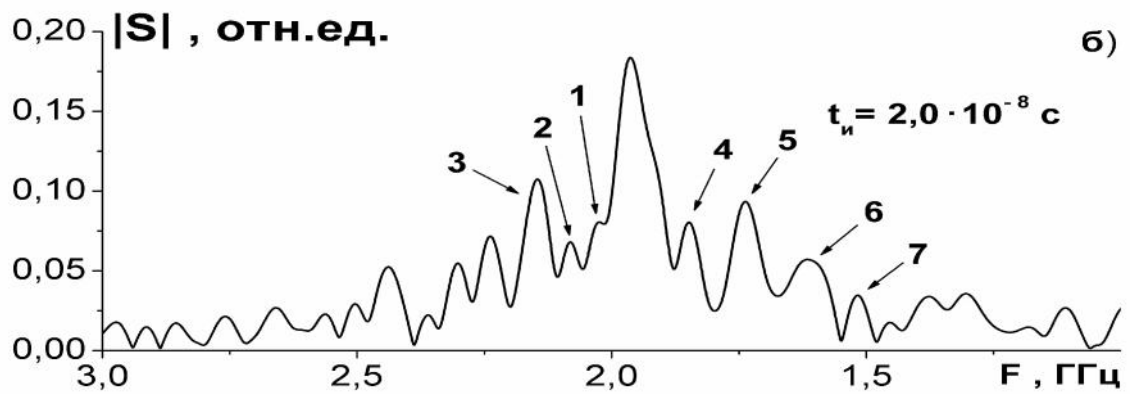
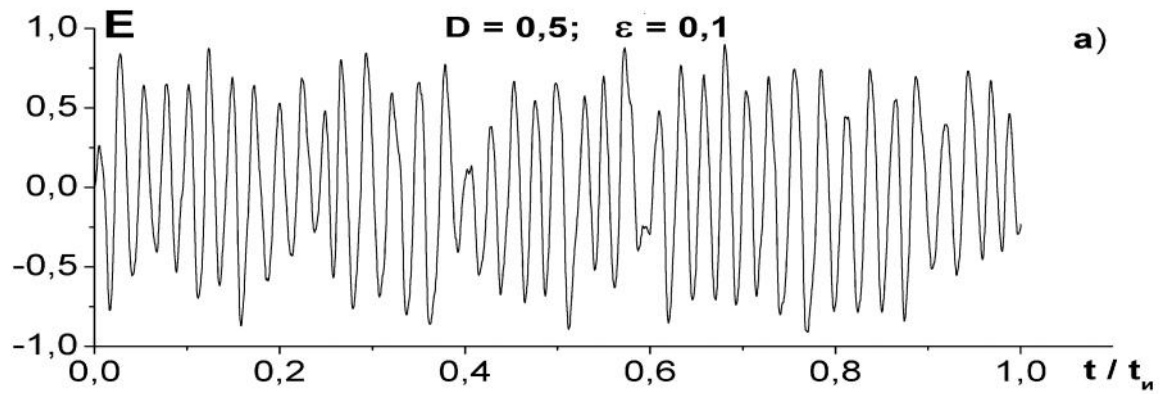
$$.1 \quad 2 = 10^{20} \quad -2$$

.1 2 -

$$= 10^{21} \quad -2.$$



1. (- ; - ; $D = 0,1; t = 20$; $f' = 2$).



.2, .1, $D = 0,5$.

E t' , .1 1,
 .2 2
 1-7.

1.

.2 ,

| TEC, ⁻² | \bar{t} | dt' | E | \bar{t} | $\Delta\bar{t}$ | X_1 | X_2 |
|--------------------|-----------|-------|-------|-----------|-----------------|-------|-------|
| 10^{19} | 50 | 0,001 | 0,213 | 18,36 | 5,498 | 1,348 | 5,596 |
| $3 \cdot 10^{19}$ | 150 | 0,001 | 0,213 | 54,08 | 16,47 | 1,385 | 5,789 |
| 10^{20} | 500 | 0,001 | 0,213 | 179,1 | 54,91 | 1,397 | 5,851 |
| $3 \cdot 10^{20}$ | 1500 | 0,001 | 0,213 | 536,3 | 164,7 | 1,400 | 5,867 |
| 10^{21} | 5000 | 0,001 | 0,213 | 1786 | 549,1 | 1,401 | 5,873 |
| $3 \cdot 10^{21}$ | 15000 | 0,001 | 0,213 | 5358 | 1647 | 1,401 | 5,875 |
| 10^{22} | 50000 | 0,01 | 0,213 | 17861 | 5490 | 1,402 | 5,878 |

() , ()
 .1 2).
 .1
 E ; t ; Δt ;

$$X_1(TEC) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (\bar{t}' - \bar{t})^3 |E(TEC; \bar{t}')|^2 d\bar{t}' / E(TEC)}{\left(\int_{-\infty}^{\infty} (\bar{t}' - \bar{t})^2 |E(TEC; \bar{t}')|^2 d\bar{t}' / E(TEC) \right)^{3/2}}$$

$$X_2(TEC) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (\bar{t}' - \bar{t})^4 |E(TEC; \bar{t}')|^2 d\bar{t}' / E(TEC)}{\left(\int_{-\infty}^{\infty} (\bar{t}' - \bar{t})^2 |E(TEC; \bar{t}')|^2 d\bar{t}' / E(TEC) \right)^2} - 3,$$

X_1 X_2
 X_1 X_2

1.
 .: . 2012. 423 .
 2.
 // . 2006. .51. 5. .580-592.
 3. Box G.E.P., Muller M.E. //Ann. Math. Statistics. 1958. V.29. No.2. P.610-611.
 4.// . 2006. .408. 6. .754-757.

С. А. Черноус¹, И. И. Шагимуратов², И. И. Ефишов², Ю. В. Черняк²,
Н. Ю. Тепеницина²

ФЛУКТУАЦИИ ФАЗЫ GPS СИГНАЛОВ, АССОЦИИРОВАННЫЕ С АВРОРАЛЬНОЙ АКТИВНОСТЬЮ В ПЕРИОД ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ 2 ОКТЯБРЯ 2013 ГОДА

¹ Полярный геофизический институт КНЦ РАН
² ЗО ИЗМИРАН

В работе представлены данные по фазовым флуктуациям GPS сигналов, вызванным неоднородностями, которые развивались в ионосфере во время геомагнитной бури 2 октября 2013 г. Интенсивные фазовые флуктуации регистрировались на станциях, расположенных в авроральной и субавроральной зонах. Особенность данной бури проявилась в том, что во время максимума авроральной активности интенсивные флуктуации наблюдались также на среднеширотной станции Калининград, что свидетельствует о смещении аврорального овала к экватору.

Введение. Одним из эффективных средств диагностики ионосферы является измерение задержек сигналов навигационных спутников систем GPS/Глонасс на двух когерентных частотах $f_1/f_2=1,6/1,2$ ГГц. Дифференциальная задержка является мерой полного электронного содержания ионосферы. (TEC-total electron content). Наиболее существенные отклонения от регулярного поведения ионосферы связаны с геомагнитными бурями и полярными сияниями. Во время геомагнитных возмущений в ионосфере развиваются неоднородности различных масштабов, которые вызывают флуктуации амплитуды и фазы трансionoсферных сигналов. Интенсивность и частота флуктуаций существенно увеличиваются во время магнитных бурь. Флуктуации GPS/Глонасс сигналов приводят к срывам приёма, затрудняют разрешение фазовой неоднозначности, что в конечном итоге приводит к ухудшению точности местоопределения. В ПГИ и ЗО ИЗМИРАН проводятся многолетние исследования реакции ионосферы на геомагнитные возмущения с использованием GPS измерений [1, 2].

Материалы и методы. Исследования особенностей приёма сигнала в условиях возмущенной ионосферы проводились по материалам наблюдений в магнитную бурю за 2 октября 2013 г. В анализе использовалась разработанная в ЗО ИЗМИРАН методика обработки наблюдений, которая позволяет по исходным измерениям, представленным в RINEX формате, выявить флуктуации спутниковых сигналов и оценить их интенсивность в пространстве и времени. В качестве меры флуктуации использовалась скорость изменения TEC — Rate of TEC (ROT) на 1-минутном интервале. Единица измерения ROT- TECU/min, $1 \text{ TECU}=10^{16}$ электрон/м². Для приёма сигналов в Калининграде использовался двухчастотный приемник GPS/ГЛОНАСС сигналов Leika-1200. Для анализа проявления флуктуаций привлекались наблюдения следующих станций сети EUREF: TROM, KIR0, VIL0, VIS0, NRDS. Буря оценивалась по данным магнитных наблюдений на сети станций IMAGE(<ftp://space.fmi.fi/image>), планетарных и региональных геомагнитных индексов и вариаций короткопериодических колебаний геомагнитного поля на измерительных пунктах на Кольском полуострове и в Скандинавии.

Результаты и обсуждение. На рис. 1 представлены глобальные характеристики Kp и Dst магнитной бури за период 30 сентября-4 октября 2013г. Очевидно, что её главная фаза имела место с 00 до 06UT 2 октября с минимальным значением Dst ~-70 nT; максимальное значение Kp индекса достигало 8. Учитывая, что планетарные индексы являются усредненными по пространству величинами и не отображают реальную геофизическую

ситуацию в деталях, на рис. 3 приводятся реальные магнитограммы меридиональной цепочки магнитометров (X-компонента) в Евро-Арктическом регионе по данным сети IMAGE.

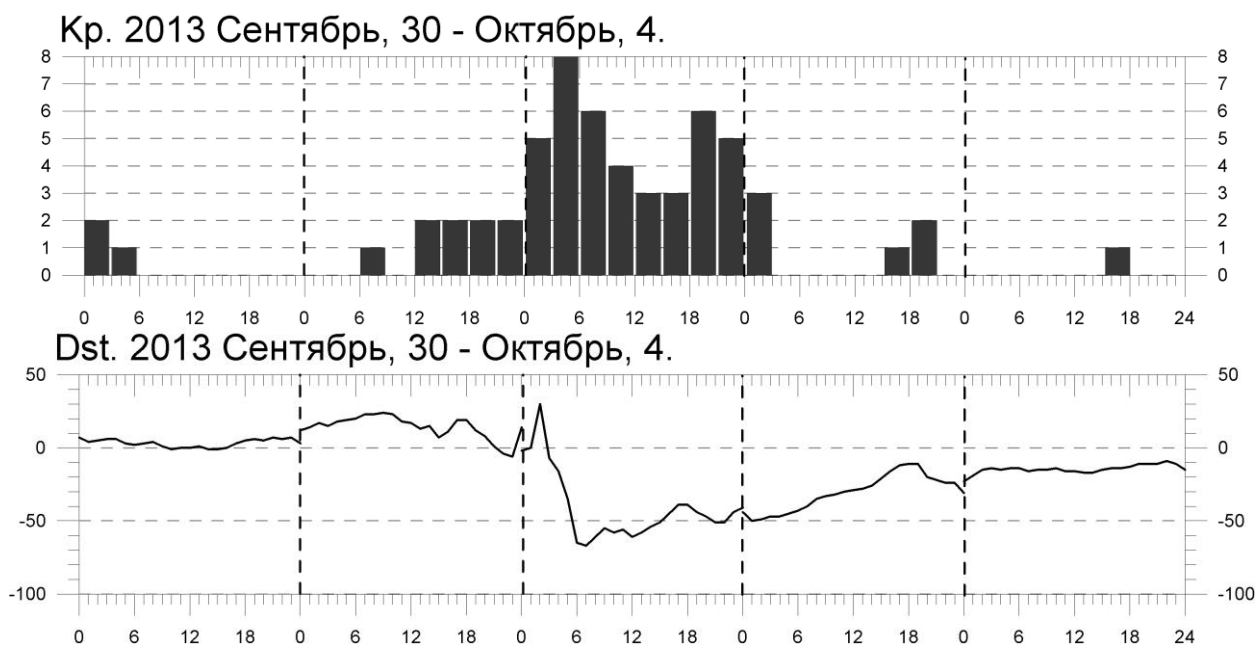
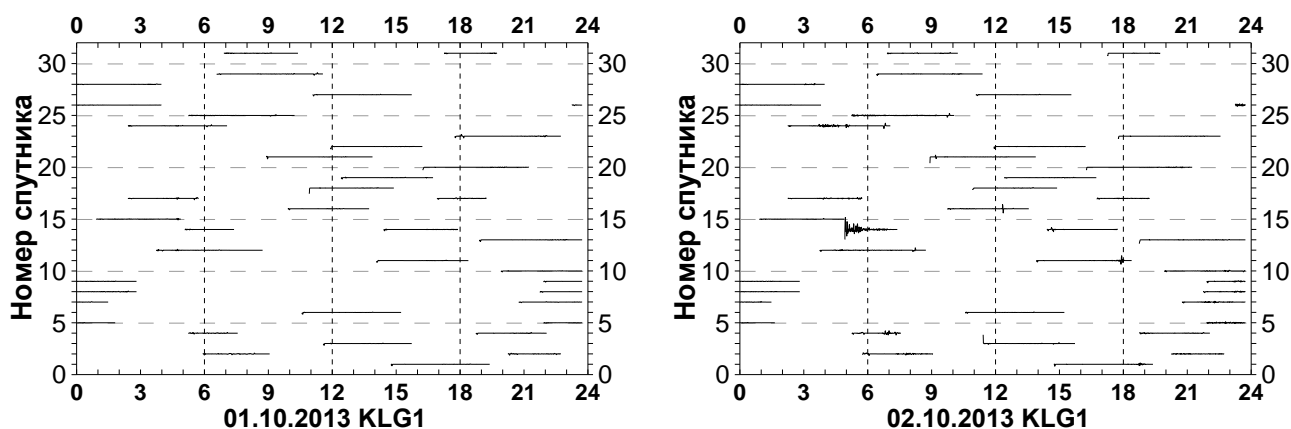


Рис. 1 Планетарные индексы геомагнитной активности за период 30.09 – 4.10.2013 г.

На рисунке 2 представлена картина проявления ROT на станции Калининград вдоль пролётов всех спутников на 24-часовом интервале для спокойного 1 октября и возмущенного 2 октября дней.

Для спокойного дня флуктуации ТЕС фактически не наблюдались. Во время возмущения на фоне общей низкой флуктуационной активности ярко проявляется вспышка усиления параметра ROT для спутника № 14 в интервале 05-06 UT. Пространственную локализацию вспышки интенсивности флуктуаций можно видеть на нижней части рисунка. Здесь же показана вариация параметра ROT вдоль пролёта спутника № 14 для 1 и 2 октября 2013г. и нанесена траектория движения спутника на ионосферных высотах (подионосферные точки). На рисунке 2 видно, что время возмущения интенсивность флуктуаций резко возросла и была локализована на широтах 58-59° N.



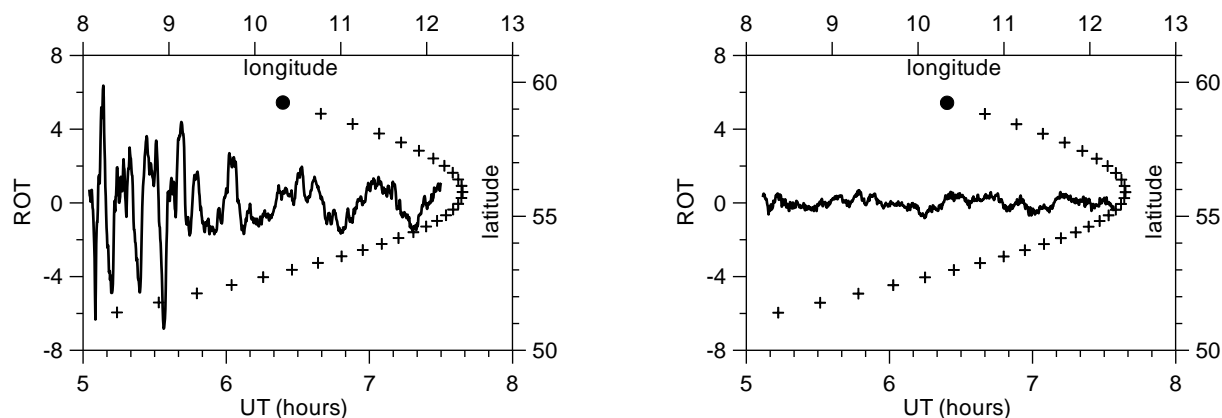


Рис. 2 Динамика проявления флуктуаций на станции Калининград для спокойного дня 1 октября и возмущенного дня 2 октября 2013 г. Показано поведение параметра ROT вдоль пролёта всех наблюдаемых над станцией спутников (верхняя панель) и вариации ROT для спутника № 14 (нижняя панель).

На рисунке 3 показаны вариации X-компоненты магнитного поля на меридиональной цепочке станций на широтах $70-65^{\circ}$ N. Бухты интенсивных возмущений вблизи 05 часов 2 октября 2013 г. наблюдаются практически на всей меридиональной цепочке с максимумом в авроральных широтах.

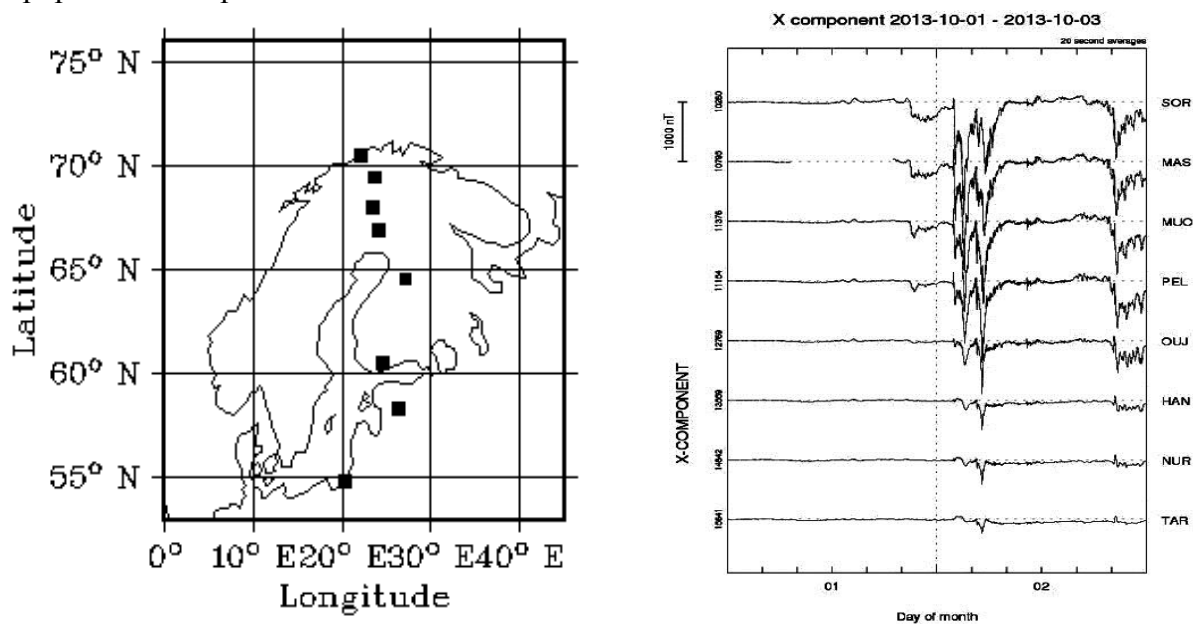


Рис. 3 Карта расположения магнитометров сети IMAGE, станции Калининград (54° N, 20° E) и вариации X-компоненты магнитного поля на разнесённых Скандинавских станциях.

Временные вариации параметра ROT на сети скандинавских станций совместно с записями спектрально-временных вариаций геомагнитного поля на станциях Ловозеро и Соданкюла представлены на рис. 4. Очевидно, что временной ход этих явлений совпадает, более того, временной ход событий на обоих графиках совпадает с временным ходом геомагнитных вариаций на сети станций (рис. 3). Представляется, что по максимуму вариаций, также как и по пульсациям геомагнитного поля, можно определить источник, влияющий на распространение навигационного сигнала в ионосфере при наличии авроральных возмущений. Это особенно заметно в интервалы времени интенсификации суббуревых возмущений. Например, слабое возмущение 1.10.2013 около 21:00 UT, локализованное исключительно в полярной области, мало отражается на вариациях ROT в Калининграде. В то же время, сильное возмущение 2.10.2013 около 05:00 UT отразилось как в магнитных наблюдениях на широте Калининграда, так и в величинах ROT на этом пункте.

Такое соответствие свидетельствует о возможности диагностики и прогноза состояния приёма навигационных сигналов по данным измерений вариаций геомагнитного поля, что может быть проверено последующими работами.

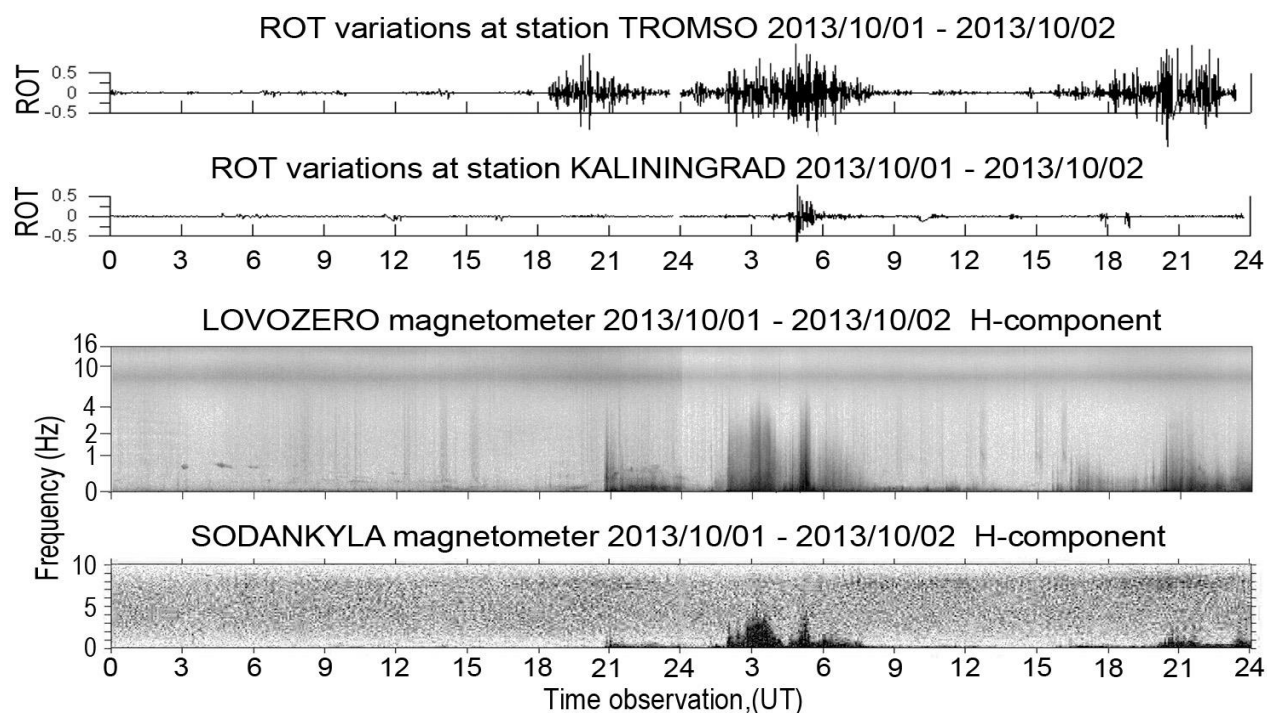


Рис. 4. Вариации параметра ROT на станциях Тромсё и Калининград; магнитограммы на станциях Ловозеро и Садайнкула за 1, 2 октября 2013 г.

Заключение. Совместный анализ отдельных случаев наблюдения ТЕС флуктуаций, вариаций и пульсаций геомагнитного поля аврорального происхождения показали хорошее соответствие обоих событий во времени на распределенной сети станций. Результаты данного исследования создают предпосылки для определения возможности двумерной пространственной локализации областей ионосферы, влияющей на распространение сигналов высокоорбитальных навигационных спутников в условиях авроральных возмущений.

Работа поддержана грантами РФФИ № 14-05-98820 -север, № 14-07-00512 и программой 22 Президиума РАН

Литература

1. Chernouss S. A., Kalitenkov N. V. *The dependence of GPS positioning deviation on auroral activity*. International Journal of Remote Sensing, 32(1), 2011, pp. 3005-3017.
2. Shagimuratov I. I., Krankowski A., Efishov I. I., Cherniak Yu. V., Wielgosz P., and Zakharenkova I. E. *High latitude TEC fluctuations and irregularity oval during geomagnetic storms*. Earth Planets Space, Vol. 64 (No. 6), 2012, pp. 521-529.

И.И. Шагимуратов, Г.А. Якимова, И.Е. Захаренкова, Н.Ю. Тепеницына,
Ю.В. Черняк, Е.М. Колтуненко

ВАРИАЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО СОДЕРЖАНИЯ ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ GPS НАБЛЮДЕНИЙ

Западное отделение ИЗМИРАН, Калининград.

В работе представлены данные по вариациям ТЕС, полученные по GPS наблюдениям Гренландской сети станций в диапазоне широт 60-85° для спокойных и возмущенных условий. Обсуждаются особенности определения абсолютной величины ТЕС на высоких широтах по GPS наблюдениям. Представлены данные о динамике широтных профилей ТЕС для различных геофизических условий и их интерпретация.

Введение. В настоящее время GPS/Глонасс технология повсеместно используется в ионосферных исследованиях. Широко разветвлённая сеть приемных станций обеспечивает регулярный мониторинг ионосферы в планетарном масштабе с высоким пространственно-временным разрешением. Измерение задержек сигналов навигационных спутников систем GPS/Глонасс на двух когерентных частотах $f_1/f_2=1,6/1,2$ ГГц обеспечивает выделение ионосферной части задержки. Дифференциальная задержка является мерой полного электронного содержания ионосферы (ТЕС-total electron content). Полное электронное содержание является одним из ключевых ионосферных параметров, который определяет погрешность работы спутниковых радионавигационных систем и точность позиционирования. Параметр ТЕС широко используется для исследования структуры и динамики ионосферных возмущений. Большая часть этих исследований касается средних широт. В данной работе представлены результаты поведения ТЕС высокоширотной ионосферы в спокойных и возмущённых условиях в период равноденствия (Сентябрь 2011).

База данных. В качестве исходных данных использовались GPS наблюдения гренландской сети станций (рис.1). Данная сеть является весьма удобной для исследования высокоширотной ионосферы, включая субавроральную, авроральную и полярную область.

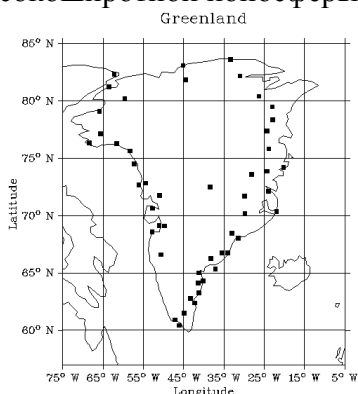


Рис. 1. Карта Гренландской сети GPS станций.

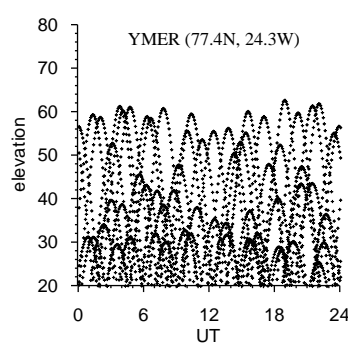
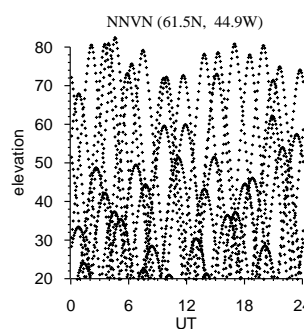


Рис.2. Углы возвышения наблюдаемых спутников на разных широтах.



Определение абсолютной величины ТЕС на высоких широтах связано с некоторыми особенностями. Поскольку спутники GPS имеют наклонение около 55°, то они наблюдаются на более низких углах возвышения. На рис.2. видно, что углы возвышения для всех спутников, наблюдаемых на 24 часовом интервале на субавроральной станции NNVN, значительно выше, чем на полярной YMER станции. С уменьшением углов сильнее сказывается влияние горизонтальных градиентов, что может сказаться на точности определения ТЕС. Наши результаты показывают, что несмотря на эти ограничения, высокоширотные GPS наблюдения могут обеспечить вполне реальную информацию о

вариациях TEC на высоких широтах. Для анализа TEC вариаций были привлечены GPS наблюдения более 25 станций Гренландии. Для каждой станции восстанавливался суточный ход TEC по методике, описанной в работе [1].

Результаты. На следующем рисунке представлены суточные вариации TEC на станциях, расположенных в субавроральной, авроральной и полярной ионосфере, Dst индекс и индекс F10.7 за сентябрь 2011.

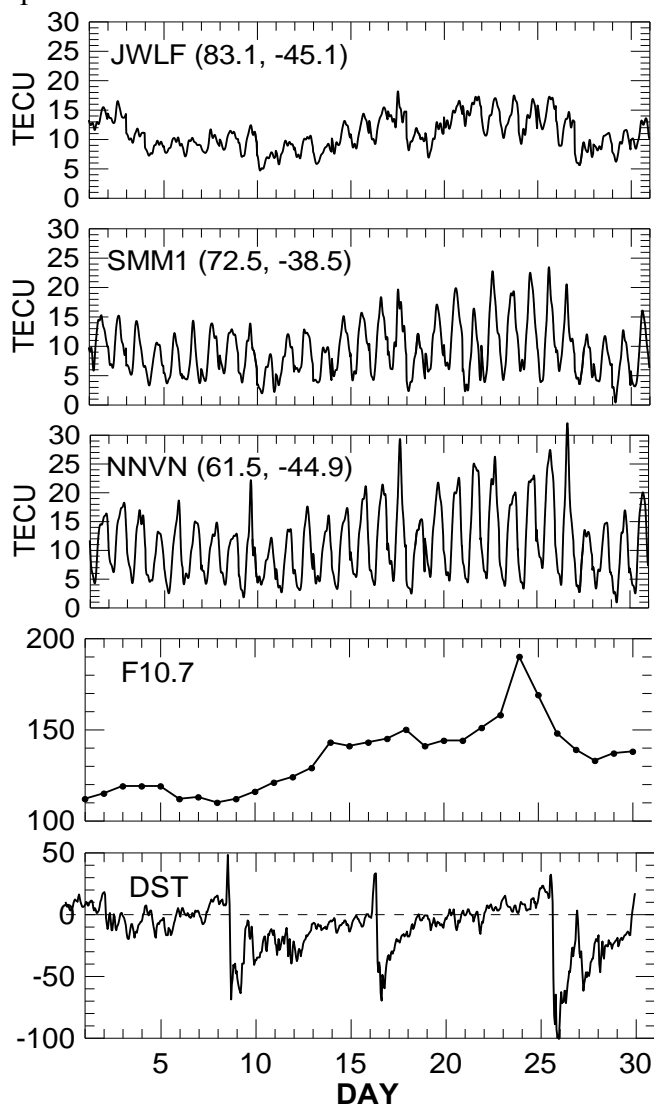


Рис.3. Вариации TEC разнесённых станциях Гренландии, Dst и F10.7 для сентября 2011г.

Можно выделить ряд особенностей в поведении TEC на высоких широтах в период равноденствия.

Даже на достаточно ограниченном диапазоне широт заметно уменьшение дневной величины TEC с увеличением широты; суточное изменение TEC максимально на субавроральной станции NNVN.. Анализ показал, что отношение дневной величины TEC к ночному на широтах около 60°N достигало фактор 3,5-3,9. Суточное изменение явно заметно и на наиболее высокоширотной станции JWLF, где фактор день/ночь составлял 1,2-1,4, что свидетельствует о заметной роли солнечной радиации в формировании TEC в полярной ионосфере в период равноденствия.

В течение сентября месяца значительно изменялась величина солнечной радиации (F10.7 на рис.3). Эффект долговременной вариации TEC, обусловленной изменением солнечной радиации, явно проявлялся на всех рассматриваемых широтах. Коэффициент корреляции между величиной TEC и F10.7 уменьшался с широтой от 0,74 до 0,63.

На рисунке3 можно видеть также реакцию высокоширотной ионосферы на серию геомагнитных бурь. Бури умеренной интенсивности регистрировались 9, 17 и 26 сентября (Рис3-панель Dst). На субавроральных широтах для всех трех бурь наблюдалось положительное возмущение с последующей негативной фазой. С повышением широты интенсивность положительной фазы уменьшалась, в авроральной и полярной ионосфере преобладала отрицательная фаза бури.

Широтные профили ТЕС. Плотная сеть гренландских GPS станций, расположенных в небольшом долготном интервале, позволяет получить высокое широтное разрешение измерений ТЕС. Для анализа широтного поведения ТЕС были отобраны станции, центрированные на одной долготе, на которых отсутствовали пропуски данных GPS наблюдений в течение сентября. Измерения на этих станциях использовались для построения широтных среднемесячных профилей ТЕС в широтном диапазоне 60-83,5°N. На рис.4 представлена картина эволюции широтных профилей в течении суток с 3 часовым интервалом, с представлением разброса измерений день ото дня.

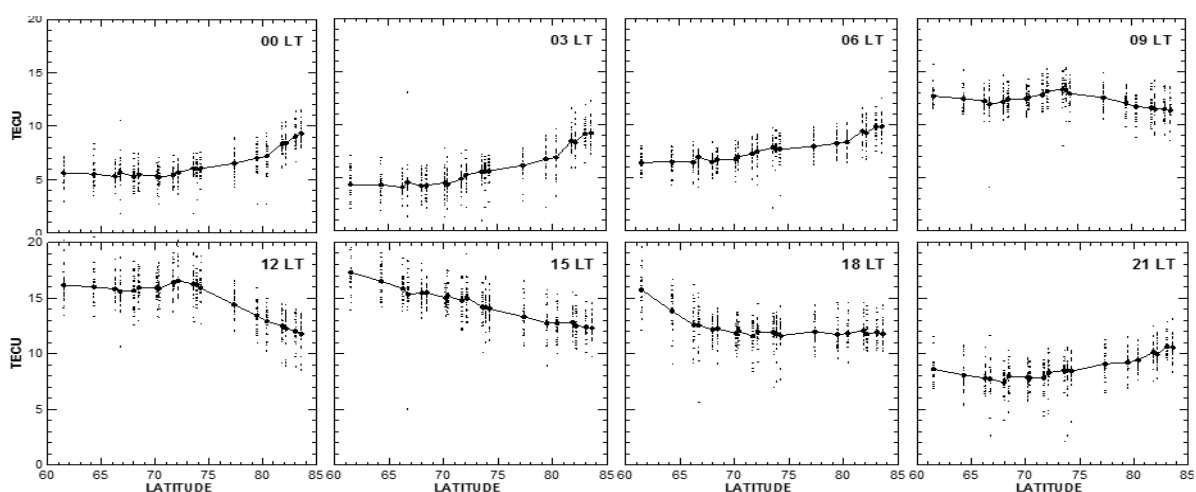


Рис.4. Вариации широтных профилей в течении суток для сентября 2011г.

Ночные ТЕС профили демонстрируют положительный градиент с увеличением широты. Такое поведение обусловлено тем, что на более низких широтах за счет процессов рекомбинации ионизация падает в течении ночи. В то же время на широтах выше 75°N величина ТЕС в течение ночи практически остается постоянной. Дневные профили демонстрируют типичный отрицательный градиент, когда ионизация уменьшается в сторону высоких широт. Причём, величина ТЕС также остается постоянной в течение дня и мало отличается от ночной, что свидетельствует о преобладании на высоких широтах влияния динамических процессов.

Широтные вариации ТЕС во время магнитной бури. Ниже коротко рассмотрено широтное поведение ТЕС во время магнитной бури 17 сентября 2011г. Рассматриваемая буря началась после 01UT, когда Dst достаточно резко начал принимать положительное значение. Активная фаза бури протекала после 10 UT, максимальное значение составило $K_p \approx 5+$, минимальная величина $Dst \approx -75nT$ приходилась на 15UT, в целом буря; носила кратковременный характер. Как это видно на рис.3, для этой бури на субавроральной станции NNVN выделяется хорошо выраженное положительное возмущение вблизи полудня.

На рис.5. представлена широтная зависимость ТЕС в первый и второй день бури через 2 часовой интервал на фоне среднемесячных широтных профилей.

Ночные широтные профили 17 сентября демонстрируют ярко выраженное понижение ТЕС с глубоким минимумом, которое приходится на широту около 70°N. Это понижение ТЕС можно ассоциировать как проявление высокоширотного провала. Ранее высокоширотный

провал, зафиксированный в спокойных условиях на широте около 72°N , был обнаружен по радиотомографическим экспериментам [2].

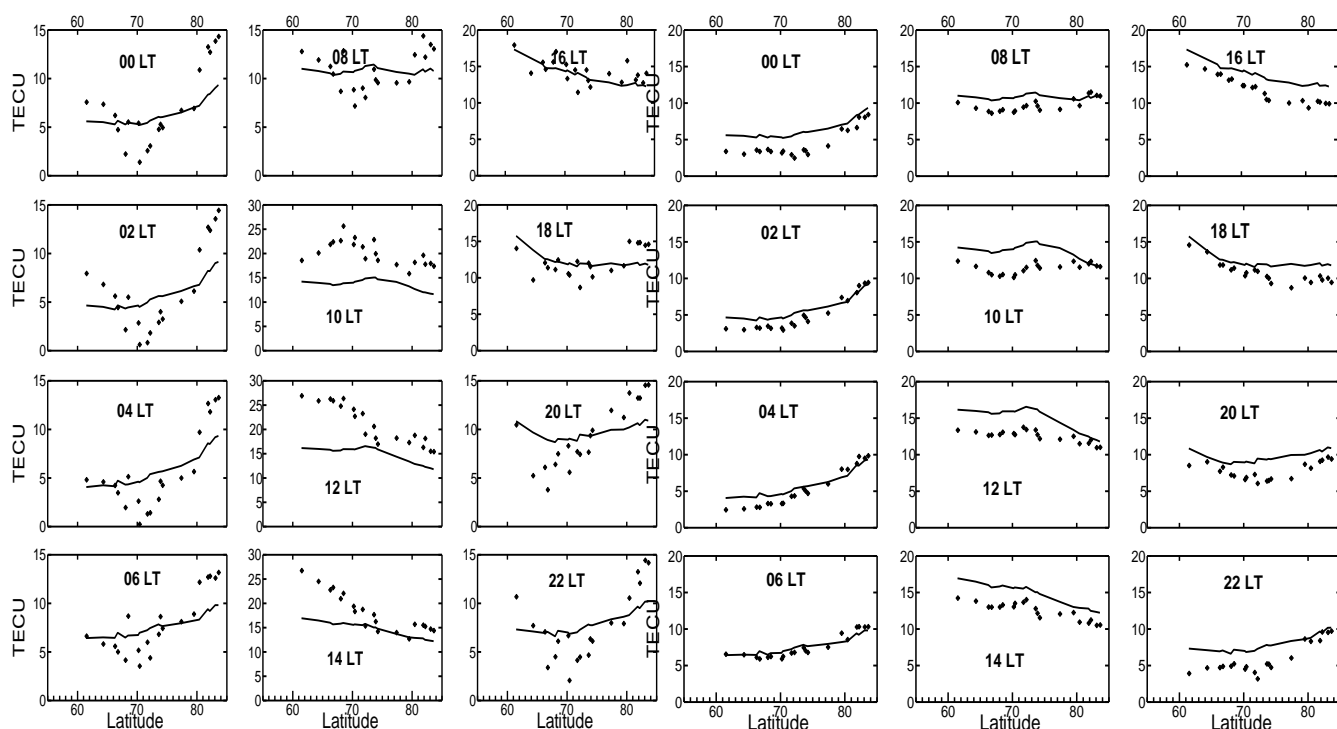


Рис.5. Широтное поведение ТЕС (точки) и среднемесячные профили (сплошная) для 17 (правая панель) и 18 сентября 2011 г. (левая панель).

На широтах более 78°N величина ТЕС превышает среднемесячное значение и составила на широте 83°N фактор 1,5. Повышенный уровень ТЕС может быть обусловлен высypаниями частиц. В дневное время в период бури наблюдалось превышение уровня по сравнению со спокойными условиями на всех широтах. Существенное кратковременное повышение наблюдалось в районе полудня. Максимальный эффект имел место на широте ниже 60°N , где ТЕС превышение составило фактор 2 по сравнению со спокойным уровнем. В вечерние часы наблюдалось понижение уровня в виде провала. В последующий день высокоширотная ионосфера практически восстановилась до нормального уровня.

Заключение. Полученные результаты свидетельствуют об эффективности использования GPS измерений для исследования высокоширотной ионосферы. По GPS наблюдениям Гренландской сети станций впервые получены данные о широтном поведении ТЕС в высокоширотной ионосфере, включающей субавроральную, авроральную и полярную области. Выявлена структура и динамика широтных профилей для равноденствия в спокойных и возмущенных условиях. Впервые по GPS наблюдениям в ТЕС измерениях выявлен высокоширотный провал, который располагался в возмущенный период на широтах $69-72^{\circ}\text{N}$.

Литература

1. Шагмуратов И.И., Черняк Ю.В., Захаренкова И.Е., Якимова Г.А. Использование карт полного электронного содержания для анализа пространственно-временной структуры ионосферы, Журнал физической химии, том 87, № 11, Ноябрь 2013.
2. Pryse, S. E., K. L. Dewis, R. L. Balthazor, H. R. Middleton, and M. H. Denton. The dayside high latitude trough under quiet geomagnetic conditions: Radio tomography and the CTIP model. Ann.Geophys., 23, 1199-1206, 2005

И. В. Андронов

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ, ПАДАЮЩЕЙ ПОД МАЛЫМ УГЛОМ К ОСИ СИЛЬНО ВЫТЯНУТОГО ТЕЛА

Физический факультет СПбГУ

Получена коротковолновая асимптотика дальнего поля в задаче малоуглового рассеяния плоской электромагнитной волны идеально проводящим сильно вытянутым сфероидом. Показано, что старший член асимптотики дает достаточно высокую точность аппроксимации диаграммы дальнего поля даже на умеренных частотах.

Как известно, процессы дифракции и рассеяния на сильно вытянутых телах имеют свою специфику, проявляющуюся, в частности, в том что волна, бегущая по поверхности такого тела, затухает заметно медленнее, чем обычные волны соскальзывания. В результате этого меняется не только ближнее, но и дальнее поле. В работах [1], [2] построены высокочастотные асимптотики токов, индуцируемых на поверхности сильно вытянутого тела. В этих работах тело предполагается имеющим симметрию вращения и, более того, достаточно хорошо аппроксимируемым сфероидом с подходящими полуосями: большой b и малой a . В результате асимптотика по обратным степеням большого параметра kb , где k — волновое число, зависит от величины $\chi = ka^2/b$, характеризующей степень вытянутости тела и предполагаемой порядка единицы. Сравнение этой асимптотики с численными расчётами в [3], проведёнными для случая осевого падения, показало высокую точность аппроксимации реальных токов старшим членом асимптотического разложения.

В этой статье изучается дальнее поле, строится асимптотика диаграммы направленности расходящихся волн. Обычно для решения задач рассеяния на сфероиде используется разложение поля по сфероидальным функциям (см. например [4]). Однако такой подход сталкивается с определёнными трудностями в случае высоких частот и сфероидов с сильно различающимися длинами полуосей. Лишь сравнительно недавно [5] удалось превысить ограничение $b/a \leq 10$. При этом случаи осевого или близкого к осевому падению не рассматриваются, что, по-видимому, связано с резким изменением видимого сечения тела, приводящим к неустойчивости счета.

Мы используем иной подход, основанный на результатах статьи [2], которые мы приводим ниже. Поверхностные токи, возбуждаемые на сфероиде падающей плоской волной, удобно описывать в координатах (η, τ, φ) пограничного слоя, которые вводятся посредством формул

$$\begin{cases} r = a\sqrt{1-\eta^2}\sqrt{\tau}, \\ z = b\eta + \frac{a^2}{b^2}(\tau-1)\eta. \end{cases}$$

Координата η является угловой сфероидальной координатой [6], в то время как радиальная сфероидальная координата подвергнута растяжению и заменена координатой τ .

Электромагнитное поле в пограничном слое вблизи поверхности можно выразить через компоненты E_φ и H_φ электрического и магнитного векторов. Пусть плоская волна падает в плоскости $y=0$ под углом θ_0 к оси сфероида. Мы предполагаем, что угол мал, так что $\beta \equiv \sqrt{kb}\theta_0$ является величиной порядка $O(1)$. Произвольно поляризованная волна может быть представлена в виде суммы ТЕ и ТМ волн. Будем помечать поля, отвечающие ТЕ

случаю, верхним индексом +1, а поля, отвечающие ТМ случаю, индексом -1. Тогда ввиду симметрии

$$E_{\varphi}^{+1} = \sum_{n=0}^{\infty} E_n^{+1} \cos(n\varphi), \quad H_{\varphi}^{+1} = \sum_{n=0}^{\infty} H_n^{+1} \sin(n\varphi),$$

$$E_{\varphi}^{-1} = \sum_{n=0}^{\infty} E_n^{-1} \sin(n\varphi), \quad H_{\varphi}^{-1} = \sum_{n=0}^{\infty} H_n^{-1} \cos(n\varphi).$$

В [2] получены асимптотики для E_n и H_n в старшем по $kb \gg 1$ порядке. В компактном виде они могут быть записаны следующим образом (здесь и далее $s_1 = \pm 1$, $s_2 = \pm 1$):

$$E_n^{s_1} = i^{n+1} (P_{n+1}^{s_1, +1} - s_1 P_{n-1}^{s_1, -1}), \quad H_n^{s_1} = i^{n-1} (s_1 P_{n+1}^{s_1, +1} + P_{n-1}^{s_1, -1}),$$

где $P_{-1}^{\pm 1, \pm 1}(\eta, \tau) = 0$,

$$P_n^{s_1, s_2} = \frac{e^{ikb\eta - i\chi\eta/2}}{\pi\sqrt{\chi\tau}\sqrt{1-\eta^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1-\eta}{1+\eta} \right)^{i\lambda} c_n(\lambda) [M_{i\lambda, n/2}(-i\chi\tau) + r_n^{s_1, s_2}(\lambda, \beta) W_{i\lambda, n/2}(-i\chi\tau)] d\lambda, \quad n = 0, 1, \dots$$

Слагаемое с функцией Уиттекера M отвечает падающему полю, которое определяет амплитуды

$$c_n(\lambda, \beta) = \frac{\Gamma\left(\frac{n+1}{2} + i\lambda\right) \Gamma\left(\frac{n+1}{2} - i\lambda\right) M_{i\lambda, n/2}(i\beta^2)}{\Gamma^2(n+1) \beta}, \quad (1)$$

а слагаемое с функцией Уиттекера W соответствует вторичному полю. Коэффициенты $r_n^{s_1, s_2}(\lambda, \beta)$ играют роль коэффициентов отражения от идеально проводящей поверхности и определяются из краевых условий,

$$r_1^{+1, +1}(\lambda, \beta) = -\frac{M_{i\lambda, 1/2}(-i\chi)}{W_{i\lambda, 1/2}(-i\chi)}, \quad r_1^{-1, +1}(\lambda, \beta) = -\frac{\dot{M}_{i\lambda, 1/2}(-i\chi)}{\dot{W}_{i\lambda, 1/2}(-i\chi)}, \quad (2)$$

$$r_n^{s_1, s_2}(\lambda, \beta) = -\frac{1}{Z_{n-s_2}} \left\{ M_{i\lambda, n/2}(-i\chi) \dot{W}_{i\lambda, n/2-s_2}(-i\chi) + \dot{M}_{i\lambda, n/2}(-i\chi) W_{i\lambda, n/2-s_2}(-i\chi) + s_1 \frac{\Gamma(n+1-2s_2)}{\Gamma\left(\frac{n+1}{2} - s_2 - i\lambda\right)} \frac{c_{n-2s_2}(\lambda, \beta)}{c_n(\lambda, \beta)} \right\}, \quad n \geq 1 + s_2. \quad (3)$$

Здесь точка означает дифференцирование, а

$$Z_n = M_{i\lambda, (n-1)/2}(-i\chi) \dot{W}_{i\lambda, (n+1)/2}(-i\chi) + \dot{M}_{i\lambda, (n-1)/2}(-i\chi) W_{i\lambda, (n+1)/2}(-i\chi).$$

Полное поле в пограничном слое вблизи поверхности является суперпозицией первичной волны, бегущей в сторону положительных z , и волн, образующихся вследствие её переотражения концами сфероида. Приведенная выше асимптотика описывает только первичную волну и справедлива лишь в средней части сфероида.

Рассеянное поле, как известно [7], выражается через токи на поверхности по формуле Страттона-Чу. Устремляя в этой формуле точку наблюдения к бесконечности вдоль луча определяемого в сферической системе координат углами θ и φ , получим для диаграммы направленности рассеянного магнитного поля формулу

$$\Psi(\theta, \varphi) = -\frac{1}{4\pi} \iint \left[\vec{J}, \nabla \psi \right] dS. \quad (4)$$

Здесь \vec{J} — полный ток, квадратными скобками обозначено векторное произведение, а ψ — диаграмма направленности для скалярной функции Грина, выражение для которой в

координатах пограничного слоя, ввиду принципа взаимности, совпадает с выражением для поля плоской акустической волны, падающей в противоположном направлении, то есть

$$\psi = \frac{1}{2}\psi_0 + \sum_{m=1}^{+\infty} \psi_m \cos(m(\varphi - \varphi_0)), \quad \psi_m = \frac{2i^m e^{ikb\eta - i\chi\eta/2}}{\pi\sqrt{\chi\tau}\sqrt{1-\eta^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1+\eta}{1-\eta}\right)^{i\mu} c_m(\mu) M_{i\mu, m/2}(-i\chi\tau) d\mu,$$

где $\alpha = \sqrt{kb}\theta$ — масштабированный угол наблюдения, а c_m определены в (1).

Нашей задачей будет вычисление асимптотики диаграммы Ψ в старшем порядке. Для этого в формулу (4) подставим асимптотики тока и представление для ψ . Учитывая, что $dS = b d\eta a \sqrt{1-\eta^2} d\varphi$, после громоздких, но несложных преобразований, получим

$$\Psi_x^{+1} = \sum_{n=0}^{+\infty} \Psi_n^{+1,+1} \cos(n\varphi), \quad \Psi_y^{+1} = \sum_{n=0}^{+\infty} \Psi_n^{+1,-1} \sin(n\varphi), \quad (5)$$

$$\Psi_x^{-1} = \sum_{n=0}^{+\infty} \Psi_n^{-1,+1} \sin(n\varphi), \quad \Psi_y^{-1} = \sum_{n=0}^{+\infty} \Psi_n^{-1,-1} \cos(n\varphi), \quad (6)$$

где

$$\Psi_n^{s_1, s_2} = \frac{ib}{\pi} (-1)^{n+1} \int_{-\infty}^{+\infty} c_n(\lambda, \alpha) c_n(\lambda, \beta) [s_1 r_n^{s_1, -1}(\lambda) + s_2 r_n^{s_1, +1}(\lambda)] \frac{\Gamma(n+1)}{\Gamma\left(\frac{n+1}{2} - i\lambda\right)} d\lambda. \quad (7)$$

В формуле (7) предполагается, что $r_0^{s_1, +1}(\lambda) \equiv 0$, а другие коэффициенты отражения определены в (2), (3).

Формулы (5), (6), (7) дают асимптотику диаграммы направленности магнитного поля в предположении, что углы θ и θ_0 малы, то есть направления падения и наблюдения лежат в узком конусе вблизи оси сфероида.

Интегралы в формулах (5) быстро сходятся, но интервал значений λ зависит от параметров задачи χ , α и β . Счёт проводился по алгоритму, выбирающему этот интервал таким, что значения подынтегрального выражения на нем были не меньше порогового, которое выбиралось равным 10^{-6} от максимума модуля подынтегрального выражения. Шаг интегрирования был принят равным 0.04. Ряды по n в формулах для диаграммы также являются быстро сходящимися, и число слагаемых которые необходимо учитывать обычно не превосходит 10.

На рис. 1 и 2 приведены результаты сравнения значений дифференциального сечения рассеяния $RCS = 4\pi\|\Psi\|^2$, рассчитанных по асимптотическим формулам (5), (6), (7) и полу-

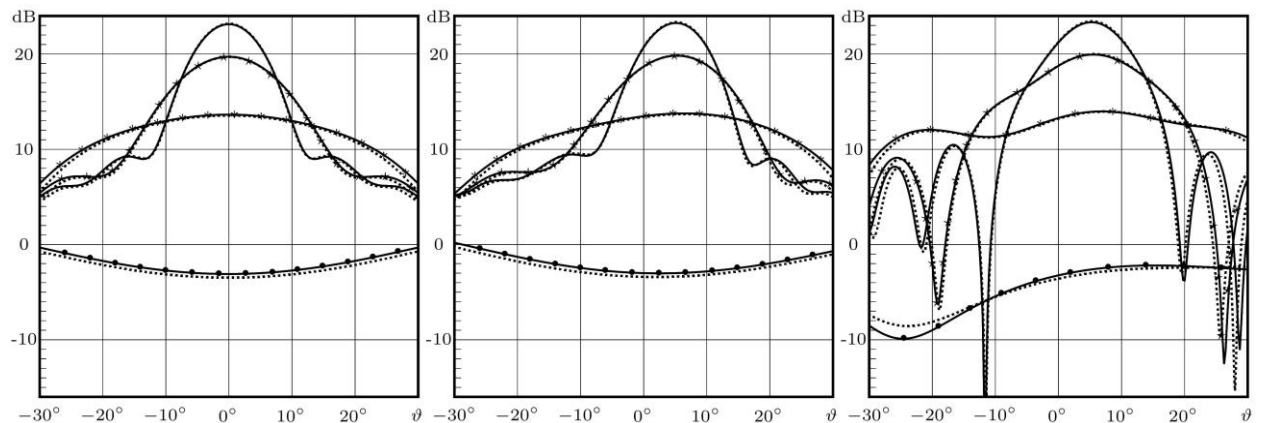


Рис. 1. RCS для сфероида №1 на частотах 0,1, 0,5, 1 и 2 ГГц. Осевое падение слева, падение ТЕ волны под углом 5° в середине и падение ТМ волны под углом 5° справа. Численные результаты даны пунктирной линией, асимптотические -- сплошной.

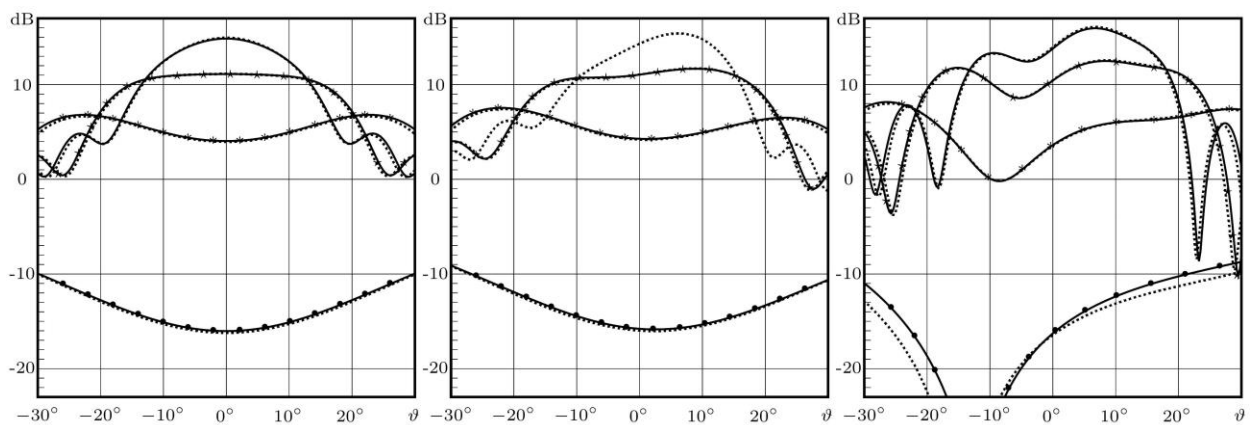


Рис. 2. RCS для сфероида №2 на частотах 0.1, 0.5, 1 и 2 ГГц. Осевое падение слева, падение TE волн под углом 5° в середине и падение TM волн под углом 5° справа. Численные результаты даны пунктирной линией, асимптотические -- сплошной.

ченых при помощи ANSYS (расчёты в ANSYS проводил Д.А.Шевнин из CADFEM CIS Branch in North-West Federal Region). Использовались сфероиды: №1 с полуосями $b=1.25\text{м}$, $a=0.5\text{м}$ и №2 с полуосями $b=1.39\text{м}$, $a=0.3125\text{м}$. Расчёты проводились для четырех значений частоты. Тёмными кружками помечены значения для частоты в 100МГц, символом * — для частоты в 500 МГц, пятиконечными звездочками для 1 ГГц, и непомеченные кривые для 1.5ГГц (на рис. 2 отсутствуют численные результаты для частоты 1.5ГГц на среднем графике).

Результаты расчётов показали, что асимптотические формулы дают приближенные выражения для характеристик дальнего поля в задачах рассеяния на сильно вытянутых сфероидах, которые имеют достаточную точность (погрешность не превышает 5%) начиная со значений $kb \approx 5$. При этом формулы являются равномерными по параметру χ , характеризующему степень вытянутости тела. Результаты асимптотического исследования также показали, что вытянутость тела оказывает существенное влияние на характер осевого рассеяния и рассеяния под малыми углами. Классический высокочастотный предел достигается при очень больших волновых размерах тела, которые могут оказаться недоступны для численного расчёта.

Литература

1. И.В. Андронов, Дифракция высокочастотной электромагнитной волны на вытянутом теле вращения // Радиотехника и электроника, 2011. Т. 56. №11, с. 1336-1342.
2. И.В.Андронов, Дифракция высокочастотной электромагнитной волны, падающей под малым углом к оси сильно вытянутого тела // Радиотехника и электроника. 2014. Т.59, № 2, с. 143-151.
3. I.V. Andronov, D. Bouche. M. Duruflé, High-frequency diffraction of plane electromagnetic wave by an elongated spheroid // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2012. V. 60, no. 11, pp. 5286-5295.
4. В. Г. Фарафонов, С. Ю. Славянов, Дифракция электромагнитных волн на абсолютно проводящем сфероиде // Радиотехника и электроника, 1980. Т. 25. №10. с. 2056-2065.
5. N.V. Voshchinnikov, V.G. Farafonov, Light scattering by an elongated particle: spheroid versus infinite cylinder // Measurement Science and Technology. 2002. V. 13. pp. 249-255.
6. И.В. Комаров, Л.И. Пономарев, С.Ю. Славянов, Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. М.: Наука, 1976.
7. J. A. Stratton, L.J. Chu, Diffraction theory of electromagnetic waves // Physics Review. 1939. V. 56, no 1, pp. 99-107.

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ КОМПОНЕНТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛИТОННОГО ИМПУЛЬСА В ГРАДИЕНТНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ С ПРОДОЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Санкт-Петербургский государственный университет

Распространение короткого электромагнитного импульса в волноводе круглого поперечного сечения с непрерывной зависимостью показателя преломления от радиальной координаты исследовано с помощью аналитического метода, учитывающего векторный характер электромагнитного поля, нелинейность процесса, материальную дисперсию и продольную неоднородность волновода. Показано, что поперечное распределение поля импульса и высокочастотное заполнение описываются в рамках стандартной спектральной задачи. Для нелинейной динамики огибающей импульса получено обобщение нелинейного уравнения Шредингера с коэффициентами, зависящими от продольной координаты.

Исследование нелинейных явлений в диэлектрических волноводах при прохождении мощного электромагнитного импульса требует одновременного учёта нелинейности коэффициента поляризации диэлектрика, нелокальности по времени отклика среды на электромагнитное поле, зависимости диэлектрической проницаемости от координат, разномасштабной в поперечном сечении и в направлении оси волновода, модовой и поляризационной структуры излучения [1, 2]. В работе [3] эффекты материальной дисперсии в нелинейной среде учтены методом параболического уравнения. Метод поперечных сечений, первоначально разработанный для описания распространения и перевозбуждения мод на неоднородностях волновода, трансформирован [4] таким образом, чтобы описать эволюцию мод посредством связанной системы нелинейных дифференциальных уравнений, коэффициенты которых содержат интегралы перекрытия от поперечных распределений полей различных мод. Изучались условия, при которых расплывание импульса вследствие модовой дисперсии может быть скомпенсировано нелинейностью с образованием солитонного импульса. Формализм связанных мод в [5] распространён на случай волноводов с комплексной диэлектрической проницаемостью заполняющего материала.

Целью настоящей работы является разработка последовательного асимптотического метода решения векторной задачи о распространении короткого оптического импульса в градиентном световоде с учётом материальной дисперсии и продольной неоднородности. Запишем уравнения Максвелла в форме

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}, \quad (1)$$

с явно введённым вектором дипольного момента единицы объёма \vec{P} . Нелинейность процесса распространения электромагнитного импульса является следствием нелинейной зависимости этого вектора от электрического поля. Представим вектор \vec{P} в виде суммы линейной и нелинейной частей

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL},$$

предполагая, что материальная частотная дисперсия проявляется только в линейной составляющей

$$\vec{P}_L(\rho, \varphi, z, t) = \int_{-\infty}^t \chi_1(\rho, z, t - t') \vec{E}(\rho, \varphi, z, t') dt' \quad , \quad (2)$$

а нелинейная

$$\vec{P}_{NL}(\rho, \varphi, z, t) = \chi_3(\rho, z) (\vec{E}, \vec{E}) \vec{E} \quad (3)$$

является кубичной по электрическому полю, возможность пренебрежения квадратичными слагаемыми обоснована в монографии [2]. Решение системы (1) – векторы \vec{E} и \vec{H} – должно быть конечным на оси волокна ($z=0$), исчезающе малым при удалении от оси (при $z \rightarrow \infty$) и 2π -периодичным по угловому аргументу φ .

Воспользуемся представлениями [6,7] для электромагнитного поля и уравнений Максвелла. Перепишем систему уравнений (1) в терминах специально сформированного шестикомпонентного вектора

$$\vec{F}(\rho, \varphi, z, t) = \{E_\rho, E_\varphi, E_z, H_\rho, H_\varphi, H_z\}^T \quad ,$$

введя блочно-диагональные матрицы

$$\hat{\Gamma}_\alpha = \begin{pmatrix} \hat{B}_\alpha & \hat{O} \\ \hat{O} & \hat{B}_\alpha \end{pmatrix} \quad , \quad \alpha = \rho, \varphi, 0, z \quad ,$$

где

$$\hat{B}_\rho = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \hat{B}_\varphi = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \hat{B}_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \hat{B}_z = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad ,$$

и матрицу

$$\hat{\Gamma}_t = \begin{pmatrix} \hat{O} & -\hat{I} \\ \hat{I} & \hat{O} \end{pmatrix} \quad ,$$

\hat{O} и \hat{I} – нулевая и единичная матрицы размерности 3×3 соответственно. Система уравнений (1) приобретает вид

$$\hat{\Gamma}_\rho \frac{\partial \vec{F}}{\partial \rho} + \hat{\Gamma}_\varphi \frac{1}{\rho} \frac{\partial \vec{F}}{\partial \varphi} + \hat{\Gamma}_0 \frac{1}{\rho} \vec{F} - \hat{\Gamma}_z \frac{\partial \vec{F}}{\partial z} - \hat{\Gamma}_t \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{F}}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = 0 \quad , \quad (4)$$

а линейная и нелинейная составляющие (2) и (3) вектора дипольного момента единицы объёма

$$\vec{P}_L(\rho, \varphi, z, t) = \hat{\Gamma}_H \int_{-\infty}^t \chi_1(\rho, z, t - t') \vec{F}(\rho, \varphi, z, t') dt' \quad ,$$

$$\vec{P}_{NL}(\rho, \varphi, z, t) = \chi_3(\rho, z) (\hat{\Gamma}_E \vec{F}, \vec{F}) \hat{\Gamma}_H \vec{F} \quad ,$$

где

$$\hat{\Gamma}_E = \begin{pmatrix} \hat{I} & \hat{O} \\ \hat{O} & \hat{O} \end{pmatrix} \quad , \quad \hat{\Gamma}_H = \begin{pmatrix} \hat{O} & \hat{O} \\ \hat{I} & \hat{O} \end{pmatrix} \quad .$$

Для градиентного оптического волокна естественным предположением является то, что зависимость свойств среды, то есть, функций χ_1 и χ_3 , от продольной координаты z является более слабой по сравнению с зависимостью от радиальной координаты. Для формализации этого обстоятельства введём малый параметр δ и определим медленную продольную координату $s = \delta^2 z$, в дальнейшем считаем, что χ_1 , χ_3 и \vec{F} зависят от продольной координаты только лишь посредством этой переменной. Формулируя анзатц для решения уравнения (4), введём различные фазовые функции для высокочастотного заполнения Ψ и огибающей импульса θ

$$\psi(s, t) = \frac{1}{\delta^2} \int_0^s \beta(s') ds' - \omega_0 t \quad , \quad (5)$$

$$\theta(s, t) = \frac{1}{\delta} \int_0^s \gamma(s') ds' - \delta \omega_0 t \quad (6)$$

различного порядка по малому параметру [8]. Процесс распространения импульса предполагается слабо нелинейным, и решение уравнения (4) ищется в виде комплексной функции порядка δ

$$\vec{F}(\rho, \varphi, s, t) = \delta \vec{A}(\rho, \varphi, s, \theta) e^{i\Psi} + \text{к.с.} \quad , \quad (7)$$

в которой комплексная амплитуда представляется в виде ряда

$$\vec{A}(\rho, \varphi, s, \theta) = \sum_{j=0}^{\infty} \delta^j \vec{A}_j(\rho, \varphi, s, \theta)$$

по степеням малого параметра δ .

Подстановка анзатца (7) с учётом выражений (5) и (6) в уравнение (4) имеет следствием серию задач, соответствующих последовательным степеням малого параметра, которые совместно с условиями их разрешимости позволяют определить все элементы анзатца. Так, комплексная амплитуда в главном приближении удовлетворяет уравнению

$$\hat{L} \vec{A}_0 = i\beta(s) \hat{\Gamma}_z \vec{A}_0(\rho, \varphi, s, \theta) \quad , \quad (8)$$

где поперечный оператор

$$\hat{L} = \hat{\Gamma}_\rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \hat{\Gamma}_\varphi \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \hat{\Gamma}_0 \frac{1}{\rho} + i \frac{\omega_0}{c} \hat{\Gamma}_\varepsilon \quad , \quad \hat{\Gamma}_\varepsilon = \begin{pmatrix} \hat{O} & -\hat{I} \\ \varepsilon \hat{I} & \hat{O} \end{pmatrix} \quad ,$$

$\varepsilon = 1 + 4\pi \widetilde{\chi}_1(\omega_0)$ - линейная часть диэлектрической проницаемости среды. Структура уравнения (8) позволяет осуществить факторизацию комплексной амплитуды

$$\vec{A}_0(\rho, \varphi, s, \theta) = \frac{1}{N_p(s)} \vec{\psi}_p(\rho, \varphi, s) U(s, \theta) \quad (9)$$

с явным выделением комплексной огибающей импульса $U(s, \theta)$ и нормировочного множителя $N_p(s)$. Вектор-функция $\vec{\psi}_p(\rho, \varphi, s)$ описывает поперечное распределение электромагнитного поля в импульсе, p - номер моды. Она является решением уравнения

$$\hat{L} \vec{\psi}_p = i\beta_p(s) \hat{\Gamma}_z \vec{\psi}_p \quad , \quad (10)$$

удовлетворяющим условиям :

$$|\vec{\psi}_p|_{\rho=0} \text{ конечны, } \vec{\psi}_p \rightarrow 0 \text{ при } \rho \rightarrow \infty \text{ и } \vec{\psi}_p(\varphi + 2\pi) = \vec{\psi}_p(\varphi) \text{ .}$$

Расписав уравнение (10) в составляющих, нетрудно убедиться, что оно представляет собой спектральную задачу для линейного уравнения Гельмгольца в цилиндрическом градиентном оптическом волокне [1]. Правая часть содержит сингулярную матрицу $\hat{\Gamma}_z$, аналогичная ситуация рассматривалась в работах [6,7].

Введём скалярное произведение двух векторов по формуле

$$\langle \vec{\Psi}, \vec{\Phi} \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \sum_{j=1}^6 \Psi_j \Phi_j^* \rho d\rho d\varphi \quad ,$$

компоненты второго вектора берутся с комплексным сопряжением. Для сопряжённого оператора

$$\hat{L}^+ = \hat{\Gamma}_\rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \hat{\Gamma}_\varphi \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \hat{\Gamma}_0 \frac{1}{\rho} - i \frac{\omega_0}{c} \hat{\Gamma}_\varepsilon^{T*}$$

получается спектральная задача

$$\hat{L}^+ \overrightarrow{\Phi}_q = -i\beta_q^* \hat{\Gamma}_z^T \overrightarrow{\Phi}_q$$

с такими же условиями, что и в (10), причём выполняется соотношение ортогональности

$$\langle \hat{\Gamma}_z \overrightarrow{\Psi}_p, \overrightarrow{\Phi}_q \rangle = N_p^2 \delta_{pq} ,$$

где $N_p^2 = \langle \hat{\Gamma}_z \overrightarrow{\Psi}_p, \overrightarrow{\Phi}_p \rangle$ – квадрат нормы собственных функций $\overrightarrow{\Psi}_p$ и $\overrightarrow{\Phi}_p$, δ_{pq} – символ Кронекера.

Уравнения для поправок к комплексной амплитуде первого и второго порядков отличаются от (8) дополнительными слагаемыми, зависящими от ранее определённых \overrightarrow{A}_j . Условие разрешимости задачи для \overrightarrow{A}_1 имеет следствием выражение для функции $\gamma(s)$, и таким образом, для фазы огибающей (6). Нелинейность процесса проявляется в уравнении для \overrightarrow{A}_2

$$\hat{L} \overrightarrow{A}_2 = i\beta_p(s) \hat{\Gamma}_z \overrightarrow{A}_2(\rho, \varphi, s, \theta) + \hat{H}_1 \frac{\partial \overrightarrow{A}_1}{\partial \theta} + i\hat{H}_2 \frac{\partial^2 \overrightarrow{A}_0}{\partial \theta^2} + \hat{\Gamma}_z \frac{\partial \overrightarrow{A}_0}{\partial s} - i\hat{N} \overrightarrow{A}_0^* \overrightarrow{A}_0 \overrightarrow{A}_0 \quad , \quad (11)$$

\hat{H}_1 , \hat{H}_2 и \hat{N} – операторы, определённые в процессе вывода уравнения (11). Структура этого уравнения допускает представление решения в виде $\overrightarrow{A}_2(\rho, \varphi, s, \theta) = \frac{1}{N_p(s)} \overrightarrow{Y}(\rho, \varphi, s) V(s, \theta)$, что совместно с (9) и выражением для \overrightarrow{A}_1 после подстановки в (11) позволяет выписать условие разрешимости

$$ia(s) \frac{\partial U}{\partial s} - (b_1(s) - ib_2(s)) \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} + ic(s)U + d(s)|U|^2U = 0 \quad , \quad (12)$$

представляющее собой уравнение для огибающей импульса. Уравнение (12) обобщает нелинейное уравнение Шредингера, выведенное ранее без учёта материальной дисперсии в волноводе. Обзор работ, посвященных уравнению (12) с комплексными постоянными коэффициентами, представлен в [9].

Таким образом, предложенная асимптотическая процедура решения векторной задачи (4) позволяет аналитически описать модовую структуру импульса, определить соотношение между фазами высокочастотного заполнения и огибающей и получить уравнение для огибающей. В рамках этого подхода учитывается также и продольная неоднородность градиентного волновода, поскольку коэффициенты уравнения (12) являются функциями от продольной координаты и зависят от модовой структуры импульса.

ЛИТЕРАТУРА

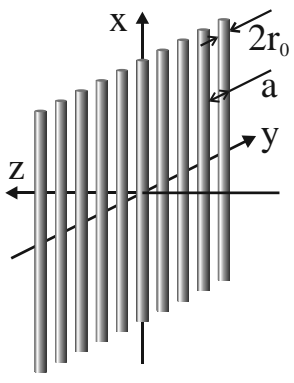
1. Adams M. *An Introduction to Optical Waveguides*. – N.Y., Wiley, 1981.
2. Agrawal G. *Nonlinear Fiber Optics*. -N.Y., Academic Press, 2013.
3. Литвак А.Г., Таланов В.И. Применение параболического уравнения к расчёту полей в диспергирующих нелинейных средах // Изв.вузов. Радиофизика. 1967. Т.10, №4.
4. Crosignani B., Cutolo A., Porto P. Coupled-mode theory of nonlinear propagation in multimode and single-mode fibers: envelope solitons and self-confinement // J. Opt. Soc. Am. 1982. Vol. 72, p. 1136.
5. Hardy A., Streifer W. Coupled mode theory of parallel waveguides // J. Lightwave Tech. 1985. Vol.3, p. 1135.
6. Авдеев А.Д., Новиков В.В. Асимптотика собственных волн в плавно нерегулярном плоском анизотропном волноводе // Изв.вузов. Радиофизика. 1991. Т.34, №7.
7. Новиков В.В., Соловьев Ю.Н. Асимптотика собственных волн в плавно нерегулярном сферическом анизотропном волноводе // Изв.вузов. Радиофизика. 1995. Т.38, №5.
8. Бисярин М.А., Молотков И.А. Модовая структура и огибающая короткого импульса в градиентном световоде с продольной неоднородностью и с пространственной кривизной // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т.45, №6.
9. Aranson I.G., Kramer L. The world of the complex Ginzburg-Landau equation // Rev. Mod. Phys. 2002. Vol.74, p.99.

... , ...

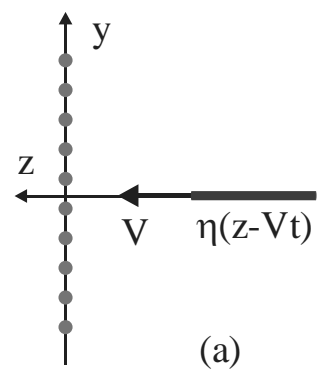
,

,
.

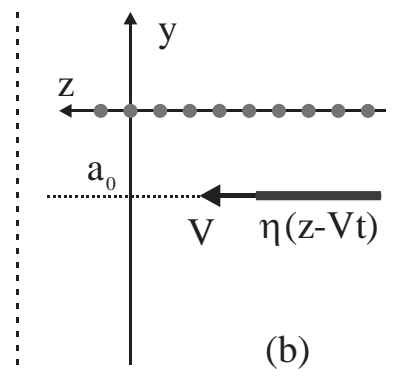
[1-4] (« »).



. 1:



. 2:



(b)

[5-8],

(()
(. 1).

r_0 ,

a

[9],

$z = 0$

$$E_{x\omega}|_{z=0} = -\frac{c}{4\pi} \left(A + B \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \{H_{y\omega}\}, \quad \{E_{x\omega}\} = \{E_{y\omega}\} = \{H_{x\omega}\} = 0, \quad (1)$$

$$A = a \left[Z - 2i \frac{\omega}{c^2} \ln \left(\frac{a}{2\pi r_0} \right) \right], \quad B = -2i \frac{a}{\omega} \ln \left(\frac{a}{2\pi r_0} \right), \quad (2)$$

ω —

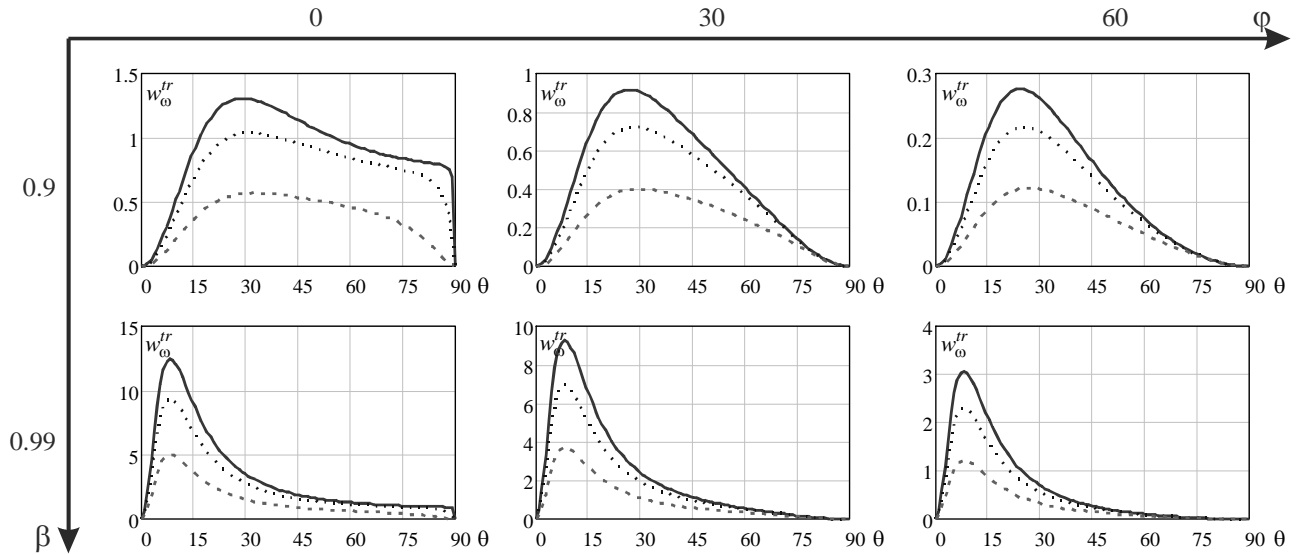
($\{f(z)\} = f(+0) - f(-0)$), c —

, Z —

(x y)

$\eta(z-Vt)$ ($V = c\beta$ —

).



. 3:

($a = 10$), $r_0 = 1$ ($r_0 = 0.1$), $\lambda = 10a$.

(. 2).

(. 2a).

:

$$W^{tr} = \int_0^\infty d\omega \int_0^\pi d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \sin \theta w_\omega^{tr}(\theta, \varphi), \quad (3)$$

$w_\omega^{tr}(\theta, \varphi)$ — ($x = R \sin \theta \cos \varphi$, $y = R \sin \theta \sin \varphi$, $z = R \cos \theta$).

:

$$w_{\omega}^{tr}(\theta, \varphi) = \frac{4\beta^2 \sin^2 \theta \cdot \cos^2 \theta \cdot \cos^2 \varphi}{c (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \frac{(1 - \sin^2 \theta \cdot \cos^2 \varphi) \left| \tilde{\eta} \left(\frac{\omega}{c\beta} \right) \right|^2}{\left| (1 - \sin^2 \theta \cdot \cos^2 \varphi)(1 - i\kappa |\cos \theta|) + \delta |\cos \theta| \right|^2}, \quad (4)$$

$$\kappa = \frac{a\omega}{\pi c} \ln \frac{a}{2\pi r_0}, \quad \delta = \frac{acZ}{2\pi}, \quad \tilde{\eta}(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \eta(\zeta) \exp\{-ik\zeta\} d\zeta$$

$$\varphi = 0.$$

$$(\dots \quad \kappa = \delta = 0),$$

$$\varphi = 0$$

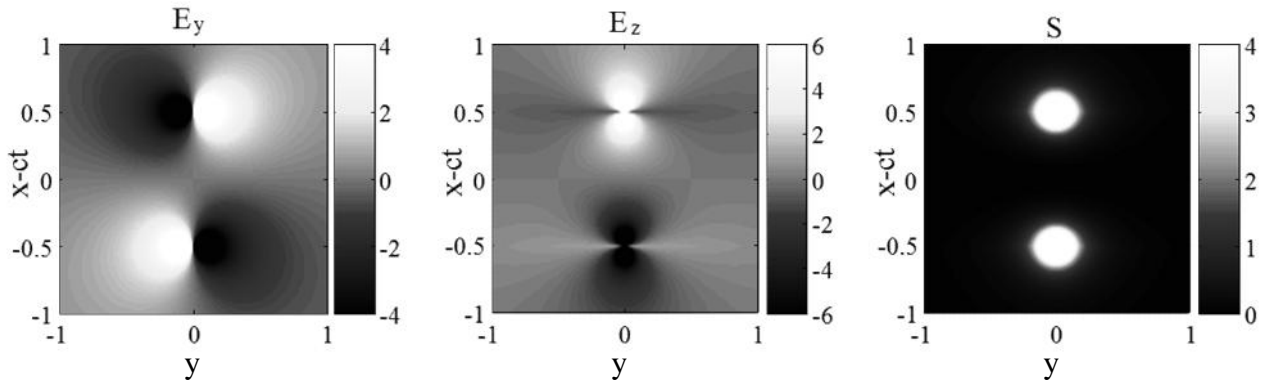
[10].

$$\begin{cases} E_{z\omega}^s \\ E_{y\omega}^s \end{cases} = \text{sgn } x \begin{cases} -H_{y\omega}^s \\ H_{z\omega}^s \end{cases} = \frac{-2i\omega}{c^2\beta} \int_0^{\infty} \begin{cases} \cos(k_y y) \text{sgn } z \\ \sin(k_y y) \end{cases} \frac{k_y \exp\left\{-k_y |z| + i \frac{\omega}{c} |x|\right\} \tilde{\eta}\left(\frac{\omega}{c\beta}\right)}{(1 + \tilde{\kappa} k_y)(k_y^2 + \omega^2 c^{-2} \beta^{-2})} dk_y, \quad (5)$$

$$\tilde{\kappa} = \kappa c / \omega.$$

4

$$(\eta(\zeta) = q\Theta(\sigma - |\zeta|)/2\sigma, \quad \zeta = z - Vt, \quad q \dots)$$

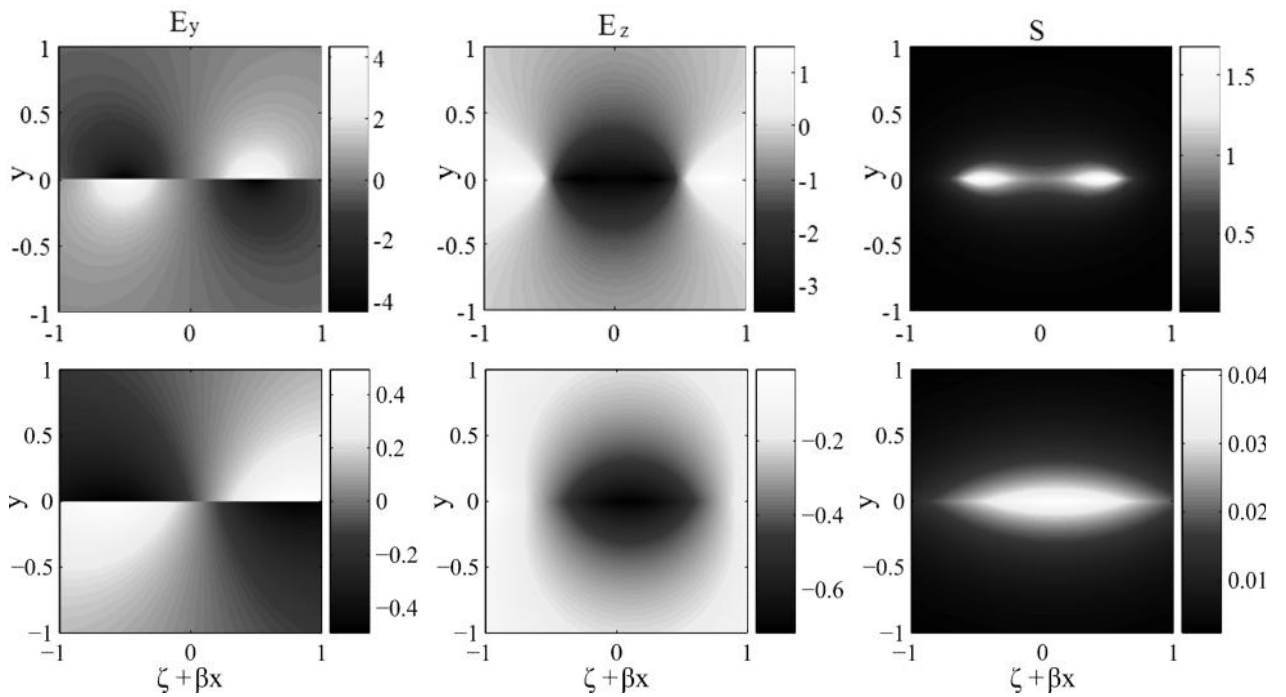


. 4:

$$r_0 = 0.01, \quad \sigma = 0.5, \quad a = 0.1, \quad q = 1; \quad \delta = 0, \quad z = +0, \quad ct > \sigma, \quad \beta \rightarrow 1.$$

$$(. 2b)$$

$$\begin{cases} E_{y\omega}^s \\ E_{z\omega}^s \end{cases} = -\frac{\pi\omega}{c^2\beta} \begin{cases} i \text{sgn } y \\ \text{sgn } \omega \end{cases} \tilde{\eta}\left(\frac{\omega}{c\beta}\right) \frac{\exp\{i|x|\omega/c + i\omega z/c\beta - |\omega|(|y| + a_0)/c\beta\}}{1 + \tilde{\kappa} |\omega|/c\beta}. \quad (6)$$



. 5:

$r_0 = 0.01$, $\sigma = 0.5$, $a = 0.1$, $a_0 = 0.2$, $q = 1$;
 $\delta = 0$, $x = const > 0$, $\beta \rightarrow 1$.

1. V.V. Vorobev, A.V. Tyukhtin, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 184801.
2. S.I. Maslovski, S.A. Tretyakov, P.A. Belov, Microw. Opt. Technol. Lett. **35** (2002) 47.
3. A. V. Tyukhtin and V. V. Vorobev, J. Opt. Soc. Am. B **30** (2013) 1524.
4. A. V. Tyukhtin and V. V. Vorobev, Phys. Rev. E **89** (2014) 013202.
5. . . . , , **8** (1965) 936.
6. . . . , , **10** (1967) 509.
7. . . . , , **33** (1990) 1278.
8. . . . , , **125** (2004) 1269.
9. . . . , , , , ,
 , , 1987.
10. . . . , , , , ,
 , 1984.
11. . . . , , , , ,
 , , 1981.

ПРИМЕНЕНИЕ СИСТЕМ СО СВЕРХСВЕТОВЫМ РАСПРОСТРАНЕНИЕМ ВОЗМУЩЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АВТОКОРРЕЛЯЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Физический факультет СПбГУ

С помощью автокоррелятора на основе бипризмы Френеля были измерены автокорреляционные функции различных тепловых источников излучения. Показан метод измерения взаимокорреляционных функций оптических сигналов.

Электромагнитные волны оптического диапазона частот, в частности, видимого и ближнего инфракрасного, используются как носитель информационного сигнала. При этом в равной мере могут применяться как источники световых волн регулярного типа, лазерные, так и случайного, тепловые. При использовании последних сигнал передается, как правило, путем амплитудной модуляции светового потока. Вместе с тем, возможны иные методы формирования оптического сигнала, близкие по смыслу к фазовой и импульсно-кодовой. Выделение или обнаружение сигнала в этом случае возможно с применением корреляционных методов анализа светового потока, внешне представляющего собой случайный процесс. Как известно, измерение авто- и взаимно-корреляционной функции является оптимальным методом обнаружения сигнала [1].

Целью представленной работы явилось измерение авто- и взаимно-корреляционных функций световых потоков стационарных и импульсных источников. Для решения этой задачи нами применен интерферометр с делением волны по фронту, построенный на основе бипризмы Френеля. Одной из особенностей этой системы является использование эффекта сверхсветового распространения возмущения.

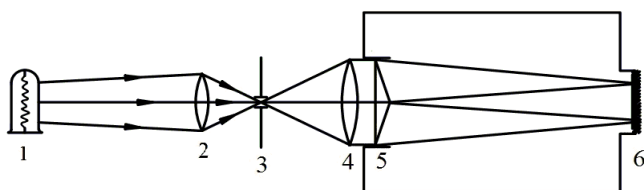


Рис. 1. 1 – источник света, 2, 4 – положительные линзы, 3 – щель, 5 – бипризма Френеля, 6 – регистрирующее устройство

Схема системы измерений, примененной в нашем эксперименте, показана на рис. 1. Бипризма 5 создает из исходной плоской волны от теплового источника 1 два пучка, направленных под малым углом 2α друг к другу. В области переложения за призмой они формируют интерференционную картину, которая регистрируется

пространственно-чувствительным фотоприемником 6 – ССД матрицей или линейкой. Наблюдение ее возможно только при пространственной когерентности источника излучения. Когерентность для тепловых источников обеспечивалась помещением малой регулируемой диафрагмы – щели – в точке промежуточного фокуса зрительной трубы, образованной линзами 2 и 4. Вся система была помещена в светонепроницаемый кожух.

Рассмотрим принцип действия оптического коррелятора, пользуясь тем, что описанная система является линейной по амплитуде световой волны. Пусть на входе действует плоская волна в виде дельтаобразного всплеска $\delta(t)$, бипризма разделяет этот пакет на две одинаковые половинки, которые затем распространяются под небольшим углом друг к другу. Рассмотрим взаимодействие одной половины $\delta(t)$ -волны с плоским пространственно-чувствительным фотоприемником, установленным перпендикулярно

плоскости симметрии всей системы (Рис. 2). Угол между одним из пучков и нормалью к фотоприемнику есть α .

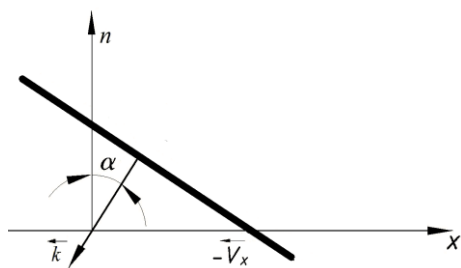


Рис. 2

В этом случае δ -волна распространяется по поверхности фотоприемника со сверхсветовой скоростью $v_x = +c/\sin \alpha$, для второй половины имеем $v_x = -c/\sin \alpha$. Изменение во времени суммарного поля $F(x, t)$ на плоскости фотоприемника x определяется двумя одновременно действующими волнами, распространяющимися навстречу друг другу:

$$F(x, t) = f(t - x/|v_x|) + f(t + x/|v_x|).$$

Поскольку время отклика фотоприемника намного превосходит длительность сигнала $F(x, t)$, результирующий сигнал, зарегистрированный приемником, будет пропорционален экспозиции как функции координаты на поверхности фотоприемника:

$$H(x) = \int_{-\infty}^{\infty} (f(t - x/|v_x|))^2 dt + \int_{-\infty}^{\infty} (f(t + x/|v_x|))^2 dt + 2 \int_{-\infty}^{\infty} f(t - x/|v_x|) f(t + x/|v_x|) dt.$$

Здесь два первых интеграла – экспозиция, вызванная каждой из волн независимо от другой. Она определяет постоянную, или медленно меняющуюся, подложку. На ее фоне наблюдается переменная интерференционная составляющая, заданная последним интегралом, который описывает взаимодействие двух волн и представляет собой функцию автокорреляции R_{ff} исходного вещественного сигнала $f(t)$. Заменяя в этом слагаемом переменную интегрирования, введя $\tau = t - x/|v_x|$, получаем:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(t - x/|v_x|) f(t + x/|v_x|) dt = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) f(\tau + 2x/|v_x|) d\tau = R_{ff}(\Delta t - 2x/|v_x|).$$

Вывод всех соотношений нигде не подразумевал ни стационарности волнового процесса, ни даже его периодического повторения, т. е. такая схема может применяться даже для изучения однократных ультракоротких импульсов. Возможность регистрации автокорреляционной функции определяется только достаточной для регистрации экспозицией, то есть поверхностной плотностью энергии, полученной фотоприемником. Как показывает рис. 1, если две части бипризмы освещаются плоскими волнами, испущенными различными источниками, пространственное распределение экспозиции будет соответствовать функции взаимной корреляции двух волновых процессов.

Обратим внимание на то, что сверхсветовая скорость распространения области взаимодействия световой волны по поверхности фотоприемника позволяет регистрировать функцию корреляции двух волн с очень большим разрешением во времени при обычных параметрах самого фотоприемника. В проведенных опытах исследовались автокорреляционные свойства светового потока, излученного лампой накаливания и светодиодами, а также реализована первая попытка регистрации функции взаимной корреляции фемтосекундных импульсов.

Временная когерентность измеренного потока обусловлена, в основном, двумя основными причинами. Первая – это ограниченность спектра излучения самой лампы. Вторая – ограниченность полосы спектральной чувствительности фотоприемника. Таким образом, необходимо измерить длину когерентности системы: лампа + фотоприемник. Результирующая кривая спектрального распределения мощности сигнала для лампы

накаливания в наших опытах, измеренная на уровне $\frac{1}{2}$ от максимума, имеет ширину $\Delta\lambda=330$ нм, что соответствует $\Delta\nu = 2,2 \cdot 10^{14}$ Гц. Полученная функция автокорреляции имела ширину $\Delta\tau=4,6 \cdot 10^{-15}$ с, т. е. $\Delta\tau \Delta\nu \approx 1$, как и следовало ожидать.

В качестве второго примера мы приводим результаты измерения спектра излучения и формы автокорреляционной функции одного из испытанных светодиодов (рис. 3). Рис. 3, а дает возможность оценить ширину автокорреляционной функции светодиода, рядом показан (рис. 3, б) его спектр, полученный с помощью спектрометра фирмы Ocean, позволявшего исследовать спектры в диапазоне 250 - 900 нм. Измеренная ширина спектра $\delta\nu = 6 \cdot 10^{13}$ Гц, ширина функции автокорреляции $\delta t = 1,4 \cdot 10^{-14}$ с, соответственно, произведение этих величин $\delta\nu \delta t = 0,84$.

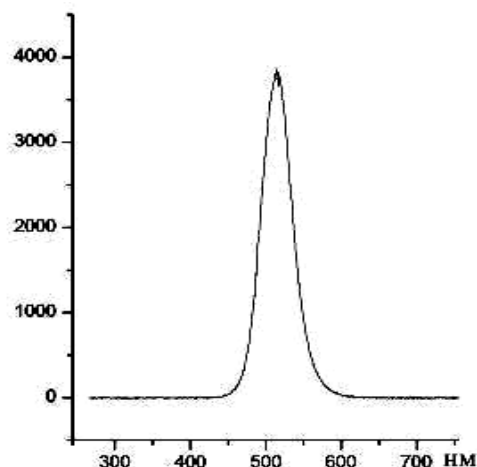
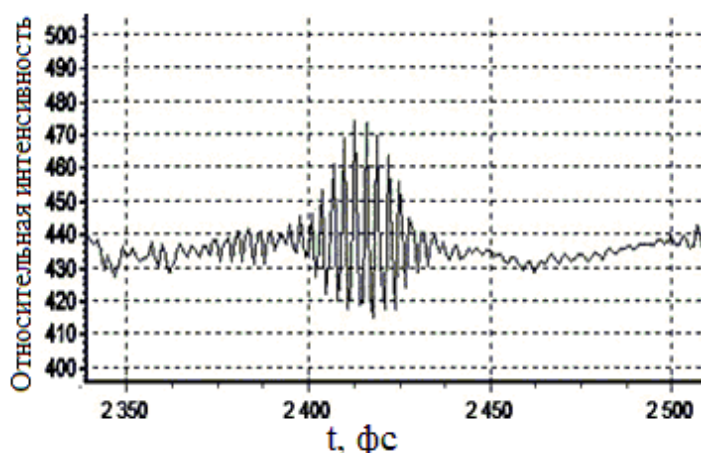


Рис. 3 а. Центральная часть интерферограммы зеленого светодиода. Период одного колебания 1,8фс

Рис. 3 б

Основная задача, решенная с помощью автокоррелятора, состояла в обнаружении и измерении функции корреляции, внесенной в случайный световой поток искусственным образом. Опыт явился продолжением экспериментов [3] по созданию кодово-импульсного оптического модулятора. Если в работе [3] доказательства изменения корреляционных свойств основывались только на преобразовании спектра мощности, то в нашей работе автокорреляционная функция измерялась непосредственно. Для введения корреляции во времени использовался эффект отражения от двух поверхностей тонкой пленки (рис. 4). Для описания ожидаемого результата вновь удобно воспользоваться свойством линейности системы и представить зависимость амплитуды $f(t)$ волны от времени в виде свертки $\Phi(t) = f(t) \otimes \delta(t)$ и рассмотреть вначале импульсный отклик пленки, а затем осуществить свертку результата с функцией $f(t)$.

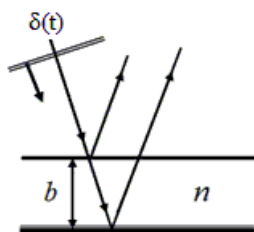


Рис. 4

Использованная нами пленка из пластика представляет собой, в первом приближении, плоскопараллельную пластину малой толщины с показателем преломления $n \approx 1,4$. Падающий нормально на нее импульс (рис. 4) при отражении от передней поверхности, меняет знак, оставшийся сигнал проходит через пленку, отражается от задней поверхности и также возвращается вдоль нормали. Коэффициент отражения по амплитуде ρ составляет всего 0,16, так что амплитуды обеих волн приблизительно равны. Следовательно, импульсный отклик пленки имеет вид:

$$h(t - z/c) = \rho[-\delta(t - z/c) + \delta(t - z/c - 2bn/c)]$$

Выполняя свертку, получаем:

$$\Phi(t - z/c) = \rho[-f(t - z/c) + f(t - z/c - 2bn/c)]$$

Таким образом, в отраженном пучке присутствуют две копии исходного процесса, сдвинутые одна относительно другой на $2bn/c$. Опуская множитель ρ^2 , для переменной составляющей зарегистрированного сигнала получаем:

$$R_{\Phi\Phi}(\tau) = -R_{ff}(\tau + 2bn/c) + 2R_{ff}(\tau) - R_{ff}(\tau - 2bn/c).$$

Функция автокорреляции состоит теперь из трех копий автокорреляционной функции падающего на пленку светового пучка. Результат соответствующего опыта показан на рис. 5, который полностью подтверждает расчет и позволяет измерить толщину пленки. По нашим данным она равна 1,1 мкм, что соответствует паспорту, выданному заводом-изготовителем.

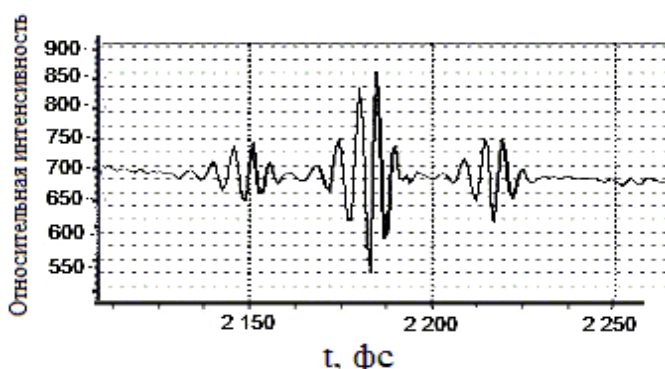


Рис. 5. Центральная часть интерферограммы белого света, отраженного от тонкой пленки. Период одного колебания 2,5 фс

Проведенные эксперименты показывают, что описанный простой оптический коррелятор может успешно применяться для измерения функции автокорреляции световой волны. Более того, такую систему нетрудно использовать и для измерения функции взаимной корреляции двух световых потоков, если две половины бипризмы освещаются волнами разных источников. Соответствующий эксперимент был выполнен с использованием излучения двух

последовательных импульсов фемтосекундного лазера. Длительность импульса составляла 70-80 фс при частоте повторений 80 МГц. Таким образом, излучение представляло собой цуг ультракоротких импульсов с пространственным интервалом между импульсами 3,7 м и длиной самого импульса 24 мкм. Для наблюдения взаимодействия пары последовательно излученных импульсов один из них задерживался с помощью системы зеркал. В проведенных опытах с помощью двумерной CCD матрицы наблюдалась устойчивая интерференционная картина (рис. 6). К сожалению, выявленная нелинейность матрицы и приданного программного обеспечения не позволяют говорить об *измерении* взаимно-корреляционной функции.

Таким образом, применение оптического интерферометра со сверхсветовым распространением волнового возмущения дало возможность зарегистрировать с высоким временным разрешением авто- и взаимно-корреляционные функции оптических сигналов. Применение автокоррелятора на основе бипризмы Френеля позволило выявить скрытую корреляцию в шумовом световом потоке от источника с псевдослучайным шумовым спектром.

Литература:

1. А. А. Харкевич. «Спектры и анализ» / М.: 1962, 236 с.
2. Ю.А.Толмачев. Принципы работы оптического спектрометра: новый взгляд на старые проблемы: учеб пособие. – СПб: Из-во С.-Петербур. ун-та, 2013. - 292 с.
3. Т. В. Стаценко, Ю.А. Толмачев, И.А.Шевкунов. Пространственно-временное преобразование ультракороткого импульса линзой Френеля.// Наносистемы: физика, химия, математика, 2011, Т.2, №1, с. 101-108

А.И. Давыдов

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРИТЕРИЕВ ПОДОБИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Физический факультет СПбГУ

В работе рассмотрены методы определения критериев подобия при подобном физическом моделировании электромагнитных процессов в неоднородных средах как при наличии математического описания этих процессов, так и при их отсутствии методом анализа размерностей определяющих величин характеристик этих процессов и параметров неоднородных сред.

Решение задач возбуждения, распространения и измерения параметров электромагнитных полей низких и крайне низких частот в неоднородных средах по понятным причинам невозможно без проведения экспериментальных исследований, необходимых как для проверки результатов теоретического анализа этих задач, так и в качестве самостоятельного метода изучения таких электродинамических задач.

Проведение натурального эксперимента в этих диапазонах частот является сложной научно-технической и организационной задачей, связанной с большими затратами материальных средств, рабочего времени, трудностями транспортного обеспечения эксперимента. В этом случае особое значение приобретают экспериментальные исследования, проводимые методом физического моделирования, позволяющие получить необходимый объём информации в лабораторных условиях при значительно меньших затратах материальных средств, чем натуральный эксперимент.

Модельные исследования в этом случае в целом можно рассматривать как исследования натурной системы или объекта, геометрические размеры которых уменьшены в несколько раз до размеров, позволяющих проводить измерения в лабораторных условиях, при сохранении физической природы натурной задачи.

Как известно из теории моделирования, масштабная модель будет правильно имитировать процессы в реальном масштабе, если её параметры удовлетворяют некоторым безразмерным аргументам – критериям подобия, инвариантным к изменениям масштабов единиц, определяемые или приведением уравнений, описывающих данную систему, методом Фурье к безразмерному виду, или на основе анализа размерностей с применением питеоремы.

Как известно, элементарные процессы в линейной изотропной среде описываются уравнениями Максвелла, которые, без учёта зависимости от времени, записываются в виде:

$$\operatorname{rot}\vec{H} = [\sigma + j\omega\varepsilon]\vec{E} \quad (1)$$

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (2)$$

Деля почленно каждый член уравнений (1), (2) на их левые члены, с учётом их производных по пространственной координате "r", получим три критерия подобия электромагнитных процессов:

$$\Pi_1 = \frac{\sigma \cdot r \cdot E}{H}, \quad \Pi_2 = \frac{\omega \cdot \varepsilon \cdot r \cdot E}{H}, \quad \Pi_3 = \frac{\omega \cdot \mu \cdot r \cdot H}{E}. \quad (3)$$

Критерии подобия (3) справедливы как для натурной системы (Н), так и для модельной (М) системы, что позволяет составить в общем виде масштабные уравнения:

$$\Pi_{Hi}/\Pi_{Mi} = 1, \text{ где } i = 1, 2, 3. \quad (4)$$

Введём масштабы сходственных переменных

$$\begin{aligned} m_E &= E_M/E_H; \quad m_H = H_M/H_H; \\ m_r &= r_M/r_H; \quad m_\sigma = \sigma_M/\sigma_H; \quad m_\omega = \omega_M/\omega_H; \end{aligned} \quad (5)$$

$$m_\mu = \mu_M / \mu_H ; m_\varepsilon = \varepsilon_M / \varepsilon_H ,$$

после чего масштабные уравнения принимают окончательный вид:

$$\frac{m_\sigma m_r m_E}{m_H} = 1 ; \frac{m_\omega m_\varepsilon m_r m_E}{m_H} = 1 ; \frac{m_\omega m_\mu m_r m_H}{m_E} = 1 . \quad (6)$$

Здесь и в дальнейшем будем считать, что внешняя среда натурной и модельной систем одинакова, следовательно

$$m_\varepsilon = m_\mu = 1 ; m_E = m_H . \quad (7)$$

При наличии условий (7) можно сделать вывод, что при уменьшении геометрических параметров системы частота электромагнитного поля " ω " и проводимость " σ " увеличены в модельной системе во столько же раз, во сколько натурная система больше размеров модельной системы.

При изучении электромагнитных процессов в неоднородных средах может не быть математического описания натурной и модельной задач. В этом случае затруднительность получения масштабных уравнений (6) устраняется с помощью условных критериев подобия, получаемых путём анализа размерностей определяемых величин электродинамической задачи применением пи-теоремы.

Физическое подобное моделирование на основании анализа размерности и пи-теоремы во многих случаях является единственным реально возможным способом решения сложных практических задач.

В соответствии с пи-теоремой, если имеется зависимость между n физическими величинами q_1, q_2, \dots, q_n :

$$f(q_1, q_2, \dots, q_n) = 0,$$

вид которой не меняется при изменении масштабов единиц в выбранном классе систем единиц, выбирают среди аргументов функции наибольшую совокупность величин с независимыми размерностями (такой выбор можно производить различными способами). Тогда если число величин с независимыми размерностями обозначено " k " и они занумерованы индексами 1, 2, ... k , то исходная зависимость f эквивалентна зависимости между $p = n - k$ безразмерными величинами $\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_p$:

$$f(\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_p) = 0, \quad (8)$$

где Π_i – безразмерные комбинации, полученные определённым образом из оставшихся исходных величин $q_{k+1}, q_{k+2}, \dots, q_n$ делением на выбранные величины в соответствующих степенях:

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= \frac{q_{k+1}}{q_1^a \cdot q_2^b \cdot x \cdot \dots \cdot q_k^c}, \\ &\dots \\ \Pi_p &= \frac{q_n}{q_1^A \cdot q_2^B \cdot x \cdot \dots \cdot q_k^C}. \end{aligned} \quad (9)$$

Необходимо отметить, что число k величин с независимыми размерностями ограничено числом " m " основных единиц применяемой системы единиц измерения, т.е.

$$k \leq m. \quad (10)$$

При изучении электромагнитных процессов применяется система СИ с основными единицами LMTI (единицы измерения длины, массы, времени и тока).

В работе [1] при изучении электромагнитных процессов в неоднородных средах методом физического моделирования число определяющих величин было равно $n = 7$: циклическая частота $\omega [=] T^{-1}$, характерный размер $r [=] L^{-1}$, напряжённость магнитного поля $H [=] L^{-1} I$, напряжённость электрического поля $E [=] L M T^{-3} I^{-1}$, магнитная проницаемость среды $\mu [=] L M T^{-2} I^{-2}$, диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon [=] L^{-3} M^{-1} T^4 I^2$, удельная проводимость среды $\sigma [=] L^{-3} M^{-1} T^3 I^{-2}$. В данной задаче число p критериев подобия равно трём: $p = n - k = n - m = 7 - 4 = 3$. Применяв метод исключения размерностей,

последовательно исключая $T[=]\omega^{-1}$, $L[=]r$, $I[=]Hl$, $M[=]E\omega^{-3}H$, были получены три критерия подобия:

$$\Pi_1 = \mu\omega rH/E, \quad \Pi_2 = \varepsilon\omega rE/H, \quad \Pi_3 = \sigma rE/H, \quad (11)$$

которые полностью идентичны критериям подобия (3), полученным в результате приведения уравнений Максвелла методом Фурье к безразмерному виду.

В данной работе анализируется система из восьми определяющих величин путём добавления к вышерассмотренной системе из семи определяющих величин плотности тока $j[=]L^{-2}M^0T^0I^1$. При этом количестве определяющих величин число ожидаемых критериев подобия увеличивается до четырёх: $p = n - k = n - m = 8 - 4 = 4$.

Результатом машинного анализа размерностей этих восьми определяющих величин, проведённого в соответствии с методикой, предложенной в монографии [2], стали выражения четырёх критериев подобия, три из которых аналогичны критериям подобия (3), (11), а четвёртый критерий подобия в общем виде имеет выражение:

$$\Pi_4 = k_i r, \quad \text{где } i = 1, 2. \quad (12)$$

Для среды с нулевой проводимостью ($\sigma = 0$) этот критерий подобия имеет выражение:

$$\Pi_4 = k_1 r = \varepsilon^{1/2} \mu^{1/2} \omega r, \quad (13)$$

и масштабное уравнение для этой среды:

$$m_\varepsilon^{1/2} m_\mu^{1/2} m_\omega m_r = 1. \quad (14)$$

С учётом условия (7) масштабное уравнение (14) имеет вид:

$$m_\omega m_r = 1. \quad (15)$$

Для проводящей среды критерий подобия Π_4 имеет выражение:

$$\Pi_4 = k_2 r = \sigma^{1/2} \mu^{1/2} \omega^{1/2} r. \quad (16)$$

Возведение в квадрат критерия подобия не устраняет его критериальных свойств, но позволяет устранить в масштабном уравнении дробные степени параметров:

$$\Pi_4^2 = k_2^2 r^2 = \sigma \mu \omega r^2, \quad (17)$$

и масштабное уравнение для среды с проводимостью с учётом условия (7) имеет выражение:

$$m_r^2 m_\sigma m_\omega = 1. \quad (18)$$

Масштабные уравнения (15) и (18) являются основополагающими условиями выбора параметров частоты поля " ω " и проводимости среды " σ " в модельной системе при уменьшении размеров " r_H " натуральной системы до размеров " r_M " модельной системы, т.е. при задании параметра " m_r ".

Как легко видеть, из содержания выражений критериев подобия (13), (16), эти критерия подобия являются критериями подобия волновых электромагнитных процессов, которые имеют математическое описание в виде известных волновых однородных уравнений для компонент электромагнитного поля E и H .

Необходимо отметить, что результаты машинного анализа размерностей восьми определяющих величин содержат, кроме выражений критериев подобия (13), (16), выражения функциональных зависимостей между характеристиками электромагнитных процессов в различных средах, но их рассмотрение выходит за рамки темы настоящей работы.

Литература.

1. Лебедев А.Н. Моделирование в научно-технических исследованиях. – М.: Радио и связь, 1989, – 218 с.
2. Веников В.А. Теория подобия и моделирования применительно к задачам электродинамики. – М: Высшая школа, 1966, – 488 с.

... , ...

- .
« »

- , -

1. - .

, 2 $f = 37$: 1 $f = 22.235$

h_L 30 h

, ,

- .

4 .

9000

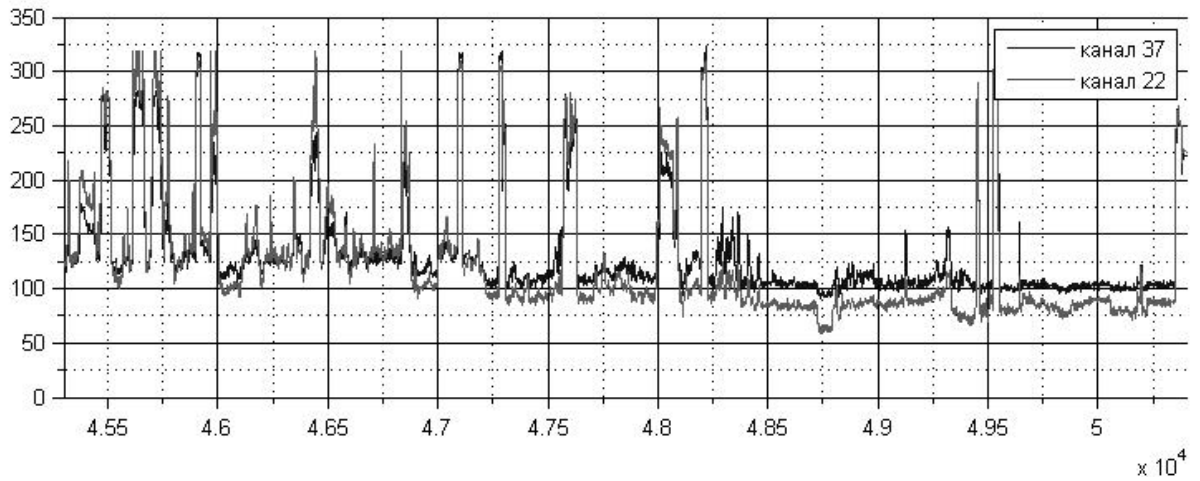
2.

, ...

9000 (. 3).

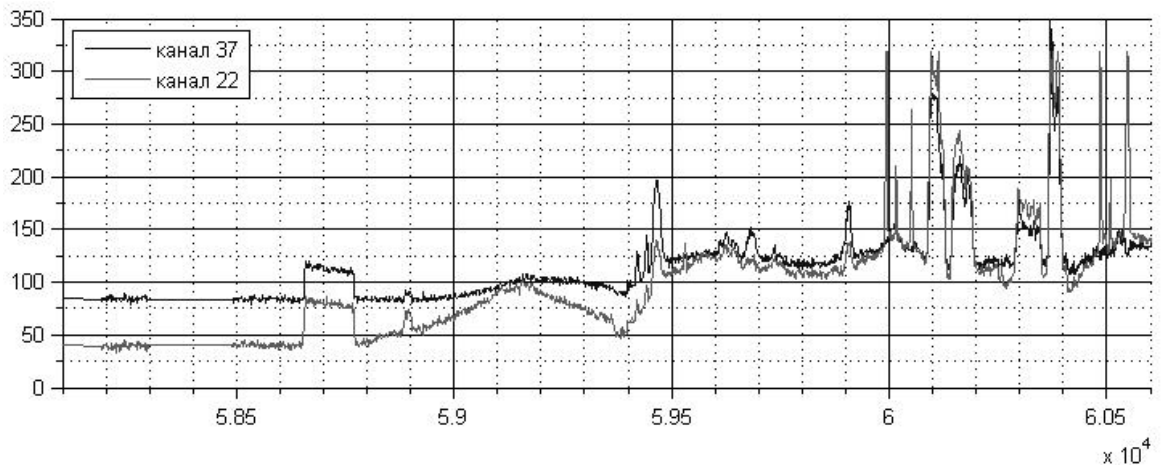
(. 2)

$H = 400$; $H = 1100$ $H = 9000$.



.2.

.2 ,
 $40^\circ (t = 3500 \text{ c})$ $30^\circ (t = 4750 \text{ c})$ $20^\circ (t = 5000 \text{ c})$ $H = 400$ $H = 1100$,



.3.

$$H = 9000 \quad (\dots 3)$$

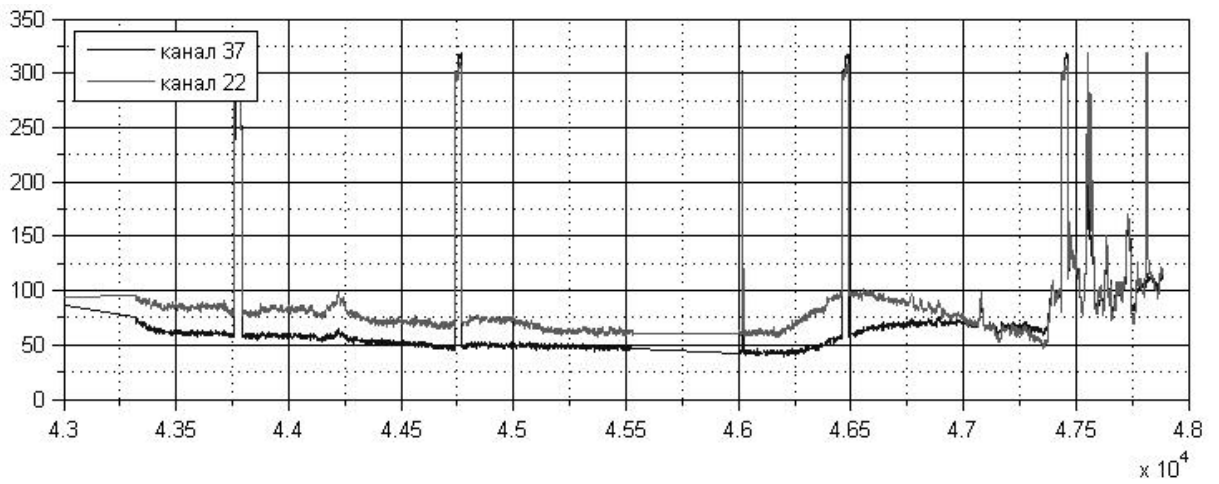
$$\left(T_{A9}^{22} = 41 \quad T_{A9}^{37} = 84\text{K} \right)$$

$$T_A,$$

$f = 22$.

$f = 37$,

.4.



.4.

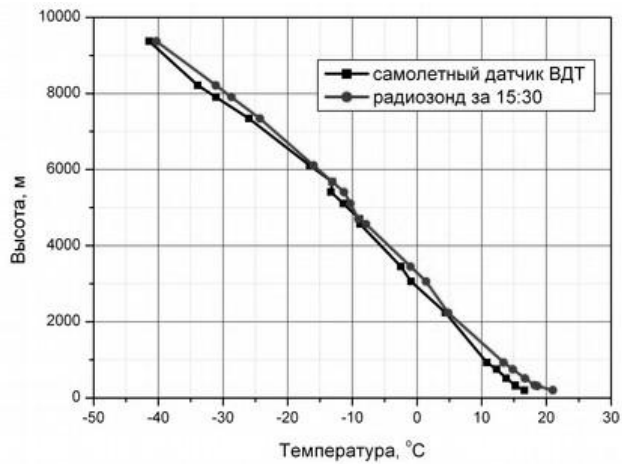
3.

$$[1] \quad T(H) = T_0 - 6.5 H \quad T_0 = 288 \text{ ,} \quad (H)$$

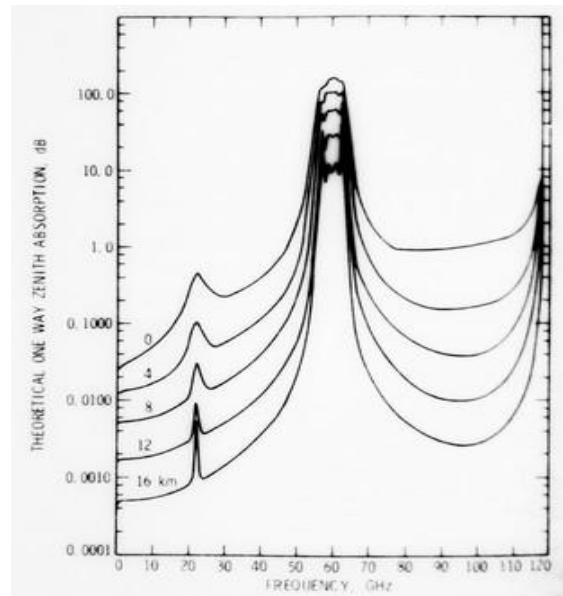
$$31.07 \text{ (.6).}$$

$$(H) = e^{\frac{-H[]}{f}} \quad T_0 = 7.5 / 3$$

(.7).



.6.



.7.

$$T_f = 0.95 \left(1 - e^{-f} \right), \quad f = 9000$$

1.

| | | | | | | | | | | |
|----------|------|------|------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| H, | 0 | 1.0 | 2.0 | 3.0 | 4.0 | 5.0 | 6.0 | 7.0 | 8.0 | 9.0 |
| T_{22} | 29.7 | 17.9 | 12.9 | 8.6 | 6.8 | 4.5 | 3.2 | 2.2 | 1.6 | 1.0 |
| T_{37} | 19.8 | 13.1 | 10.6 | 7.9 | 4.9 | 3.5 | 3.2 | 2.2 | 1.6 | 1.0 |

, 60° ,
 . 1. , $0 = 7.5 / 3$,
 $15 / 2$ (31.07)

4.

($H = 9000$)

30° 1 T_{37} 2 , . . .

:

$$T_{A9}^{30^\circ} = (1 -) [T^{30^\circ} +] + \text{---} + (1 -) \frac{+}{2}$$

($0.01 < < 0.1$) = 0. ,

3

$$T_{A9}^{30^\circ} = 41 [5] + (1 -) 268 \quad \frac{227}{263} = 0.863$$

0.873,

$f = 37$

$T_{A9}^{30^\circ}$ 0.71, = $0.868 \div 0.872$.

1. Ernest K. Smith "Centimeter and millimeter wave attenuation and brightness temperature due to atmospheric oxygen and water vapor". Radio Science, volume 17, number 6, pages 1455-1464, November-December 1982.

..

-

-

$$Q = f(\tau), \quad = \text{const}, \quad Q = \dots$$

,

, ,

,

,

.

.

,

,

.

.

,

,

[1,2]

.

(),

,

,

.

"

.

[3,4]

()

, +

d

,

.

,

(

).

,

-

,

.

,

, ($\epsilon = \mu$).

max.

()

$$= \epsilon_1 \cos^2 \theta$$

$$= \epsilon_1$$

$$= -j \epsilon''$$

$$\epsilon_1 \cos^2 \theta$$

$$\epsilon_1 \cos^2 \theta$$

$$(1)$$

$$= \frac{1}{2} \epsilon_1^2$$

$$= 2$$

$$T = \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_1 + d\epsilon} E, E + dE$$

$$= \frac{1}{2} (\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2)$$

(I)

II-

S

[5]

1-

2 - 9,3
9,3

3-

4-

[7]

()

(9,3),

[6]

: 1-

, 2-

$$Q(\tau) = \sqrt{\tau}(\tau),$$

() ,

[8]

[9,10]

),

(

()

1.

2.

$Q = f(\tau), \quad =const, \quad Q$

1.

., 9-11.11.10, .153.

2.

9-

. 13 – 16.09.11, .354.

3. Ermolaeva T.T., Supercond. Sci. Teechnol. 1991, vol.4, p.689.

4. Ermolaeva T.T., Baranov V.V., Ivanov M.A. et al. Cryogenics, vol.32 ICMC Suppl., 1992, 297.

5.

»,10(444) 1991, .3.

6.

N1805362 9.11.91.

7.

N 1819462 11.11.92.

8.

., « », 1981.

9.

18-

., 9-11.11.10, .153.

10.

19-

., 9-11.11.10, .110.

ОДНОМЕРНОЕ ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ С ИСТОЧНИКОМ БЕЗ ВКЛЮЧЕНИЯ И С ВКЛЮЧЕНИЕМ

Физический факультет СПбГУ

Рассматривается одномерное волновое уравнение в вакууме и в активной и пассивной средах. Источник зависит от времени в виде $\cos \omega \tau$, причём время меняется либо от $-\infty$ до $+\infty$ либо от 0 до $+\infty$. Пространственная конфигурация источника точечная. В вакууме источник без включения создаёт стоячую волну. Источник с включением – волну, бегущую от источника. Источник без включения в среде с поглощением создаёт волну, убывающую по амплитуде по мере удаления от источника и бегущую от него. В активной среде волна также убывает, но бежит к источнику. Источник с включением всегда создаёт волны, бегущие от источника, которые убывают или возрастают в зависимости от типа среды.

Работа носит методический характер и не имеет конкретных приложений. Для источника, заданного в двойном бесконечном пределе, единственная им возбуждаемая волна получается удовлетворением предельных условий на пространственной бесконечности. Обычно эти условия формулируют в виде принципа излучения Зоммерфельда или принципа погашаемости волн в среде с потерями. В случае активной среды отбор волн также можно произвести, руководствуясь только этим же принципом. Показано [1], что принцип Зоммерфельда не пригоден в вакууме и его следует заменить некоторым другим предельным условием. В случае источника с включением формулируется задача Коши, в формулировке которой содержатся все достаточные условия. Никаких предельных условий не требуется. Интересно сравнить эти решения и отметить их сходство и различие.

Для имитации среды с потерями и активной среды рассмотрим уравнение вида

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \alpha \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right) u = -\rho(x, \tau), \quad \rho(x, \tau) = \delta(x) \cos \omega \tau.$$

В случае источника с включением правая часть равна нулю при $\tau < 0$. Если $\alpha = 0$, то это волновое уравнение в вакууме. При $\alpha > 0$ – среда с поглощением. При $\alpha < 0$ среда активная.

При $\alpha = 0$ ищем решение в виде $u(x, \tau) = v(x) \cos \omega \tau$. Функция $v(x)$ должна удовлетворять [1] уравнению

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \omega^2 \right) v = -\delta(x)$$

и предельным условиям $v \rightarrow A \sin \omega|x| \pm B \cos \omega x$ при $x \rightarrow \pm\infty$.

В случае вакуума решение этой задачи имеет вид

$$u(x, \tau) = -\frac{\sin \omega|x|}{2\omega} \cos \omega \tau.$$

Это стоячая волна, что означает отсутствие излучения.

Для источника с включением с использованием преобразования Лапласа получаем

$$u(x, \tau) = \frac{1}{2\omega} \begin{cases} \sin[\omega(\tau - |x|)], & \tau - |x| \geq 0, \\ 0, & \tau - |x| < 0. \end{cases}$$

Это волна, бегущая от источника.

В случае источника без включения в среде источник представляем в виде

$$\delta(x) \cos \omega \tau = \frac{1}{2} [\delta(x) \exp(i\omega \tau) + \delta(x) \exp(-i\omega \tau)].$$

Сначала рассмотрим уравнение

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \alpha \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right)u = -\delta(x)\exp(i\omega\tau), \quad u(x, \tau) = v(x)\exp(i\omega\tau),$$

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - i\alpha\omega + \omega^2\right)v = -\delta(x), \quad v(x) = \frac{\exp[-|x|\sqrt{\omega(i\alpha - \omega)}]}{2\sqrt{\omega(i\alpha - \omega)}}, \quad \text{Re}(\sqrt{}) > 0.$$

Если $\omega > 0$ и среда с поглощением, т. е. $\alpha > 0$, то нужная ветвь корня фиксируется, как указано на рисунке 1.

$$\sqrt{\omega(i\alpha - \omega)} = i\sqrt{\omega\sqrt{\omega^2 + \alpha^2}} [\cos(\beta/2) - i\sin(\beta/2)] \text{ или}$$

$$\sqrt{\omega(i\alpha - \omega)} = \sqrt{\omega\sqrt{\omega^2 + \alpha^2}} [\sin(\beta/2) + i\cos(\beta/2)], \quad \text{tg } \beta = \alpha/\omega.$$

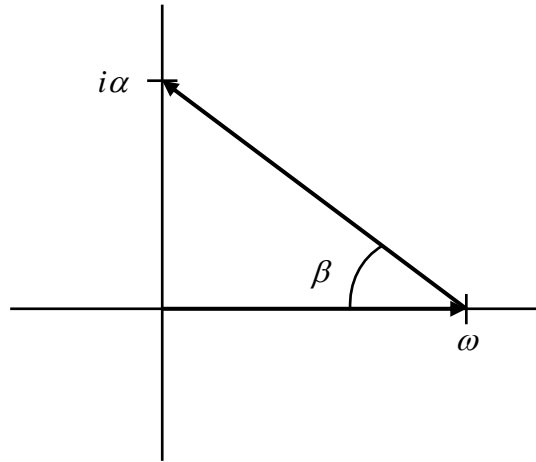


Рис. 1 Среда с поглощением.

При $\alpha \ll \omega$ имеем

$$u_+(x, \tau) = \frac{\exp(-\alpha|x|/2)}{2i\omega} \exp[i\omega(\tau - [x])].$$

Для того, чтобы получить полное решение, надо в этом решении ω заменить на $-\omega$ и взять их полусумму, что даёт

$$u(x, \tau) = \frac{\exp(-\alpha|x|/2)}{2\omega} \sin[\omega(\tau - [x])].$$

Это решение имеет привычный вид. Оно убывает по амплитуде с удалением от источника и бежит от него.

В случае активной среды нужная фиксация ветви корня осуществляется по-другому, как это указано на рисунке 2.

$$\sqrt{\omega(-i\alpha - \omega)} = -i\sqrt{\omega\sqrt{\omega^2 + \alpha^2}} [\cos(\beta/2) + i\sin(\beta/2)] \text{ или}$$

$$\sqrt{\omega(-i\alpha - \omega)} = \sqrt{\omega\sqrt{\omega^2 + \alpha^2}} [\sin(\beta/2) - i\cos(\beta/2)], \quad \text{tg } \beta = \alpha/\omega.$$

При $\alpha \ll \omega$ $\sqrt{\omega(-i\alpha - \omega)} = -i\omega + \alpha$, и решение имеет вид:

$$u(x, \tau) = -\frac{\exp(-\alpha|x|/2)}{2\omega} \sin[\omega(\tau + [x])].$$

Это решение в активной среде, также как и волна в среде с поглощением, убывает по амплитуде с удалением от источника, но в отличие от первого, бежит к источнику. Если в этих решениях α устремить к нулю, то в случае среды с поглощением оно в пределе совпадёт с решением в вакууме при источнике с включением при $\tau - |x| \geq 0$.

Однако это предельное решение имеет тот же вид и при $\tau - |x| < 0$. В случае активной среды предельное решение даёт волну, бегущую к источнику. Факт различных предельных решений указывает на некорректность предельного перехода.

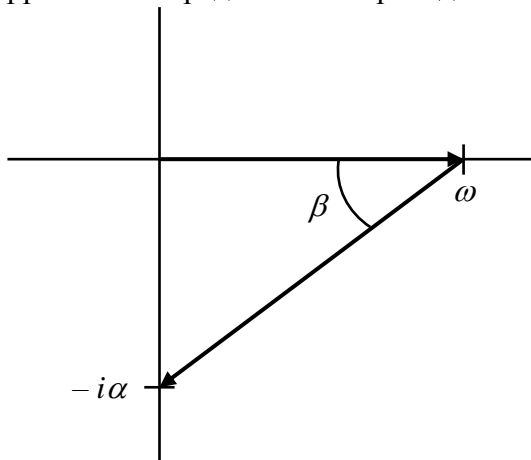


Рис. 2 Активная среда.

Любопытно отметить, что полусумма предельных решений совпадает с построенным решением в вакууме в случае источника, заданного в двойке бесконечных временных пределах.

Для решения задачи в случае источника с включением используем преобразование Лапласа

$$u_p(x) = \int_0^{\infty} u(x, \tau) \exp(-p\tau) d\tau.$$

Преобразование Лапласа от правой части волнового уравнения имеет вид

$$\rho_p(x) = \frac{P}{p^2 + \omega^2} \delta(x).$$

Функция $u_p(x)$ должна удовлетворять уравнению

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - p^2 - \alpha p \right) u_p = -\frac{P}{p^2 + \omega^2} \delta(x),$$

решение которого есть

$$u_p(x) = \frac{P}{2(p^2 + \omega^2) \sqrt{p(p + \alpha)}} \exp(-|x| \sqrt{p(p + \alpha)})$$

причём ветвь корня должна быть фиксирована так, чтобы его аргумент был бы равен нулю при $p \rightarrow +\infty$. Функция $u_p(x)$ имеет особенности на комплексной плоскости (p). Это два полюса при $p = \pm i\omega$ и две точки ветвления при $p = 0$ и $p = -\alpha$.

Функция $u(x, \tau)$ получается обратным преобразованием Лапласа

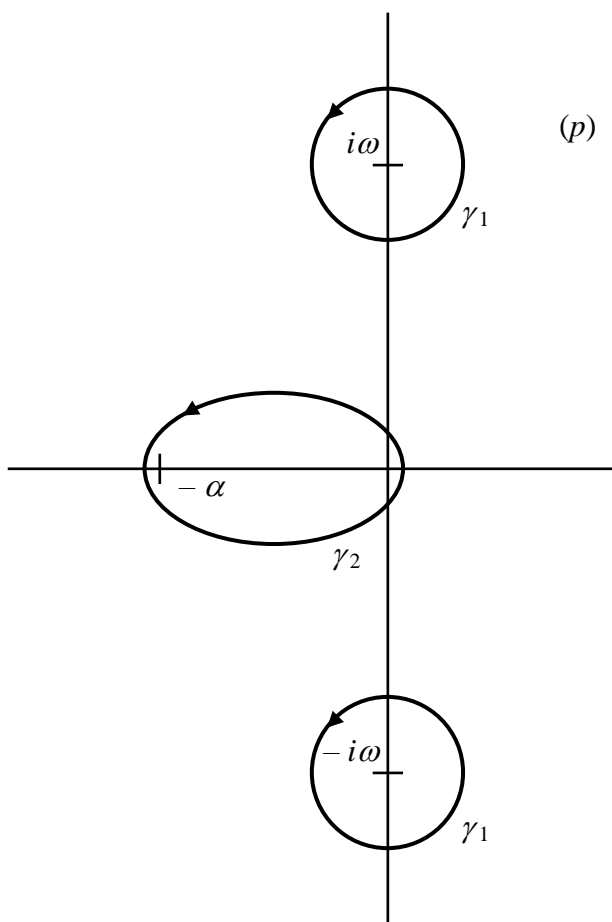


Рис. 3 Контурны интегрирования.

$$\begin{aligned}
u(x, \tau) &= \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} u_p(x) \exp(p\tau) dp = \\
&= \frac{1}{4\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \frac{p}{(p^2 + \omega^2) \sqrt{p(p+\alpha)}} \times \\
&\times \exp\left(p\tau - |x| \sqrt{p(p+\alpha)}\right) dp
\end{aligned}$$

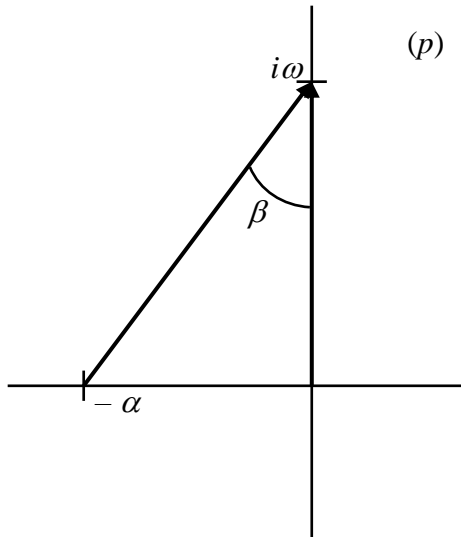
Контур интегрирования проходит правее особенностей подынтегральной функции, откуда следует, что $u(x, \tau) = 0$ при $\tau - |x| < 0$. На фронте $u(x, \tau) = \frac{1}{2}(\tau - |x|)$ не зависит от ω .

При $\tau - |x| > 0$ контур интегрирования можно загнуть слева, и интегрирование сводится по особенностям подынтегральной функции, т.е. $u(x, \tau) = u_1(x, \tau) + u_2(x, \tau)$. Индексы 1, 2 означают соответственно интегрирование вокруг полюсов подынтегральной функции и точек ветвления. Контур интегрирования указан на рис. 3

При вычислении $u_1(x, \tau)$ требуется аналитическое продолжение $\sqrt{p(p+\alpha)}$ от вещественной положительной оси комплексной плоскости (p) к точкам $\pm i\omega$. Как это следует из рисунка 4, в точке $p = i\omega$ имеем

$$\begin{aligned}
\sqrt{i\omega(i\omega + \alpha)} &= i\sqrt{\omega\sqrt{\omega^2 + \alpha^2}} [\cos(\beta/2) - i\sin(\beta/2)], \quad \text{tg } \beta = \alpha/\omega, \\
\sqrt{i\omega(i\omega + \alpha)} &\approx \alpha/2 + i\omega \quad \text{при } \alpha \ll \omega
\end{aligned}$$

$$u_1(x, \tau) = \frac{\exp(-\alpha|x|/2)}{2\omega} \sin[\omega(\tau - |x|)].$$



Это выражение совпадает с решением в среде с потерями для источника, заданного в двойке бесконечном интервале, но только лишь при $\tau - |x| \geq 0$.

В случае активной среды аналитическое продолжение корня таково, что достаточно в выражении корня в среде с потерями заменить α на $-\alpha$. Это приводит к волне, которая растёт при удалении от источника. Волна остаётся бегущей от источника. Предельный переход при $\alpha \rightarrow 0$ даёт одно и то же выражение вне зависимости от знака α . В случае источника с включением он оказывается корректным.

Рис. 4 Аналитическое продолжение корня.

В среде с потерями интеграл вокруг точек ветвления $u_2(x, \tau)$ можно представить в виде

$$u_2(x, \tau) = \frac{\alpha}{2\pi\omega^2} \int_0^1 \frac{\xi d\xi}{\sqrt{\xi(1-\xi)}} \cos\left(\alpha|x| \sqrt{\xi(1-\xi)}\right) \exp(-\alpha\tau\xi).$$

В активной среде интеграл вокруг точек ветвления $u_2(x, \tau)$ имеет аналогичный вид

$$u_2(x, \tau) = -\frac{\alpha \exp(\alpha\tau)}{2\pi\omega^2} \int_0^1 \frac{(1-\xi) d\xi}{\sqrt{\xi(1-\xi)}} \cos(\alpha|x|\sqrt{\xi(1-\xi)}) \exp(-\alpha\tau\xi).$$

Здесь $\alpha > 0$.

Если $\alpha\tau$ мало или конечно, то $|u_2|/|u_1| \approx \alpha/\omega$, то есть мало. Если $\alpha|x|$ мало или конечно, а $\alpha\tau$ велико, то в среде с потерями $u_2(x, \tau)$ определяется интегралом

$$u_2(x, \tau) \approx \frac{\alpha(\alpha\tau)^{-3/2}}{2\pi\omega^2} \int_0^{\alpha\tau} \xi^{1/2} d\xi \exp(-\xi) = \frac{\alpha(\alpha\tau)^{-3/2}}{2\pi\omega^2} \int_0^{\infty} \xi^{1/2} d\xi \exp(-\xi) = \frac{\alpha(\alpha\tau)^{-3/2}}{4\sqrt{\pi}\omega^2}.$$

В этом случае

$$|u_2/u_1| \approx \frac{\alpha}{2\omega\sqrt{\pi}} (\alpha\tau)^{-3/2} \exp(\alpha|x|/2).$$

Это отношение мало в случае при конечном $\alpha|x|$. Однако при большом $\alpha|x|$ оно может быть значительно больше единицы, что означает преобладание поля по разрезу по отношению к полю по вычетам при $\alpha\tau \rightarrow \infty$. В случае среды с потерями поле по вычетам совпадает с полем источника без включения.

В активной среде $u_2(x, \tau)$ имеет вид

$$u_2(x, \tau) \approx -\frac{\alpha \exp(\alpha\tau)}{2\pi\omega^2 \sqrt{\alpha\tau}} \int_0^{\alpha\tau} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi}} \exp(-\xi) \approx -\frac{\alpha \exp(\alpha\tau)}{2\pi\omega^2 \sqrt{\alpha\tau}} \int_0^{\infty} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi}} \exp(-\xi) = -\frac{\alpha \exp(\alpha\tau)}{2\omega^2 \sqrt{\pi\alpha\tau}}.$$

В этом случае

$$|u_2/u_1| \approx \frac{\alpha}{\omega\sqrt{\pi\alpha\tau}} \exp[\alpha(\tau - |x|/2)].$$

Это отношение велико при $\alpha\tau \rightarrow \infty$, что означает преобладание поля по разрезу по отношению к полю по вычетам при $\alpha\tau \rightarrow \infty$.

Таким образом, источник, существующий во времени от $-\infty$ до $+\infty$, в вакууме возбуждает только стоячую волну, что означает отсутствие излучения. Источник, существующий во времени от 0 до $+\infty$, в вакууме возбуждает волну, бегущую от источника. В этом случае волна уносит энергию от источника.

В среде с потерями при решении задачи возбуждения источником с включением методом преобразования Лапласа искомое поле получается интегрированием по вычетам и интегрированием по разрезу. Поле по вычетам совпадает с полем источника без включения. При достаточно большом времени поле по разрезу преобладает над полем по вычетам.

В активной среде бесконечный во времени источник возбуждает волну, убывающую по амплитуде по мере удаления от источника и бегущую к источнику. В случае источника с включением волна по вычетам растёт по амплитуде по мере удаления от источника и бежит к источнику. По-прежнему при достаточно большом времени поле по разрезу преобладает над полем по вычетам.

Литература

1. Кириллов В.В. О решении уравнения Даламбера.// Региональная XIX конф. по распр. радиоволн. Санкт-Петербург, 19 ноября-21 ноября 2013.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Физический факультет СПбГУ

Сформулирована общая задача излучения электромагнитного поля в вакууме как задача для электрического и магнитного векторов Герца. С использованием сферических функций неоднородные дифференциальные уравнения имеют частные производные только по времени и радиальной координате. В случае дипольного поля при произвольной зависимости источника от времени и радиальной координате получено выражение для электрического вектора Герца в виде двукратного интеграла по времени и радиальной координате по финитной области. Показано, что решение задачи со стандартной функцией Грина противоречит этому решению. Для источника с включением сосредоточенного в пределах шара радиуса a проведена оценка переходного процесса.

В [1] обозначено различие в электромагнитном поле источников с включением и вечных во времени источников. В связи с этим возникла необходимость строгой формулировки общей задачи излучения. Традиционно она рассматривается в терминах электрического и магнитного потенциалов. В [2] дан наиболее экономный вариант задачи в терминах электрического и магнитного векторов Герца. Дадим несколько облегченный вариант этой формулировки. Уравнения Максвелла

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{H}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{E} + \mathbf{j} \end{aligned}$$

Потенциалы $\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\operatorname{grad} \Phi - \frac{\partial}{\partial \tau} \mathbf{A}.$

Задача интегрирования системы уравнений Максвелла в общем случае сводится к интегрированию одного и того же уравнения в частных производных второго порядка для потенциалов Герца. Уравнения для электрического и магнитного векторов Герца различаются правыми частями.

В электромагнитном поле электрического вектора Герца отсутствует радиальная компонента магнитного поля и $A_\theta = A_\varphi = 0$. В электромагнитном поле магнитного вектора Герца отсутствует радиальная компонента электрического поля и $\Phi = A_r = 0$.

Уравнение для A_r имеет вид

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right) A_r = -j_{e,r},$$

$$j_{e,r} = j_r - \frac{\partial f}{\partial r}, \quad j_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \theta}, \quad j_\varphi = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial f}{\partial \varphi},$$

Калибровка отличается от лоренцевой $\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + \frac{\partial A_r}{\partial r} - f = 0.$

Электрический вектор Герца Π_e вводится через представление $j_{e,r} = \frac{\partial p_e}{\partial \tau}$. Уравнение для Π_e такое же как для A_r , где в правой части вместо $j_{e,r}$ стоит p_e . Для этого плотности тока надо иметь в виде

$$j_r = \frac{\partial p_r}{\partial \tau}, \quad j_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 g}{\partial \tau \partial \theta}, \quad j_\varphi = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 g}{\partial \tau \partial \varphi}, \quad p_e = p_r - \frac{\partial g}{\partial r}.$$

В этом случае имеем

$$\Phi = g - \frac{\partial}{\partial r} \Pi_e, \quad \rho(\tau, r, \theta, \varphi) = \rho(0, r, \theta, \varphi) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 p_r - \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} g - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} g.$$

Магнитный вектор Герца Π_m зависит только от компонент плотности тока по θ и по φ , которые предполагаются в виде

$$j_\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial p_m}{\partial \varphi}, \quad j_\varphi = -\frac{1}{r} \frac{\partial p_m}{\partial \theta}, \quad j_r = 0.$$

Компоненты A_θ и A_φ зависят от Π_m в том же виде. При такой плотности тока $\text{div } \mathbf{j} = 0$ и плотность заряда не зависит от времени.

Уравнение для векторов Герца дифференциальное уравнение в частных производных по четырём координатам. Однако, если зависимость всех функций по θ и φ представить по сферическим функциям, например,

$$p_e(\tau, r, \theta, \varphi) = \sum_{l,m} p_{e,m}^l(\tau, r) P_l^m(\cos \theta) \exp(im\varphi),$$

то уравнение для потенциалов сводится к дифференциальному уравнению в частных производных только по двум координатам τ и r вида

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) \Pi_{e,m}^l = -p_{e,m}^l(\tau, r).$$

Электрический потенциал и плотность заряда также раскладываются по сферическим функциям

$$\Phi_m^l(\tau, r) = g_m^l(\tau, r) - \frac{\partial}{\partial r} \Pi_{e,m}^l(\tau, r), \quad \rho_m^l(\tau, r) = \rho_m^l(0, r) + \frac{l(l+1)}{r^2} g_m^l(\tau, r) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 p_{r,m}^l(\tau, r).$$

В силу линейности системы уравнений Максвелла уравнения для любого набора l и m можно рассматривать отдельно.

Элементарным излучателем считается электрический диполь. Электрический диполь описывается плотностью вида

$$p_e(\tau, r, \theta, \varphi) = p_e^1(\tau, r) \cos \theta.$$

При этом $j_r(\tau, r, \theta, \varphi) = j_r^1(\tau, r) \cos \theta$, $j_\theta(\tau, r, \theta, \varphi) = -j_\theta^1(\tau, r) \sin \theta$, $j_\varphi = 0$.

$$\Phi^1(\tau, r) = g^1(\tau, r) - \frac{\partial}{\partial r} \Pi_e^1(\tau, r), \quad \rho^1(\tau, r) = \frac{2}{r^2} g^1(\tau, r) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 p_r^1(\tau, r).$$

Индекс по m опущен. В плотности заряда опущена составляющая, независящая от времени. Плотность заряда пропорциональна $\cos \theta$, поэтому интеграл от неё по объёму равен нулю, то есть равен нулю заряд при этой модели источника для электрического вектора Герца. Однако момент от неё по z не равен нулю. Действительно

$$Q_z \equiv \int \rho z dv = 2\pi \int_0^\infty r^3 dr \rho^1(\tau, r) \int_0^\pi d\theta \sin \theta \cos^2 \theta = \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty dr (2rg^1 + r^2 p_r^1)$$

при условии, что $r^3 p_r^1(\tau, r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. При финитном распределении эта функция должна равняться нулю на верхней границе области.

Векторное поле $p_e^1(\tau, r) \cos \theta \mathbf{e}_r = p_e^1(\tau, r) \cos^2 \theta \mathbf{e}_z + p_e^1(\tau, r) \sin \theta \cos \theta \mathbf{e}_\rho$ можно проинтегрировать по объёму. Интеграл от второго члена равен нулю, что означает направленность вектора после интегрирования по z . Итак, имеем

$$\mathbf{P} = \frac{4\pi}{3} \mathbf{e}_z \int_0^\infty r^2 dr \left(p_r^1 - \frac{\partial g^1}{\partial r} \right) = \frac{4\pi}{3} \mathbf{e}_z \int_0^\infty dr (r^2 p_r^1 + 2rg^1)$$

при условии, что $r^2 g^1(\tau, r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. При финитном распределении эта функция должна равняться нулю на верхней границе области. Сравнение этого выражения с выражением для Q_z показывает, что

$$\mathbf{P} = Q_z \mathbf{e}_z.$$

Это соответствует нашему представлению, что элементарный излучатель есть дипольный момент.

Излучают только источники с включением. Ограничимся при решении задачи только таким случаем. Преобразование Лапласа является естественным средством решения задачи. Применив преобразование Лапласа, имеем

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - p^2 - \frac{2}{r^2} \right) \Pi_{e,p}^1 = -p_{e,p}^1(r).$$

В правой части этого уравнения стоит преобразование Лапласа от источника.

Введём функции $v_{\pm}(\xi) = (1 \mp \xi^{-1}) \exp(\pm \xi)$. Функция $v_1(pr) = v_-(pr)$ удовлетворяет требованию преобразования Лапласа при $p \rightarrow +\infty$. Функция

$$v_2(pr) = \frac{v_+(pr) + v_-(pr)}{2} = \text{ch}(pr) - \frac{\text{sh}(pr)}{pr} \approx \frac{1}{3}(pr)^2 \text{ при } pr \rightarrow 0.$$

Используя эти функции в случае распределённого источника имеем решение

$$\Pi_{e,p}^1 = \frac{v_1(pr)}{p} \int_0^r dr' v_2(pr') p_{e,p}^1(r') + \frac{v_2(pr)}{p} \int_r^{\infty} dr' v_1(pr') p_{e,p}^1(r').$$

Меняя порядок интегрирования, для обратного преобразования Лапласа имеем

$$\Pi_e^1(\tau, r) = \begin{cases} \int_0^{\tau} d\tau' \int_{r-\tau+\tau'}^{r+\tau-\tau'} dr' \frac{r^2 + r'^2 - (\tau - \tau')^2}{4rr'} p_e^1(\tau', r'), & \tau \leq r, \\ \int_0^{\tau-r} d\tau' \int_{\tau-\tau'-r}^{\tau-\tau'+r} dr' \frac{r^2 + r'^2 - (\tau - \tau')^2}{4rr'} p_e^1(\tau', r') + \int_{\tau-r}^{\tau} d\tau' \int_{r-\tau+\tau'}^{r+\tau-\tau'} dr' \frac{r^2 + r'^2 - (\tau - \tau')^2}{4rr'} p_e^1(\tau', r') & \text{при } \tau \geq r. \end{cases}$$

Для определения электрического и магнитного полей требуются производные потенциала по времени и радиальной координате.

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \Pi_e^1(\tau, r) = \begin{cases} -\int_0^{\tau} d\tau' \eta \int_{r-\eta}^{r+\eta} dr' \frac{p_e^1(\tau', r')}{2rr'} + \frac{1}{2} \int_0^{\tau} d\tau' [p_e^1(\tau', r+\eta) + p_e^1(\tau', r-\eta)], & \tau \leq r, \\ -\int_{\tau-r}^{\tau} d\tau' \eta \int_{r-\eta}^{r+\eta} dr' \frac{p_e^1(\tau', r')}{2rr'} - \int_0^{\tau-r} d\tau' \eta \int_{\eta-r}^{\eta+r} dr' \frac{p_e^1(\tau', r')}{2rr'} + \frac{1}{2} \int_0^{\tau} d\tau' p_e^1(\tau', r+\eta) + \\ + \frac{1}{2} \int_{\tau-r}^{\tau} d\tau' p_e^1(\tau', r-\eta) - \frac{1}{2} \int_0^{\tau-r} d\tau' p_e^1(\tau', \eta-r), & \tau \geq r, \quad \eta = \tau - \tau'. \end{cases}$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \Pi_e^1(\tau, r) = \begin{cases} \int_0^{\tau} d\tau' \int_{r-\eta}^{r+\eta} dr' \frac{r^2 - r'^2 + \eta^2}{4rr'} p_e^1(\tau', r') + \frac{1}{2} \int_0^{\tau} d\tau' [p_e^1(\tau', r+\eta) - p_e^1(\tau', r-\eta)], & \tau \leq r, \\ \int_{\tau-r}^{\tau} d\tau' \int_{r-\eta}^{r+\eta} dr' \frac{r^2 - r'^2 + \eta^2}{4rr'} p_e^1(\tau', r') + \int_0^{\tau-r} d\tau' \int_{\eta-r}^{\eta+r} dr' \frac{r^2 - r'^2 + \eta^2}{4rr'} p_e^1(\tau', r') + \\ + \frac{1}{2} \int_0^{\tau} d\tau' p_e^1(\tau', r+\eta) - \frac{1}{2} \int_{\tau-r}^{\tau} d\tau' p_e^1(\tau', r-\eta) + \frac{1}{2} \int_0^{\tau-r} d\tau' p_e^1(\tau', \eta-r), & \tau \geq r, \quad \eta = \tau - \tau'. \end{cases}$$

Пределы интегрирования в этих интегралах по переменным τ' и r' указывают, что полученное решение дано в виде двукратного интеграла по финитной области, которые указаны соответственно на рисунках 1 и 2.

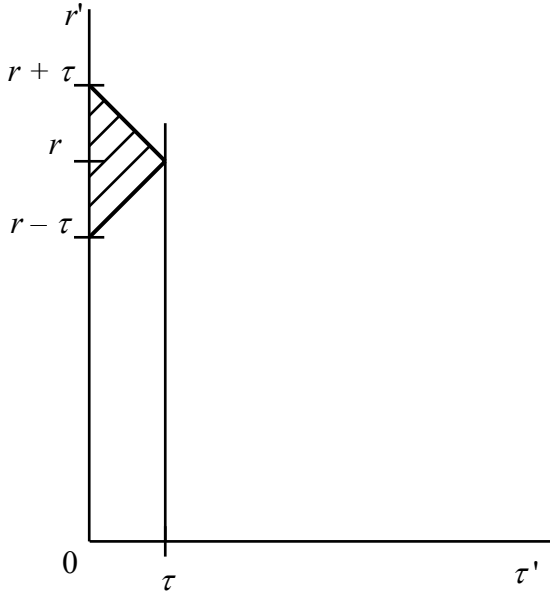


Рис. 1. Область интегрирования при $\tau < r$.

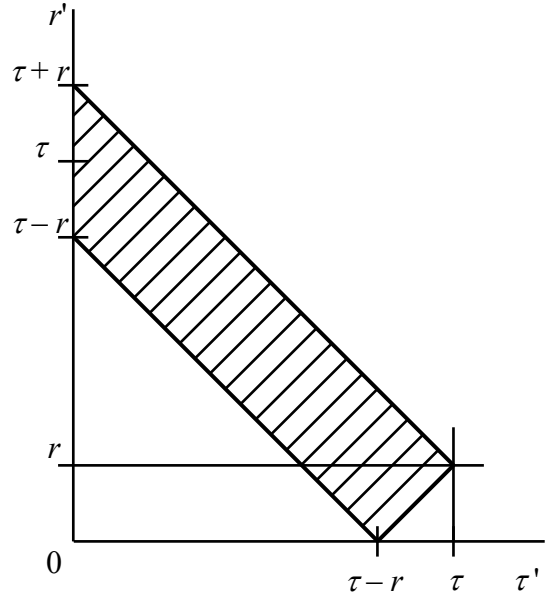


Рис. 2. Область интегрирования при $\tau > r$.

В [3] задача решается через $\Phi(\tau, x, y, z)$, $A_z(\tau, x, y, z)$, $A_x = A_y = 0$. Используя функцию Грина

$$G(\tau, x, y, z; \tau', x', y', z') = (1/4\pi R) \delta(\tau - \tau' - R), \quad R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2},$$

четырёхмерный интеграл для потенциалов сводит к интегралу по объёму. Полученные здесь результаты показывают, что эта функция Грина не пригодна для описания процесса излучения электромагнитных волн. Расстояние R от точки интегрирования до точки наблюдения аппроксимируется в виде

$$R \approx \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} - \frac{xx' + yy' + zz'}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}},$$

предполагая, что расстояние от точки наблюдения до центра источника велико по сравнению с расстоянием от центра системы до любой точки источника. Этих предположений оказывается достаточно, чтобы для электрического потенциала Φ получить выражение

$$\Phi = -\frac{x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z}{4\pi R} \frac{\partial}{\partial R} [R^{-1}\mathbf{P}(\tau - R)], \quad R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}.$$

Аргумент в дипольном моменте указывает на то, что электрический потенциал является запаздывающим. Аналогичная аппроксимация делается для векторного потенциала \mathbf{A} . Такой вид потенциалов приводит к стандартным формулам для электромагнитного поля электрического диполя в импульсном режиме. Проведённый анализ показывает, что они не обоснованы.

В [2] формулы для электромагнитного поля диполя получаются как поле однокомпонентного вектора Герца, направленного по z . Зависимость дипольного момента от времени предполагается гармонической.

Пусть $\mathbf{j} = j_z \mathbf{e}_z$, $j_z = (a-r) \frac{dq}{d\tau}$, $q = A \cos \omega \tau$. Тогда

$$j_r = (a-r) \frac{dq}{d\tau} \cos \theta, \quad j_\theta = -(a-r) \frac{dq}{d\tau} \sin \theta, \quad \rho = q \cos \theta, \quad j_{e,r} = r \frac{dq}{d\tau} \cos \theta, \quad p_e = r q \cos \theta.$$

Дипольный момент направлен по z и имеет вид $P_z = P_0 \cos \omega \tau$, $P_0 = \frac{\pi a^4}{3} A$, $\tau \geq 0$

При условиях $r > a$, $\tau - r - a$ в результате вычислений имеем

$$P_e = \frac{6P_0}{\pi} \frac{1 - \cos \omega a - \frac{\omega a}{2} \sin \omega a}{(\omega a)^4} \left\{ \frac{1}{r} \cos[\omega(\tau - r)] - \omega \sin[\omega(\tau - r)] \right\} \cos \theta,$$

$$\frac{1 - \cos \omega a - \frac{\omega a}{2} \sin \omega a}{(\omega a)^4} = \frac{1}{24} \text{ при } \omega a \rightarrow 0$$

Из этого выражения для потенциала получаются стандартные формулы для электромагнитного поля электрического диполя [2], если $\omega a \rightarrow 0$.

Таким образом, сформулирована общая задача излучения электромагнитного поля в вакууме. Эта задача сводится к интегрированию неоднородного дифференциального уравнения в частных производных второго порядка для электрического и магнитного векторов Герца. С использованием сферических функций неоднородные дифференциальные уравнения имеют частные производные только по времени и радиальной координате. В случае дипольного поля при произвольной зависимости источника от времени и радиальной координате получено выражение для электрического вектора Герца в виде двукратного интеграла по времени и радиальной координате по финитной области. Наличие финитной области является следствием причинного решения для источника с включением. Показано, что решение задачи со стандартной функцией Грина противоречит этому решению. Для источника с включением вида $\cos \omega \tau$ и сосредоточенного в пределах шара радиуса a переходной процесс для точек наблюдения вне шара ограничен промежутком $r - a < \tau < r + a$. После чего годятся стандартные формулы для поля электрического диполя.

Литература

1. Кириллов В.В. О решении уравнения Даламбера.// Региональная XIX конф. по распр. радиоволн. Санкт-Петербург, 19 ноября-21 ноября 2013.
2. Макаров Г, И., Новиков В. В., Рыбачек С. Т. Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью.// М., «Наука», 1991.
3. Тамм И. Е. Основы теории электричества.// М., «Наука», 1989.

ОБ ОПИСАНИИ ВНУТРЕННИХ ПОТЕРЬ В ПРОВОДНИКАХ СО СЛОЖНОЙ СТРУКТУРОЙ

Физический факультет СПбГУ

Показана ограниченность традиционного способа определения понятия «напряжение», используемого при электродинамическом выводе телеграфных уравнений, для линий электропередачи, выполненных из проводов, имеющих сложную, в частности, завитую структуру. Предложен обобщенный подход к характеристике внутренних потерь в проводе со структурой общего вида, в рамках которого учитывается вклад «магнитных аналогов» тока и напряжения. Предложенный подход применен для описания потерь в сталеалюминиевом проводе марки АС-70, получена зависимость его внутреннего импеданса от магнитной проницаемости центральной жилы.

В ряде прикладных задач электроэнергетики, среди которых можно отметить задачи моделирования номинальных и аварийных режимов распределительных сетей, расчет уставок систем релейной защиты, а также задачи идентификации и локализации аварий [1, 2], составляющие основу современной концепции «умная сеть» [3], ключевое значение имеет точность описания потерь в высоковольтных (ВВ) линиях электропередачи (ЛЭП). Для моделирования ЛЭП в рамках этих задач традиционно применяются телеграфные уравнения, оперирующие понятиями тока и напряжения в линии, а также ее погонными электротехническими характеристиками:

$$-\frac{d\vec{U}}{dz} = \hat{Z} \cdot \vec{I}, \quad -\frac{d\vec{I}}{dz} = \hat{G} \cdot \vec{U}, \quad (1)$$

где \vec{U} , \vec{I} — вектора фазовых напряжений и тока, \hat{Z} , \hat{G} — матрицы погонных импедансов и проводимостей на частоте ω , z — координата вдоль линии.

Наиболее простой вывод телеграфных уравнений для двухпроводной линии, опирается на теорию цепей и предполагает рассмотрение схемы замещения ее бесконечно малого участка (рис. 1а). Такой подход, однако, не позволяет выявить границы применимости телеграфных уравнений и вынуждает рассматривать погонные электротехнические характеристики в качестве базовых понятий, не давая строгих инструментов их определения.

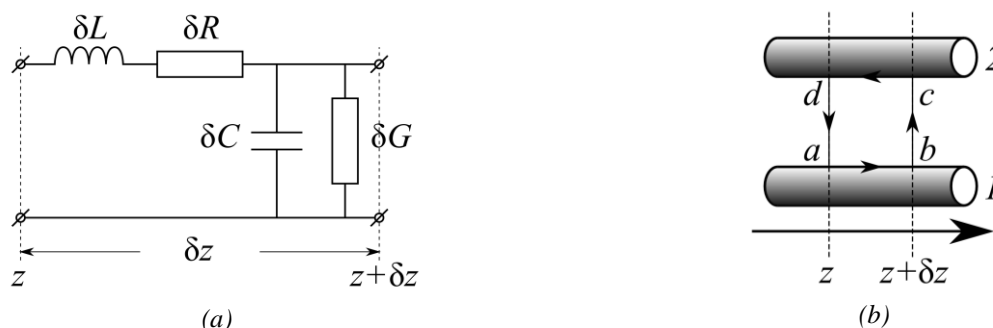


Рис. 1 а — схема замещения бесконечно малого участка двухпроводной линии, б — иллюстрация к электродинамическому выводу телеграфных уравнений для двухпроводной линии.

Аккуратный анализ границ применимости телеграфных уравнений и осмысление погонных параметров возможны только в рамках более общей теории — электродинамики Максвелла. В классической литературе по теории электромагнетизма и электромагнитных волн [4] можно найти вывод телеграфных уравнений, в рамках которого ключевым момен-

том является введение электродинамических понятий «ток» и «напряжение» в длинной линии, т.е. определение их как функционалов поля:

$$I_1(z) = -I_2(z) = I(z) = \int_S (\vec{j}, \vec{dS}), \quad U(z) = \int_{\Gamma} (\vec{E}, \vec{dl}), \quad (2)$$

где \vec{j} и \vec{E} — плотность тока и электрическое поле соответственно, S — сечение проводов 1 и 2 в данной точке линии, Γ — направленный отрезок $d \rightarrow a$ (кратчайший путь между поверхностями проводов 1 и 2 (рис. 1b) в данной точке линии).

Помимо понятий «ток» и «напряжение», (2) фиксирует тот режим, который рассматривается в рамках телеграфных уравнений — встречные токи в проводах 1 и 2. Введение определений (2) позволяет получить телеграфные уравнения как следствия закона сохранения заряда и закона электромагнитной индукции, а также придать погонным электротехническим характеристикам четкий электродинамический смысл. В ходе предложенного в [4] вывода становятся ясны условия применимости телеграфных уравнений, заключающиеся в предположении о локальном характере электромагнитного поля, которое оправдывается для достаточно низких частот.

Кроме тех присущих телеграфным уравнениям ограничений, которые отмечены в [4], можно усмотреть еще одно важное обстоятельство, выявляющееся при анализе их вывода и связанное с неявным предположением о форме проводов. В частности, в процессе вывода телеграфных уравнений возникает следующий промежуточный результат:

$$-\frac{dU}{dz} = E_z^{(1)} - E_z^{(2)} + i\omega\Psi, \quad (3)$$

где $E_z^{(1)}$ и $E_z^{(2)}$ — продольные компоненты электрического поля на боковой поверхности проводов 1 и 2, Ψ — погонный магнитный поток, т.е. предел отношения магнитного потока, пронизывающего контур $abcd$, к δz при $\delta z \rightarrow 0$ (рис. 1b). Именно $E_z^{(1)}$ и $E_z^{(2)}$ характеризуют внутренние потери в проводах 1 и 2 и могут быть представлены, как произведения тока в линии и т.н. внутренних импедансов проводов [4, 5].

Строго говоря, величины $E_z^{(1)}$ и $E_z^{(2)}$ имеют смысл лишь в случае, когда провода обладают формой круговых цилиндров. Для цилиндрических проводов с сечением произвольной формы величины $E_z^{(1)}$ и $E_z^{(2)}$ теряют свое содержание, что тем более верно для реальных ВВ проводов, состоящих из сердечника и нескольких внешних жил и имеющих сложную завитую структуру (рис. 2a). Таким образом, понятие «напряжение», введенное в (2), может характеризовать внутренние потери лишь в сравнительно простых случаях. Для проводов со сложной геометрией требуется пересмотр и обобщение электродинамических определений понятий «напряжение» и «внутренний импеданс», что имеет большое значение не только с методической точки зрения, но и чрезвычайно существенно в практических приложениях, связанных с упомянутыми в начале работы задачами.

Чтобы понять, как должно быть устроено обобщенное определение понятия «напряжение», отражающее потери в проводниках независимо от их геометрии, повторим вывод внутреннего импеданса из [5] для системы чуть более общего вида, чем круговой цилиндрический провод, а именно рассмотрим идеализацию завитого провода, изображенную на рис. 2b, которая состоит из кругового цилиндрического сердечника и бесконечно тонкого анизотропно проводящего слоя на его поверхности, изображающего жилы обмотки.

Полная мгновенная мощность $P(t)$, затрачиваемая на изменение энергии поля и выделение тепла внутри такого провода, может быть выражена как интеграл от вектора Умова-Пойнтинга \vec{s} по боковой поверхности провода S_{cyl} :

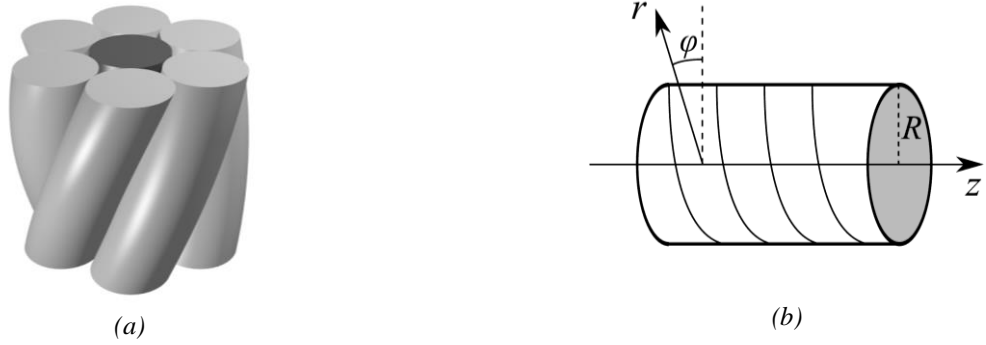


Рис. 2 *a* — схематичное изображение завитого провода с сердечником, *b* — схематичное изображение идеализированного завитого провода.

$$P(t) = - \int_{S_{\text{cyl}}} (\vec{s}, \overline{dS}) = - \int_{S_{\text{cyl}}} s_r \cdot dS = \int_{S_{\text{cyl}}} H_{\varphi} E_z \cdot dS - \int_{S_{\text{cyl}}} E_{\varphi} H_z \cdot dS \quad (4)$$

В отличие от вывода в [5], для рассматриваемой системы второе слагаемое в правой части (4) будет, вообще говоря, отлично от нуля, т.к. наличие «завивки» будет приводить к возникновению дополнительных компонент поля. Пользуясь цилиндрической симметрией идеализированного завитого провода, выражению (4) можно придать следующий вид:

$$P(t) = U(t)I(t) + V(t)J(t),$$

$$U = L E_z |_{r=R}, \quad I = 2\pi R H_{\varphi} |_{r=R} = \int_S (\vec{j}, \overline{dS}), \quad V = -2\pi R E_{\varphi} |_{r=R} = \frac{d}{dt} \int_S (\vec{B}, \overline{dS}), \quad J = L H_z |_{r=R}, \quad (5)$$

где L — длина провода, R — его радиус, $E_{\varphi,z} |_{r=R}$ и $H_{\varphi,z} |_{r=R}$ — продольные и угловые компоненты поля на поверхности провода.

Первое выражение из (5) показывает, что внутренние потери в идеализированном завитом проводе не могут быть выражены лишь с помощью произведения тока I и «внутренней части» напряжения U , как это возможно для кругового цилиндрического провода. Помимо этого произведения в (5) возникает слагаемое, равное произведению величин V и J , являющихся «магнитными аналогами» U и I .

Представление (5) было получено для конкретной системы. Его состоятельность, однако, может быть доказана для гармонических полей с частотой ω и в общем случае. Для этого внутренние потери P удобнее выразить через объемный интеграл от скорости изменения плотности электромагнитной энергии w и джоулевых потерь, которому можно придать вид линейной комбинации гармонической функции удвоенной частоты и константы:

$$P(t) = \int_{\Omega} \left(\frac{\partial w}{\partial t} + (\vec{j}, \vec{E}) \right) d\Omega = A + C \cos(2\omega t) + S \sin(2\omega t), \quad (6)$$

где Ω — область пространства, занимаемая проводником, A , C и S — некоторые постоянные коэффициенты.

Выражения для I и V в виде поверхностных интегралов из (5) сохраняют смысл при любой геометрии проводника. Причем, будучи линейными функционалами поля, I и V автоматически оказываются гармоническими функциями с частотой ω . В результате доказательство первого равенства из (5) в случае провода произвольной структуры сводится к отысканию гармонических функций U и J с частотой ω , обращающих его в тождество. Отталкиваясь от (6), можно показать, что таковые U и J существуют и определены единственным обра-

зом с учетом того, что должен выполняться предельный переход к традиционному определению напряжения в случае обычного кругового цилиндрического провода.

Имея в распоряжении все четыре гармонических сигнала U, I, V, J , восстановим их фазоры, применяя комплексный коэффициент Фурье по несущей гармонике $F_1[\cdot]$, и определим следующие комплексные электротехнические характеристики провода общей структуры на частоте ω :

$$Z_{int} = \frac{F_1[U]}{F_1[I]}, \quad \Lambda_U = \frac{F_1[V]}{F_1[U]}, \quad \Lambda_I = \frac{F_1[J]}{F_1[I]} \quad (7)$$

В (7) Z_{int} — обобщенный внутренний импеданс провода, две другие величины Λ_U и Λ_I — безразмерные коэффициенты, связывающие фазоры электрической и магнитной подсистем. Аналогичным образом могут быть введены соответствующие погонные характеристики.

Предложенный подход был использован для определения погонных параметров завитого сталеалюминиевого провода АС-70, применяемого в сетях среднего класса напряжений. Расчет гармонического электромагнитного поля осуществлялся с помощью метода конечных элементов. На рис. 3 представлена зависимость погонного внутреннего импеданса от магнитной проницаемости сердечника провода АС-70 при угле закрутки внешних жил 15° .

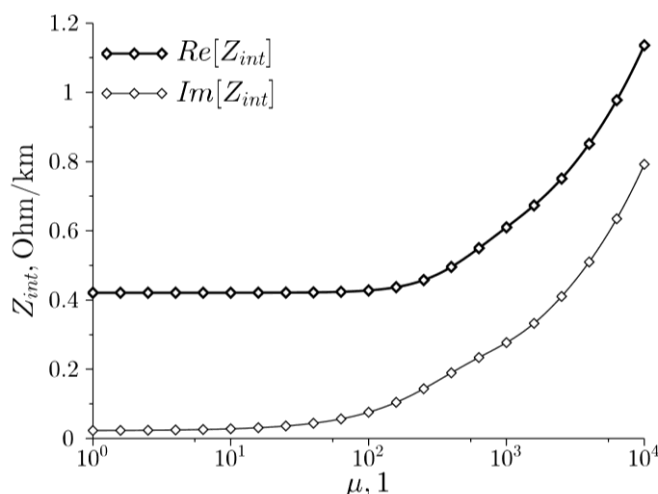


Рис. 3 Погонный внутренний импеданс провода АС-70 в зависимости от магнитной проницаемости сердечника при угле закрутки внешних жил 15° .

Приведенные на рис. 3 графики свидетельствуют о существенной зависимости внутренних потерь в проводе АС-70 от магнитных свойств сердечника, что согласуется с известными экспериментальными данными [6], тем самым подтверждая состоятельность изложенного в работе подхода.

Литература

1. Saha M.M., Izykowski J.J., Rosolowski E. Fault Location on Power Networks. Springer. 2010. 425 p.
2. Awad M.S. // IJES. 2012. V. 2(2). P. 210.
3. Kezunovic M. // IEEE Transactions on Smart Grid. 2011. V. 2(1). P. 11.
4. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: АСТ. 1988. 440 с.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. М.: Наука. 1982. Т. 8. 621 с.
6. Barrett J.S., et al. // IEEE Transactions on Power Systems. 1986. V. PWRD-1(2). P. 198.

. . . ,* . . . **

:

*

**

-

1967 .

10

1957 .
(Waite&Schmidt, 1961).

-

2000 .) BEDMAP2 (
BEDMAP2 24,8 .
Fretwelletal., 2013).
)

BEDMAP2 (

2012 .).

, BEDMAP ((Lytheetal., 2000, 2001;

1990-

5 . . . ,

XX

XX)

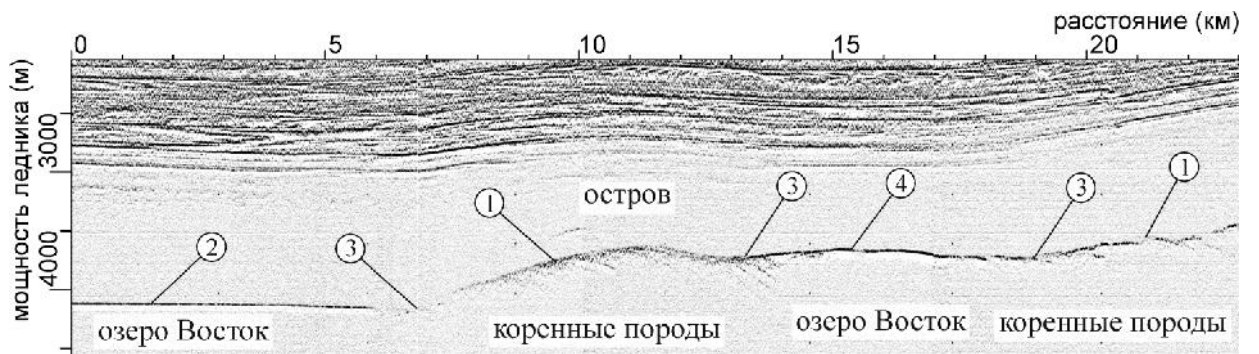
(. ,
) .

5-10

(, 2008 .; , 2013 .).

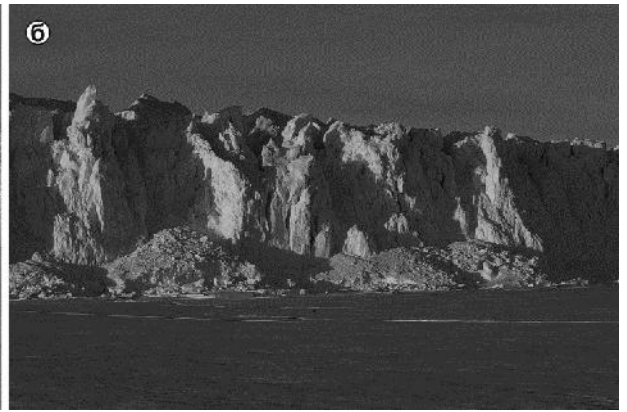
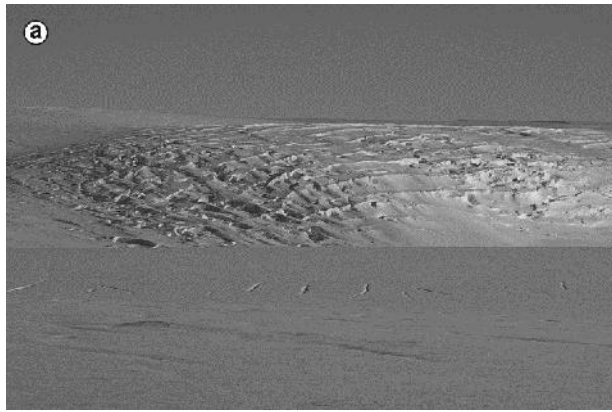
(2007,2011),
 (1).
 (2007;
 , 2011). 200 150

Skaftárkatlar
 (Thorsteinssonetal., 2006).



1.
 1- ; 2-
 ; 3- ; 4-

(2012/13
),



.2. () : - 2009 .; - 2007 .

radar), (deep-penetrating radar) – (ground-penetrating radar) –

1. ... () - ...
 , 26-29 2014 .), : I .- . (. .
 , 2014. 215-218.
2. Ewert H., Popov S.V., Richter A., Schwabe J., Scheinert M., Dietrich R. Precise analysis of ICESat altimetry data and assessment of the hydrostatic equilibrium for subglacial Lake Vostok, East Antarctica // *Geophysical Journal International*, 2012. — Vol. 191, — 2. — P. 557-568
3. ... // , 2011. — 1. — .
 25-35

(.2)

«

»

()

[1-6]

LC -

50-

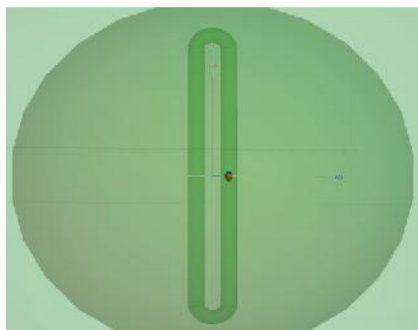
. 1)

. 2)

(1).

25

($\varphi = 1$)
21



=5 $\mu=1$

(,

0.002)

=5 $\mu=5$.

($\varphi = 1$) ,

[7]

[7]

$$\text{tg}\delta = \text{tg}\delta_{\mu} = 2.5 \cdot 10^{-4}$$

$\mu=5$

0.44.

0.44

P

1.5 18

P.

100.

25

0.5.
f₁

1

%; 2 -
%; 3

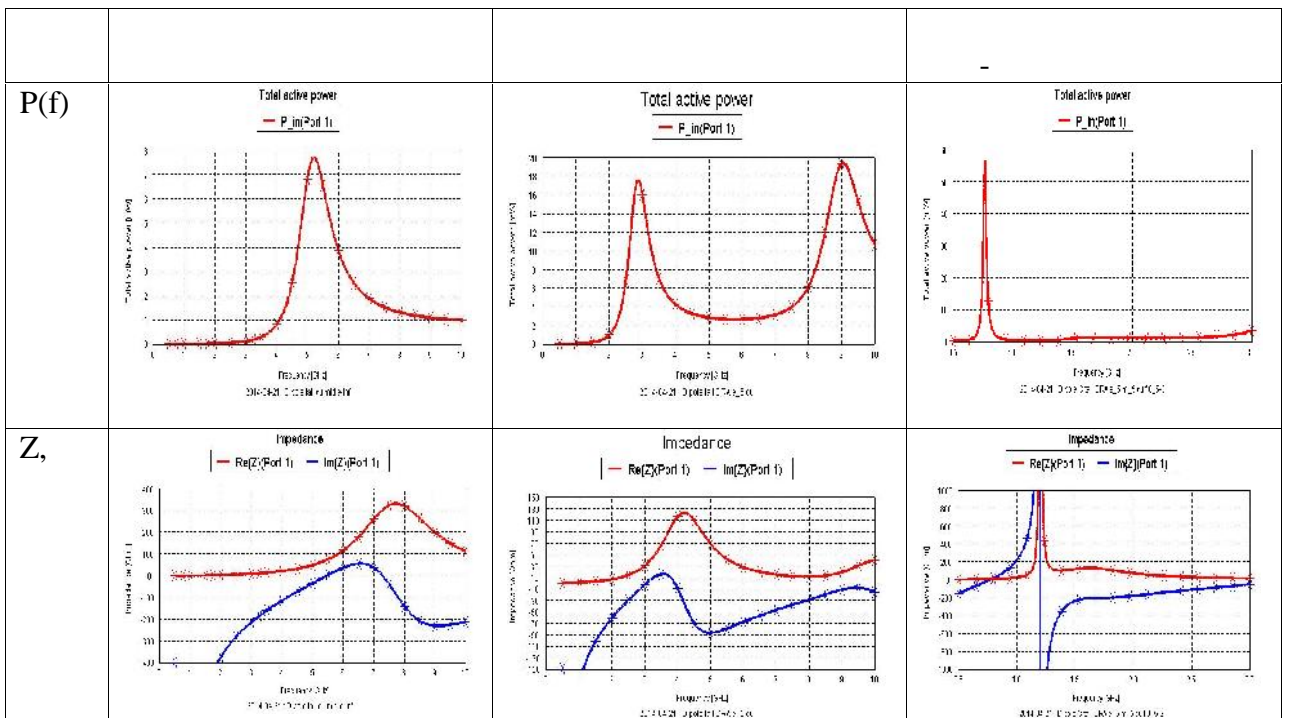
%; 4 -

f₁
%.

| | | f ₁ , | Δf _{0.5} , | R ₁ , | Z f ₁ | 1 | 2 | 3 | 4 |
|----|------|------------------|---------------------|------------------|------------------|----|----|----|-----|
| 1 | σ= | 5.827 | 0.5 | 72 | | | | 99 | |
| 2 | - σ= | 3.2 | 0.1 | 26 | 15.7 – j830 | | | 99 | 65 |
| 3 | - σ= | 3.32 | 0.07 | 7.5 | 16.8 – j780 | | | 98 | 67 |
| 4 | - σ= | 1.702 | 0.003 | 0.77 | 4.0 – j2000 | | | 92 | 16. |
| 5 | - σ= | 0.76 | 0.02 | 0.15 | 0.5 – j4400 | | | 83 | 1.1 |
| 16 | | 5.45 | 1.3 | 73 | | 92 | | 91 | |
| 17 | - | 3.22 | 0.15 | 11. | 11,6 – j189 | 99 | 89 | 97 | 83 |
| 18 | - | 3.04 | 0.3 | 32.8 | 9.8 – j213 | 99 | 80 | 98 | 80 |
| 19 | - | 1.709 | 0.008 | 4.8 | 2.8-j453 | 97 | 37 | 89 | 34 |
| 20 | - | 0.77 | 0.03 | 9.5 | 0.46-j1050 | 96 | 89 | 95 | 4.1 |

| | | | | | | | | | |
|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|
| | | | | | | | | | |
|--|--|--|--|--|--|--|--|--|--|

0.77 , 20 , 96% , 9.5 , $-$
 8.427 , $L = 4.086$, $- 95\%$, 20 , 16 , $: C =$
 $0.46-j1050$, 0.77 , 89% , 16
 $C = 7.708$, $L = 0.221$, 0.77 , 4.1% , $-$
 50 , 20 , 95% , 100 , 16 ,
 0.77 , 2.1%



100,

[1,3]

[5]

[5]

[8]

[6].

- $\Delta f_{0.5}$.

8

1. 8 2010
2. :
//
3. , 1986.
4. *S. R. Best, Advances in the design of electrically small antennas, Short Course, IEEE AP Symposium, 2003*
5. Experimental Validation of Performance Limits and Design Guidelines for Small Antennas Daniel F. Sievenpiper, et.at, *IEEE tr. on AP*, vol. 60, no. 1, january 2012
6. Small antennas and radiation resistance. // [.]. URL: http://www.w8ji.com/radiation_resistance.html
7. // IX , 19 , 20 2013
8. , . 11, .1, 2, 2005

О.И.Столяров.

О СОГЛАСОВАНИИ КОРОТКИХ ВИБРАТОРНЫХ АНТЕНН.

Физический факультет СПбГУ.

Изложена методика согласования коротких в масштабе длины волны вибраторных антенн, обладающих большим по модулю входным импедансом. Для этого использовано самосогласованное тройниковое соединение, позволяющее точно рассчитать матрицу рассеяния. Приведен пример согласования с питающим фидером антенны, имеющей размер вибратора $1/5$ длины волны в свободном пространстве.

Способы согласования антенны с подводимым фидерным трактом и соответствующие устройства хорошо известны. Применяются четвертьволновые трансформаторы, трансформаторы импедансов [1, С.216]. В отдельных разработках используются устройства типа «стакан», U-колени и другие [2, С.259]. В последние годы получили распространение согласующие схемы на дискретных элементах, позволяющие использовать возможности вычислительной техники при оптимизации их для мобильных устройств. Последние имеют короткие по сравнению с длиной волны антенны, индикатор сигнала и нелинейные элементы для подстройки схемы управляющим сигналом. Можно предполагать, что лучшие из таких зарубежных разработок патентуются в России [3].

Известные трансформаторы импедансов содержат Т-образные соединения линий передачи. Проведенные исследования показали, что такие соединения полностью согласовать невозможно [4, С. 149]. Сравнение с экспериментом также дает приближенные значения согласующего эффекта, рассчитанного по матрицам рассеяния, элементы которых получены не чисто электродинамическим путем [1, С. 168]. Однако, имеются так называемые самосогласованные тройники, которые оказываются согласованными по входному плечу при подсоединении к двум другим плечам согласованной нагрузки. Элементы матрицы рассеяния некоторых таких тройников можно определить строго электродинамически. Применение последних для согласования позволит на практике получать результаты, соответствующие расчетным. Особенно это важно для антенн достаточно низких радиочастот.

В данной работе излагается методика расчета согласующего устройства на основе самосогласованного тройникового соединения. Приведен пример расчета такого устройства для антенны в виде короткого несимметричного вибратора.

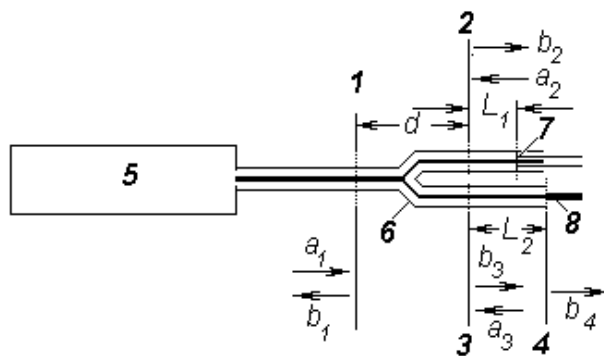


Рис. 1.

Согласующее устройство показано на рис. 1 и представляет собой коаксиальный тройник 6 с закорачивающим подвижным поршнем 7 в одном из плеч. Чтобы тройник был самосогласованным, волновое сопротивление фидера от источника сигнала 5 должно быть в два раза меньше волнового сопротивления других плеч. Антенна 8 подключается через отрезок коаксиальной линии большего волнового сопротивления длиной L_2 , которая определяется при расчете.

Амплитуды падающих и отраженных волн отсчитываются в поперечных сечениях 1, 2, 3 и 4 коаксиальных линий, их обозначения и направления приведены на рисунке. Амплитуды пропорциональны комплексным амплитудам поперечных компонент электрического поля, а квадраты модулей - потоку энергии волны. При таком выборе амплитуд волн они связаны между собой элементами S_{pq} матрицы рассеяния ($p, q \rightarrow 1, 2, 3$) [5]. Если не учитывать потери энергии в металлических стенках, то элементы матрицы рассеяния можно найти из закона сохранения энергии и свойств симметрии тройника. Плоскости поперечного сечения 1 и 2 выберем на расстоянии длины TEM волны в линии передачи, которая одинакова для всех плеч. В режиме, когда в плече 1 имеется падающая волна с комплексной амплитудой 1 в плоскости 1 и других падающих волн нет, мощность в плечах 2 и 3 делится пополам со сдвигом фазы поля 2π . Система уравнений тогда имеет вид:

$$\begin{aligned} 0 &= S_{11} + S_{12}0 + S_{13}0, \\ 1/\sqrt{2} &= S_{21} + S_{22}0 + S_{23}0, \\ 1/\sqrt{2} &= S_{31} + S_{32}0 + S_{33}0. \end{aligned}$$

Эта система с учетом симметрии матрицы определяет 5 из 9 коэффициентов S_{pq} . Для волны обратного направления получим еще одну систему уравнений:

$$\begin{aligned} 1 &= S_{11}0 + S_{12}/\sqrt{2} + S_{13}/\sqrt{2}, \\ 0 &= S_{21}0 + S_{22}/\sqrt{2} + S_{23}/\sqrt{2}, \\ 0 &= S_{13}0 + S_{23}/\sqrt{2} + S_{33}/\sqrt{2}. \end{aligned}$$

Первое уравнение представляет собой тождество, остальные дают два соотношения между коэффициентами S_{22} , S_{23} и S_{33} . Последнее условие для нахождения всех элементов матрицы рассеяния получим, используя режим короткого замыкания плеча 1 на некотором расстоянии от плоскости 1. Известно, что это расстояние можно выбрать так, чтобы падающая волна в плече 2 без отражений выходила из плеча 3 [4, С. 149]. Это условие имеет вид:

$$\begin{aligned} b_1 &= 0a_1 + S_{12}1 + S_{13}0, \\ 0 &= S_{21}a_1 + S_{22}1 + S_{23}0, \\ b_3 &= S_{13}a_1 + S_{23}1 + S_{33}0. \end{aligned}$$

В результате все элементы матрицы рассеяния определяются из электродинамических соотношений без привлечения методики эквивалентных схем. Получим:

$$\begin{aligned} S_{11} &= 0, \quad S_{12} = S_{21} = S_{31} = S_{13} = 1/\sqrt{2}, \\ S_{32} &= S_{23} = 1/2, \quad S_{22} = S_{33} = -1/2. \end{aligned}$$

Для полного согласования надо определить длины L_1 и L_2 , которые изменяют коэффициенты отражения в сечениях 2 и 3 по сравнению с коэффициентами отражения от входа антенны и поршня. Обозначим коэффициенты отражения в названных сечениях через $-e^{i\varphi}$ и K соответственно. Полагаем $a_1 = 1$, а модуль K известным. При этом учтено, что коэффициент отражения от самого поршня равен -1 . Будем иметь:

$$b_1 = -\frac{1}{\sqrt{2}}b_2e^{i\varphi} + \frac{1}{\sqrt{2}}b_3K, \quad b_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{2}b_2e^{i\varphi} + \frac{1}{2}b_3K, \quad b_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{2}b_2e^{i\varphi} - \frac{1}{2}b_3K.$$

В этой системе уравнений при отсутствии отражений от входа тройника можно считать $b_1=0$ при модуле b_4 равном 1. В результате решения системы получаем выражения для амплитуд всех волн и условие полного согласования. Опуская математические выкладки, приведем результаты:

$$-e^{i\varphi} - 2|K|e^{i(\varphi+\gamma)} + |K|e^{i\gamma} = 0. \quad (1)$$

$$b_2 = \frac{\sqrt{2}(1+|K|e^{i\gamma})}{2+|K|e^{i\gamma} - e^{i\varphi}} \quad (2)$$

$$b_3 = \sqrt{2} \frac{1 - e^{i\varphi}}{2 + |K|e^{i\gamma} - e^{i\varphi}} \quad (3)$$

$$b_1 = \frac{-e^{i\varphi} - 2|K|e^{i\gamma}e^{i\varphi} + |K|e^{i\gamma}}{2 + |K|e^{i\gamma} - e^{i\varphi}} \quad (4)$$

Уравнение (1) получается из условия $b_1=0$. Решение этого уравнения дает значения φ и фазы γ коэффициента отражения K . Последняя связана с фазой ψ коэффициента отражения в сечении 4 от входа антенны.

$$\varphi = 2\beta L_1, \quad \gamma = 2\beta L_2 + \psi, \quad (5)$$

β - волновое число волны в коаксиальном тракте. На практике остается только измерить коэффициент отражения от входа антенны для определения модуля K и ψ .

Изложенная методика проиллюстрирована ниже на примере согласования несимметричного вибратора длиной $1/5$ длины волны в свободном пространстве, параметры которого взяты из [2, С. 267]. Входной импеданс, рассчитанный по методу Стреттона и Чу, равен $5 - i150$ ом, коэффициент отражения для тракта 150 ом в сечении 4 равен $0,967e^{-1,57}$. Без согласования отражается доля мощности $0,935$. Надо подставить модуль коэффициента отражения в уравнение 1, найти вещественные значения φ и γ . По мнению автора наиболее просто это можно сделать численно. Попытки аналитического решения этого комплексного уравнения приводят к необходимости отделять комплексные корни, которые соответствуют либо трактам с активными потерями, либо трактам с активной средой. Можно свести задачу к двум вещественным уравнениям, но все равно приходится привлекать ЭВМ.

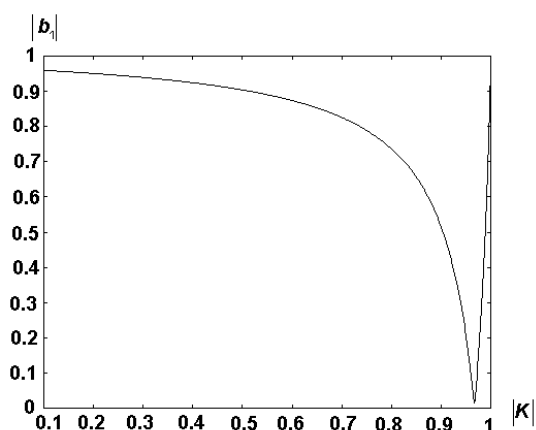


Рис. 2.

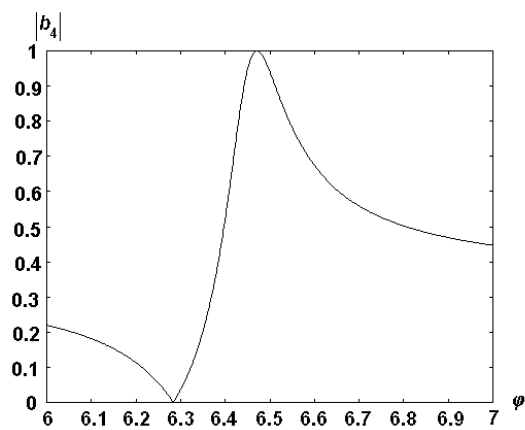


Рис. 3.

После нахождения упомянутых фаз легко рассчитать амплитуды рассеянных волн по формулам (2), (3) и (4). Результаты расчета отражены на приводимых рисунках, показывающих зависимость модуля амплитуд либо от модуля измеренного коэффициента отражения, либо от фазы φ . Последнее соответствует настройке согласующего устройства поршнем. Длины L_1 и L_2 определяются из (5).

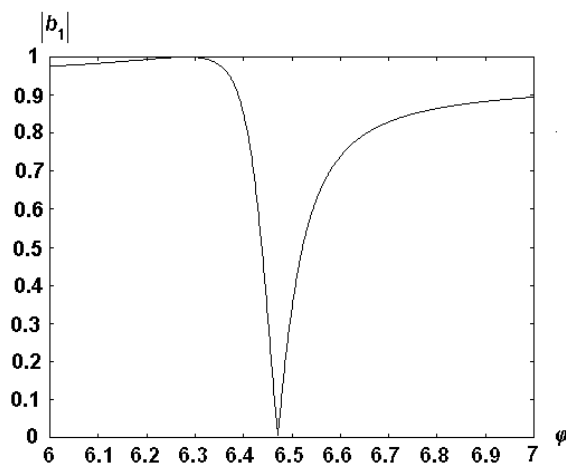


Рис. 4.

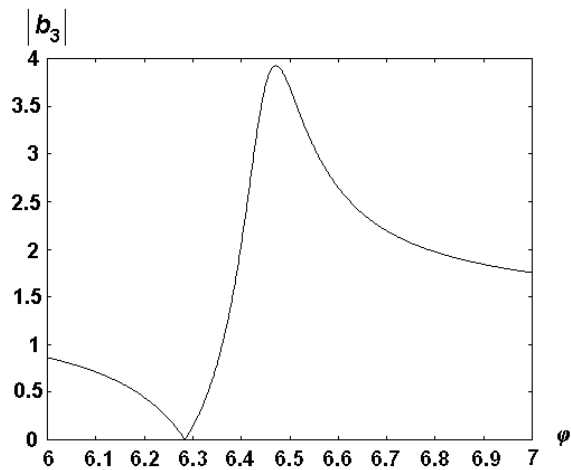


Рис. 5.

Рисунок 5 наглядно отражает физический принцип согласования. Поле перед входом антенны повышается настолько, чтобы «преодолеть» барьер, создаваемый отражениями.

Следует отметить, что такие же результаты можно получить, если выбрать для φ другие значения, отличающиеся от приведенных на рисунках на 2π и близкие к нулю. Однако, этого делать нельзя по той простой причине, что матрица рассеяния отражает соотношения только между амплитудами распространяющихся волн. Малому значению φ отвечает положение поршня, которое искажает реальное поле в месте соединения линий передачи и это искажение матрицей рассеяния не учитывается.

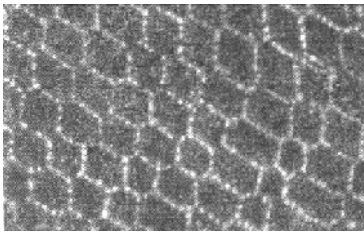
Полное согласование достигается только на одной частоте. Рабочая полоса частот определяется допустимым отклонением от полного согласования и не рассмотрена в данной работе.

Литература.

1. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1970.
2. Айзенберг Г.З. Антенны ультракоротких волн. М.: Гос. Изд-во по вопросам связи и радио, 1967.
3. НГУЕН Хейн, ЧЖОУ Йи, ПАРПИА Виджай. Согласующая схема для адаптивного согласования импеданса в радиоустройствах. Патент РФ № 2497306, 2010.
4. Харвей А.Ф. Техника сверхвысоких частот. Перевод с английского под ред. В.И.Сушкевича. Т. 1. М.: Сов. радио, 1965.
5. Будурис Ж., Шеневье П. Цепи сверхвысоких частот. Теория и применение/ Перевод с французского. М.: Советское радио, 1979, С. 159

[1].

$$\frac{10^8 - 10^{14}}{10^{12} - 10^{15}}^{-2}$$



. 1.

. 1,

[2].

[3].

$$\Delta E + \frac{8f^2 m}{h^2} (W - W_p) = 0, \tag{1}$$

$$W_p = W_p(x)$$

x

, m -

, h -

W -

(1)

. 2.

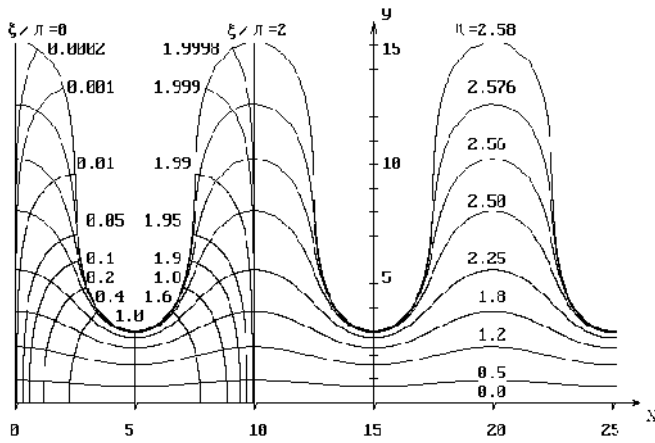
z

:

$\langle, \eta,$

$$\Delta E_z + k_1^2 h_0^2 E_z = 0, \quad (2)$$

$$k_1^2 = \tilde{S}^2 V_0 \sim 0, \quad V_0 \sim 0 \quad z=0 \quad y=0 \quad y=y_1, \quad y_1 \sim$$



$$H_z = \frac{1}{ih_0 \tilde{S} \sim 0} \frac{\partial E_z}{\partial y}, \quad H_y = \frac{1}{ih_0 \tilde{S} \sim 0} \frac{\partial E_z}{\partial x}. \quad (3)$$

$$W = \tilde{S}, \quad 2m \frac{W - W_p(x, y)}{W^2} = h_0^2(x, y) V_0 \sim 0.$$

h_0

$$\mathbf{J} = i(\mathbf{E} \nabla \mathbf{E}^* - \mathbf{E}^* \nabla \mathbf{E}),$$

$$i(E_z \nabla E_z^* - E_z^* \nabla E_z)$$

(3)

(1)

(2)

[3],

[4].

，
，
，
，
，
，
π.
[1]，
？

1. 2233349, C22F1/00, 2004.
2. . . 1. . . , 1960, . 586.
3. . . , . 4, 2000, . 4 (26), . 35 – 44.
4. . . : , 1991. . 444.

CONTENTS

| | |
|---|-----------|
| LOW FREQUENCY RADIO WAVE PROPAGATION. MODELS OF THE LOWER IONOSPHERE AND THE EARTH SURFACE..... | 3 |
| O.I. Akhmetov, I.V. Mingalev, O.V.Mingalev, Yu.V. Fedorenko. A NEW NUMERICAL METHODS OF MAXWELL'S EQUATIONS SOLUTION TESTING BY ANALITICAL SOLUTION FOR THE HARMONIC ELECTRIC DIPOLE The paper discusses the test results of the new numerical scheme on the spatial 2- dimensional analytical solutions. The source is a harmonic point electric Hertz dipole in infinite homogeneous isotropic environment, which is dielectric or conductor. The report is shown that the field in the steady state with good accuracy replicated in the simulation area of the intermediate (middle) zone and the far field. | 4 |
| T.I. Bichoutskaia and G.I. Makarov THE TWO SEMICYLINDERS INFLUENCE ON A FIELD OF THE LINEAR RADIATOR NEARBY In the case where the filament of dipoles is located near two semicylinders towering over a perfectly conducting plane, the 2D problem of the field thereof is solved in the quasistatic approximation with the help of the reflection theorem and the conformal transformation of a doubly connected region. The analytical expressions for the electric field are derived when semicylinders come in contact and their approach influence on the near field and far field is investigated..... | 8 |
| I.I. Kononov, V.S. Snegurov, A.V. Snegurov, I.E. Yusupov ACCURACY CHARACTERISTICS OF DIFFERENCE TIME OF ARRIVAL SYSTEM OF LIGHTNING LOCATION Accuracy characteristics of the developing now in the European part of Russia multi station lightning location system (in Russian publications known as "Alves 9.07") based on the difference time of arrival method are considered. The main sources of system's errors are analyzed, results of model and experimental estimates of these errors values are given and the possible ways of their reduction are discussed..... | 12 |
| A. B. Orlov, A. N. Uvarov, L. G. Tamkun THE MODEL OF DAY-TIME LOWER IONOSPHERE. ESTIMATE OF THE HELIOCYCLIC VARIATIONS DELAY USING VLF PROPAGATION DATA The changes of parameters of global ionosphere model (25 - 75 km) for quiet conditions in a 11-years cycle of solar activity is estimated using experimental data about VLF propagation on long paths. Published information about electron production rate and about effective coefficient of losses are used in the model. The heliocyclic variations delay time in the lower ionosphere is estimated. The calculated profiles N(h) have monotonous character. Validity of applying S-form profiles for forecasting the VLF- field for short propagation paths is discussed..... | 17 |

A. A. Pylaev , L. G. Tamkun

**THE EFFECT OF THE PERMITTIVITY OF THE UNDERLYING SURFACE
ON THE PROPAGATION OF RADIO NAVIGATIONAL SIGNALS**

In this paper we consider the effect of the relative permittivity of the underlying surface on the propagation of radio signals LW-MW range. Proposed single empirical formula smooth dependence of permittivity conductivity underlying medium . The efficiency of its use in a wide range of radio frequencies.....

24

G. F. Remenets, A. M. Astafiev

**SOUTHERN BOUNDARY OF THE ULTRARELATIVISTIC ELECTRON
PRECIPITATIONS (FOR SEVERAL CASES OF 1982-1987 YEARS).**

An Inverse problem was solved for VLF wave propagation on the base of monitoring of the radio navigation signals. The south boundaries of the ultrarelativistic electron precipitations were determined for few dates: on September 15, 1982; on December 3, 1982; on April 16, 1984; on April 23, 1986, and on May 13, 1987.....

28

**V.D. Tereshchenko, E.B. Vasiljev, V.A. Tereshchenko, O.F. Ogloblina,
S.M.Chernjakov**

**IONOSPHERIC EFFECTS OF THE KOLA METEORITE FLIGHT AND
EXPLOSION**

Research results of effects of the Kola (Annan) meteoroid explosion on the night of 18 to 19 April 2014 are presented. Variations of reflection amplitudes and electron concentration at the lower ionosphere heights according to the data of the partial reflection radar of PGI KSC RAS were considered. From the variations of the parameters it was found that disturbances are typical for acoustic-gravity waves. These disturbances have appeared through 8 – 30 minutes after meteorite explosion. They had oscillation periods about 3, 6, 8, 9 and 16 minutes and amplitudes of relative variations of electron concentration about 0.2 – 0.3 for infrasonic oscillations and 0.3 – 0.8 for interior gravitational waves. The calculated horizontal velocity of these waves in east direction from an explosion place has made 300 – 365 m/c and 160 – 180 m/c accordingly.

32

**HIGH FREQUENCY RADIO WAVE PROPAGATION AND STRUCTURE OF
THE UPPER IONOSPHERE**

37

**T.D. Borisova, N.F. Blagoveshchenskaya, A.S. Kalishin, . . Rietveld,
T.K. Yeoman, I. Högström**

**MODIFICATION EFFECTS OF THE AURORAL IONOSPHERIC F REGION BY
POWERFUL HF RADIO WAVES AT FREQUENCIES IN THE VICINITY OF
FIFTH AND SIXTH ELECTRON GYROHARMONICS**

We present the experimental results related to the studies of phenomena in the high latitudinal ionospheric F-region induced by powerful O- mode HF radio waves injected towards magnetic zenith, when the heater frequencies are near the fifth and sixth electron gyroharmonic frequency, $f_H = 5f_{ce}$ and $6f_{ce}$. Multi-instrument diagnostics, such as the EISCAT incoherent scatter radar (930 MHz) at Tromsø, the CUTLASS radar and SEE (stimulated electromagnetic emission) receiver have been used for the analysis of data obtained. The coexistence of the thermal (resonance) parametric instability (TPI) and parametric decay instability (PDI) and the oscillating two stream instability (OTSI) was found in the vicinity of fifth and sixth gyroresonances.

38

F.I. Vybornov, A.V. Pershin, A.V. Rakhlin

**ON THE APPLICATION OF MULTIFRACTAL ANALYSIS TO STUDY THE
STRUCTURE IONOSPHERIC TURBULENCE**

The article discusses the use of different methods of analysis of self-similar structure (methods of multidimensional structural functions, the wavelet transform, the maximum modulus of the wavelet transform (WTMM), MF-DFA (multifractal-detrended fluctuation analysis), the wavelet leaders (WL - wavelet leaders)) transionospheric signals from transmitters on board artificial satellites (satellites) that are sufficiently informative to study the properties of the ionospheric turbulence.....

42

O.S. Gashevskaya, V.I. Naryshkin, G.M. Strelkov

**A BISUPERGAUSSIAN CHIRP RADIO WAVE PULSE IN GASEOUS MEDIUM
WITH RESONANCE ABSORPTION**

In this report we investigate the main features of ultrashort chirp bisupergaussian radio wave pulse when it propagating in a single resonance Lorentz medium concerned with variations of initial pulse's envelope. Characteristic pulse duration is equal a nanosecond and carrier frequency is equal 183,36 GHz what is resonance frequency of strongest line of water vapour in millimeter waverange. Under other equal conditions the distortions are decreasing when the rate of supergaussianity grows.

45

N.A. Korenkova, V.S. Leschenko, Iu.V. Cherniak

**PERIODS OF PLANETARY WAVES IN TIME VARIATIONS $foF2$ AT
KALININGRAD STATION DURING WINTER 2010**

The paper presents data at the Kaliningrad station (54,6°N; 20°E) of variations foF2 and wavelet analysis results of the temporal variations of foF2 for winter 2009-2010. In January-February 2010 in the stratosphere observed sudden stratospheric warming, which may lead to a modification of the wind circulation at altitudes F2 region of the ionosphere. The paper presents the changes in the periods of planetary waves present in the variations of foF2 for the entire winter period during the stratospheric warming in January-February 2010.....

48

D.S. Kotova, M.V. Klimenko, V.V. Klimenko, V.E. Zakharov

**USING IRI AND GSM TIP MODEL RESULTS AS ENVIRONMENT FOR HF
RADIO WAVE PROPAGATION MODEL DURING GEOMAGNETIC STORMS
ON SEPTEMBER 26-29, 2011**

We used numerical results obtained from IRI-2012 and GSM TIP models as propagation environment for HF signals from an equatorial transmitter. We compared the obtained radio paths in quiet conditions and during main and recovery storm phases and evaluated radio wave attenuation in different media models. We examined the physical mechanisms responsible for the formation of the ionospheric effects during the main phase of geomagnetic storm that occurred at the rising phase of the 24th solar cycle.....

53

I.V. Krasheninnikov

**ON A MECHANISM OF THE CAPTURE EFFECT OF PROBING RADIO WAVES
INTO ARTIFICIAL IONOSPHERIC RESONATOR**

The results of the oblique chirp-sounding data analysis in the heating experiments in 2007 with possible registration of the capture effect of diagnostic radio waves into artificial large-scale electron density cavity and spot lighting the near-zone heating facility "Sura" are presented. Possible mechanisms of the formation of an additional track on oblique radio-sounding ionograms of the ionosphere are discussed.....

57

I. Nosikov, P.F. Bessarab, M. Klimenko

DIRECT VARIATIONAL METHOD FOR CALCULATING PATHS OF THE HF RADIO WAVE PROPAGATION - STATEMENT OF THE PROBLEM AND PRELIMINARY RESULTS

Generalization of the Nudged Elastic Band method for calculating the paths of the HF radio wave propagation is proposed. The method is applied to a test problem of the radio wave propagating in a medium with parabolic refractive-index profile. The numerical results show good agreement with analytical solution of the eikonal equation. Convergence of the proposed algorithm as a function of its control parameters is also studied.....

61

D. D. Rogov, E. V. Moskaleva, N. Y. Zaalov

MODELING OF HF RADIO WAVE ABSORPTION ON OBLIQUE SOUNDING RADIO PATHS DUE TO SOLAR X-RAY FLARE

The absorption of HF radio wave induced by solar X-ray flare observed on 11 April 2013 is investigated. The structure of oblique sounding ionograms in the Arctic region of Russia is considered. The original model of the ionosphere developed for HF propagation problems was employed. The simulation algorithm has been designed to accept a large variety of ionospheric conditions. On the basis of the SWPC D-region Absorption model the absorption effects in the ionosphere at sub-auroral latitudes of the Earth were calculated. The oblique ionograms simulated with the absorption effect and ionograms provided by Russian network of ionospheric observations deployed in Arctic region exhibit quite a good resemblance.....

65

G.M. Strelkov

THE DISPERSIVE DISTORTIONS OF RADIO WAVE PULSE WITH HARMONIC FREQUENCY MODULATION IN A SINGLE-RESONANCE LORENTZ GASEOUS MEDIUM

The report deals with the long distance propagation of short radio wave pulses in a single-resonance Lorentz medium. The initial pulse's form is a rectangle and frequency modulation law is sinusoid. The treatment is based on new problem solution which does not utilize Fourier integral basically. Pulse duration is near nanosecond and its carrier frequency is near 183,36 GHz what is resonance frequency of strongest line of water vapour in millimeter waverange.....

68

G.M. Strelkov

THE DISPERSIVE DISTORTIONS OF ULTRASHORT PULSE IN A SINGLE-RESONANCE LORENTZ GASEOUS MEDIUM

The report deals with the long distance propagation of ultrashort chirp radio wave pulses in a single-resonance Lorentz medium. The initial pulse's form is segment of sinusoid. The treatment is based on new problem solution which does not utilize Fourier integral basically. Pulse duration is several picoseconds approximately and main frequency in the pulse's spectrum is near 183,36 GHz what is resonance frequency of strongest line of water vapour in millimeter waverange.

72

G.M.Strelkov

**ELSE ON DESCRIPTION OF CHIRP PULSE DISTORTIONS IN COLD PLASMA
BASED ON THE METHOD OF STATIONARY PHASE**

The applicability is discussed of the method of stationary phase for description of chirp pulse distortions in cold plasma. The case of collisionless plasma is analysed as one of the most simple problem's statement. The method can lead and leads really to non-adequate results for the pulse's evolution in cold plasma ..

76

G.M. Strelkov, Yu.S. Khudyshev

**THE DISPERSIVE DISTORTIONS OF CHAOTIC RADIO WAVE PULSE AT
INTERPLANETARY PATH**

Dispersion distortions of short chaotic radio wave pulses under its propagating at interplanetary paths with high values of integral electron concentration (TEC) are considered. The most essential feature of distortions is the transformation of pulse's envelope to the form of its energy spectrum reversed as to frequency. ...

80

S.A. Chernouss, I.I. Shagimuratov, I.I. Efishov, Y.V. Cherniak, N.Y. Tepenitzina
**PHASE FLUCTUATIONS OF GPS SIGNALS ASSOCIATED WITH AURORAL
ACTIVITY DURING 2 OCTOBER 2013 GEOMAGNETIC STORM**

In the paper the data of GPS phase fluctuations caused presence in the ionosphere of the different scale irregularities during the 2 October 2013 geomagnetic storm are presented. In storm time the intensive phase fluctuations associated with auroral activity were observed at the subauroral and auroral ionosphere. The feature of this storm it was what during aurora phase fluctuations of GPS signals also registered on the middle latitude Kaliningrad station. It brings in evidence that during storm the auroral oval is displaced to equator.

84

**I.I. Shagimuratov, G.A. Yakimova, I.E. Zakharenkova,
N.Y. Tepenitzina, Y.V. Cherniak, , and L.M. Koltunen**

**VARIATIONS OF THE IONOSPHERIC ELECTRON CONTENT IN THE HIGH
LATITUDE IONOSPHERE OBTAINED ON BASE GPS OBSERVATIONS**

The variations of TEC using GPS observations of Greenland network latitudinal range of 60°-85°N for quiet and disturbed conditions are presented. The features of high latitude GPS observations for the TEC to calculate are discussed. The dynamics of the high latitudinal TEC profiles during storm are represented.

88

| | |
|---|-----------|
| GENERAL PROBLEMS OF RADIATION AND RADIO WAVE PROPAGATION | 93 |
|---|-----------|

I. V. Andronov

SCATTERING OF AN ELECTROMAGNETIC WAVE INCIDENT AT A SMALL ANGLE TO THE AXIS OF A STRONGLY ELONGATED BODY

The short-wave asymptotics of the far field in the problem of paraxial scattering of a plane electromagnetic wave by a perfectly conducting strongly elongated spheroid is derived. The leading term of this asymptotics is shown to give the approximation of the far field amplitude with high accuracy even at moderately high frequencies..... 94

M.A. Bisyarin, I.M. Oreshnikov

ASYMPTOTIC DESCRIPTION OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD COMPONENTS OF A SOLITON PULSE IN A GRADED-INDEX OPTICAL FIBRE WITH LONGITUDINAL INHOMOGENEITY

Propagation of a short electromagnetic pulse in the round cross-section waveguide with a continuous dependence of the refractive index on the radial coordinate is investigated by means of an analytical technique including the vector nature of the electromagnetic field, nonlinearity of the process, material dispersion and longitudinal inhomogeneity of the waveguide. The transverse distribution of the pulse wave field and the high-frequency carrier are shown to meet a typical spectral problem. The pulse envelope nonlinear dynamics is stated to obey a generalized nonlinear Schrödinger equation with coefficients depending on the longitudinal coordinate..... 98

V.V. Vorobev, A.V. Tyukhtin

RADIATION OF CHARGED PARTICLE BUNCH MOVING IN THE PRESENCE OF PLANAR GRID STRUCTURE

Charged particles radiation is widely used for their detection. Recently, the possibility of application of this radiation for diagnostics of bunches was also examined. In this work a flat grid structure comprised of parallel conductors is chosen as a target. Averaged boundary conditions are used for consideration of the grid influence on the field of particle bunch. It is assumed that the bunch has a small cross section and any longitudinal distribution of charge density. Analytical expressions for the field of the bunch intersecting the grid and moving along it are obtained. Volume radiation in the first case is analyzed. The attention is focused on the study of surface waves. It is shown that in both cases they have structure that allows assessing the size of the bunch..... 102

V. A. Glukhov, I. R. Kulikov, Yu. A. Tolmachev

APPLICATION OF SYSTEMS WITH SUPERLUMINAL PROPAGATION OF PERTURBATIONS FOR DETERMINATION OF AUTOCORRELATION FUNCTION OF OPTICAL SIGNALS

Using the autocorrelator based on the Fresnel biprism the properties of light flow from different thermal sources were studied. The way to measure autocorrelation and cross-correlation functions was demonstrated..... 106

A.I. Davydov

METHODS OF DEFINITION OF SIMILARITY CRITERIA OF ELECTROMAGNETIC PROCESSES IN NON-UNIFORM ENVIRONMENTS

Methods of definition of similarity criteria in a similar physical modeling of electromagnetic processes in non-uniform environments as in the presence of the mathematical description of these processes and at their absence by method of the analysis of dimensions of the defining sizes of characteristics of these processes and parameters of non-uniform environments are considered in the work..... 110

D.V. Drozdov, Y.V. Rybakov

SOME PRELIMINARY RESULTS OF SUPERVISION OVER MOIST CHARACTERISTICS OF THE ATMOSPHERE FROM SAMOLET-LABORATORII BOARD

Results of supervision over moist characteristics of the atmosphere by means of an experimental sample of the microwave radiometer installed onboard the plane laboratory are given in work. The obtained data are compared to results of aerological sounding on the route of flight and model calculations 113

T. T. Ermolaeva

ADAPTIVE METHOD FOR MEASURING LOW-INTENSITY THERMAL LOSSES IN DIELECTRIC RADIATIONS IN MICROWAVE FIELD

THE CONDITIONS FOR DIRECT MEASUREMENTS OF THE MICROWAVE POWER OF THERMAL LOSSES IN DIELECTRIC SEE RESULTING FROM ELECTRONIC PHASE TRANSITIONS ARE DISCUSSED. IT IS SHOWN THAT THE POWER OF THE MICROWAVE ENERGY ABSORBED BY THE REGISTER TO THE COORDINATES $Q_{\text{ABSORB.}} = F(\dots)$, IN $\text{REZ.} = \text{CONST}$, WHERE $Q_{\text{ABSORB.}}$ IS THE RELATIVE POWER LOSS LOADED MICROWAVE RESONATOR..... 117

V. V. Kirillov

THE ONE-DIMENSIONAL WAVE EQUATION WITH THE SOURCE WITHOUT INCLUSION AND WITH INCLUSION

The one-dimensional wave equation in vacuum and in active and passive environments is considered. The source depends on time in a look $\cos \omega t$, and time changes either from $-\infty$ to $+\infty$ or from 0 to $+\infty$. Spatial configuration of a source is point. In vacuum the source without inclusion creates a standing wave. A source with inclusion creates the wave running from a source. The source without inclusion in the environment with absorption creates the wave decreasing on amplitude in process of removal from a source and running from it. In the active environment the wave also decreases, but runs to a source. The source with inclusion always creates the waves running from a source which decrease or increase depending on environment type..... 121

V. V. Kirillov

ELECTROMAGNETIC RADIATION

The general problem of radiation of an electromagnetic field in vacuum as a task for electric and magnetic vectors of Hertz is formulated. With use of spherical functions the non-uniform differential equations have private derivatives only on time and radial coordinate. In case of a dipolar field at any dependence of a source on time and radial coordinate expression for an electric vector of Hertz in the form of double integral on time and radial coordinate on finite area is received. It is shown that the solution of a task with standard function of Green contradicts this decision For a source with inclusion of the radius concentrated within a sphere the assessment of transition process is carried out..... 126

A.G. Merkushev, I.A. Elagin, M.A. Pavleyno

ON THE DESCRIPTION OF INTERNAL LOSSES IN CONDUCTORS WITH COMPLEX GEOMETRY

Limitations of the conventional voltage definition which is employed in the electrodynamic justification of telegraph equations are shown for transmission lines with wires of complex geometry. Generalized approach to the description of internal losses in complex geometry wires which takes into account the contribution of magnetic counterparts of voltage and current is proposed. Suggested approach is applied to steel-aluminum AS-70 wire, the relation of AS-70 internal impedance and its core permeability is investigated..... 131

S.V. Popov, S.S. Krylov

RADAR PROFILING IN ANTARCTICA: PROBLEMS OF INTERPRETATION OF DATA AND WAY OF THEIR DECISION

The review of the Russian radar researches in Antarctica is given. Works on studying of ice thickness of the Antarctic dome and subglacial lakes, in particular the lakes Vostok, and also works on research of snow, lakes in oases, cracks in ice are considered. The main problems arising when carrying out such researches are analyzed. 134

A.I. Smirnov

NUMERICAL ANALYSIS OF ELECTRICALLY SMALL ANTENNAS (p.2).

There were calculated some electrically small antennas. We showed effectiveness of dipole and some folded antenna in dielectric or hypothetical ferrit..... 139

O.I. Stolyarov

ABOUT THE MATCHING OF SHORT VIBRATOR ANTENNAS

The technique of short vibrator antennas matching (short on a free space wavelength scale) is stated. Such antennas have large input impedance in modulus. For this purpose the self-matched tee connector is used and closely electrodynamic a scattering matrix is calculated. The example of the antenna matching with a feeding feeder having the vibrator size of the 1/5 wavelengths in free space is adduced. 143

O.I. Stolyarov

ELECTROMAGNETIC WAVES PROPAGATION IN PERIODIC STRUCTURES AND SUPERCONDUCTIVITY PROBLEM

To Schrodinger equation the wave equation is compared, which one is identical under the form and describes the electromagnetic waves propagation in slowing periodic structures. The electrodynamic analogies for a series of physical phenomenon's are retrieved, which superconductivity describe. They can be useful at interpretation of experimental data and further researches planning. 147

Contents..... 151

..... 159

| | |
|------------------------|----|
| | 3 |
| <u>.....</u> , .. , .. | |
| | 4 |
| .. , .. | |
| 8 | |
| .. , .. , .. , . | |
| - | 12 |
| .. , .. , .. | |
| . | |
| | 17 |
| .. , .. | |
| | 24 |
| .. , A.M. . | |
| (1982 – 1987 .)..... | 28 |
| .. , .. , .. , .. , | |
| .. | |
| | 32 |

| | |
|--------------------------|----|
| | 37 |
| .. , .. , .. , .. , .. , | |
| · | |
| F | |
| 5 6 | 38 |
| .. , .. , .. | |
| | 42 |
| .C. , .. , .. | |
| - | |
| | 45 |
| .. , .. , .. | |
| 2010 <i>foF2</i> | 48 |
| .. , .. , .. | |
| IRI-2012 | |
| 26 – 29 2011 | 53 |
| .. | |
| | 57 |
| .. , .. , .. | |
| - | |
| | 61 |
| .. , .. , .. | |
| , | |
| | 65 |

| | | | |
|-----|-------|-------|-------|
| • • | - | | 68 |
| • • | - | | 72 |
| • • | - | | 76 |
| • • | , • • | | 80 |
| • • | , • • | , • • | , • • |
| • • | | GPS | , |
| 2 | 2013 | | 84 |
| • • | , • • | , • • | , • • |
| • • | , • • | | |
| | | GPS | |
| | | | 88 |

| | | |
|----------------------|-------|-----|
| | | 93 |
| .. . | , | 94 |
| .. . , . . . | | 98 |
| .. . , . . . | , | 102 |
| .. . , . . . , . . . | | 106 |
| .. . | .. | 110 |
| .. . , . . . | - | 113 |
| .. . | - | 117 |
| .. . | | 121 |
| .. . | | 126 |
| .. . , . . . , . . . | | 131 |

| | | | |
|-----------------|------------|-------|-----|
| • • , • • | : | | 134 |
| • • | (.2)..... | | 139 |
| • • | | | 143 |
| • • | | | |
| | | | 147 |
| Contents | | | 151 |
| | | | 159 |

XX