

УДК 621.371.01

PACS: 41.20.Jb

Дифракция радиоимпульса в ионосфере

Н. Д. Наумов

Рассматривается задача о распространении в ионосфере радиоимпульса, спектр которого начинается с УКВ-диапазона или имеет более высокую нижнюю границу. На основе метода параболического уравнения разработан метод оценки поля радиоимпульса в параксиальной области дальней зоны с учетом дифракции, дисперсии и поглощения. С помощью метода функции Грина получено аналитическое выражение для поля сверхширокополосного радиоимпульса на оси круглой параболической антенны. Показано, что в отличие от известного решения одномерной задачи, где зависимость поля от времени определяется начальной временной формой импульса, на оси параболической антенны зависимость поля от времени определяется производной начальной временной формы импульса.

Ключевые слова: радиоимпульс, параболическая антенна, дифракция, дисперсия.

Введение

Интерес к вопросам распространения импульсных сигналов в ионосфере обусловлен задачами совершенствования систем связи, локации и дистанционного зондирования. Теоретический анализ пространственно-временной эволюции электромагнитного импульса в ионосфере представляет собой сложную задачу, поскольку ионосферная плазма является неоднородной средой с пространственной и временной дисперсией [1]. На распывание импульса влияют и диссипативные свойства среды [2]. В связи с этим разработка аналитических методов оценки поля радиоимпульса в ионосфере представляет несомненный интерес.

Основным методом решения задачи о распространении импульсного сигнала в плазме является разложение волнового поля в интеграл Фурье [3]. В работе [2] проблема распывания импульса в диссипативной среде анализируется в рамках задачи Коши, тогда как при наличии антенны возникает задача с граничным условием. В работе [4] задача распространения сверхширокополосного радиоимпульса в ионосфере рассматривается в одномерной постановке без учета влияния столкновений электронов. Следует отметить, что полу-

ченное в этой работе выражение для поля радиоимпульса в однородной плазме совпадает с результатом работы [5].

Целью данной работы является формулировка метода оценки в параксиальной области поля радиоимпульса, для формирования которого используется антенна с плоским излучающим раскрывом, а спектр радиоимпульса начинается с УКВ-диапазона или имеет более высокую нижнюю границу. В качестве конкретного примера рассматривается круглая параболическая антенна.

Постановка задачи

Если спектр радиоимпульса начинается с УКВ-диапазона или имеет более высокую нижнюю границу, то можно пренебречь как пространственной дисперсией, так и эффектом рефракции и исходить из плоскостной модели ионосферной плазмы с упрощенным выражением для комплексной диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + i\nu \frac{\omega_p^2}{\omega^3}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_p = \omega_p(z)$ – плазменная частота, $\nu = \nu(z)$ – эффективная частота столкновений электронов, которые определяются характеристиками ионосферы вдоль трассы.

Введем цилиндрическую систему координат с началом в центре апертуры и осью Oz вдоль ее оси симметрии. Для круглой параболической антенны распределение поля на апертуре может быть задано в виде «параболы на пьедестале» [6]:

Наумов Николай Дмитриевич, ведущий научный сотрудник.
ФГКУ «12 ЦНИИ» Минобороны России.
Россия, 141307, Московская обл., г. Сергиев Посад-7.
E-mail: ndnaumov@mail.ru

Статья поступила в редакцию 8 декабря 2016 г.

© Наумов Н. Д., 2017

$$\begin{aligned} E(t, r, 0) &= E_0 f(t) w(\xi) H(1 - \xi), \\ w(\xi) &= 1 - (1 - \gamma) \xi^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь E_0 – напряженность поля у вершины зеркала, $f(t)$ – начальная форма радиоимпульса, $\xi = r/a$, a – радиус апертуры, $\gamma = E_1/E_0$, E_1 – напряженность поля на краю раскрыва, $H(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда.

Таким образом, задача заключается в построении приближенного решения волнового уравнения для неоднородной среды с комплексной диэлектрической проницаемостью (1) и граничным условием (2).

Метод оценки

Для решения поставленной задачи наряду с методом Фурье используем метод параболического уравнения (МПУ) [7]. Для неоднородной среды МПУ можно использовать только в том случае, если амплитуда отраженной волны мала [8], что выполняется для рассматриваемых радиоимпульсов, поскольку значение коэффициента отражения от ионосферы становится малой величиной уже в верхней части КВ-диапазона. Например, для модели ионосферы в виде параболического слоя квадрат модуля амплитудного коэффициента отражения волны с частотой $\omega_1 = 1,017\omega_c$, где ω_c – критическая частота ионосферы, составляет 0,001 [3].

МПУ описывает дифракцию волновых пучков с узким угловым спектром, т. е. при $\lambda \ll a$, где λ – длина волны. Для импульсного излучения это условие может не выполняться для части спектра. В этом случае МПУ позволяет оценить поле только в параксиальной области [9].

Разложим функцию $E(t, x, y, z)$ во временной области в интеграл Фурье:

$$F(\omega, r, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t, r, z) \exp(i\omega t) dt$$

и будем искать решение уравнения Гельмгольца в следующем виде:

$$F(\omega, r, z) = E_0 A(\omega, r, z) \exp[i\Lambda(\omega, z)].$$

Здесь введены обозначения:

$$\begin{aligned} \Lambda &= kz - \frac{p}{\omega} + i \frac{q}{\omega^2}, \\ k &= \frac{\omega}{c}, \quad p = \frac{1}{2c_0} \int_0^z \omega_p^2 dx, \quad q = \frac{1}{2c_0} \int_0^z v \omega_p^2 dx. \end{aligned} \quad (3)$$

В этом случае для функции A в параксиальной области получается стандартная формулировка МПУ:

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} = 0. \quad (4)$$

Начальное условие для уравнения (4) определяется граничным условием (2): $A(\omega, r, 0) = g(\omega)w(\xi)$, где использована формула:

$$g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \exp(i\omega t) dt.$$

Решение уравнения (4) имеет вид [10]:

$$\begin{aligned} A &= -2i\eta g(\omega) \exp(i\eta \xi^2) \times \\ &\times \int_0^1 w(x) \exp(i\eta x^2) J_0(2\xi\eta x) x dx, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\eta = ka^2/2z$, $J_0(x)$ – функция Бесселя. Для зоны Фраунгофера, т. е. при $z \gg \omega_m^2/2c$, где ω_m – верхняя граница спектра импульса, показатель экспоненциального множителя в интеграле (5) мал, т. е. $\exp(i\eta x^2) \approx 1$. В итоге, для дальней зоны получим выражение:

$$\begin{aligned} E(t, r, z) &= bE_0 \times \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\omega) \exp(i\Lambda - i\omega t + i\omega b \xi^2) W(\omega \xi b) d\omega. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь используются обозначения:

$$\begin{aligned} \psi(\omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(t) \exp(i\omega t) dt, \quad \varphi(t) = \frac{df}{dt}, \\ W(x) &= \frac{\gamma}{x} J_1(x) + (1 - \gamma) \frac{2}{x^2} J_2(x), \quad b = \frac{a^2}{cz}, \end{aligned}$$

где $J_1(x)$, $J_2(x)$ – функции Бесселя.

На оси антенны выражение для поля существенно упрощается:

$$E(t, 0, z) = \frac{1}{4} b(1 + \gamma) E_0 \Phi(z, t), \quad (7)$$

$$\Phi(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\omega) \exp(i\Lambda - i\omega t) d\omega. \quad (8)$$

Сверхширокополосный радиоимпульс

Особенностью сверхширокополосного радиоимпульса является перенос заметной доли энергии гармониками, на частотах которых показатель преломления ионосферной плазмы практи-

чески равен единице. Для этого радиоимпульса выражение (8) можно представить в другом виде, если ввести, следуя терминологии работы [5], пространственно-временную функцию Грина:

$$G(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(i\Lambda - i\omega t) d\omega. \quad (9)$$

С помощью этой функции выражение (8) преобразуется к виду:

$$\Phi(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(u) G(z, t - u) du. \quad (10)$$

В работе [5] для однородной плазмы, т. е. когда Λ в выражении (9) заменяется на величину

$$\Lambda_0 = kz \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega(\omega + iv)}},$$

получено приближенное выражение для функции Грина:

$$G_0(z, t) = \delta(s) - \sqrt{h_0} \frac{z}{s} \exp(-vs) J_1(2\sqrt{szh_0}), \quad (11)$$

где $s = t - z/c$, $h_0 = \omega_0^2/2c$, $J_1(x)$ – функция Бесселя, причем $G_0 = 0$ при $z > ct$. Для вывода (11) в работе [5] использовалось асимптотическое разложение Λ_0/z при $|\omega| \rightarrow \infty$:

$$\frac{\Lambda_0}{z} \approx k - \frac{h_0}{\omega + iv}.$$

Исходя из аналогичного представления выражения (3):

$$\frac{\Lambda}{z} \approx k - \frac{h}{\omega + i\mu},$$

где $h = p/z$, $\mu = q/p$, для функции (9), найдем следующее выражение:

$$G(z, t) = \delta(s) - \sqrt{\frac{p}{s}} \exp(-\mu s) J_1(2\sqrt{ps}).$$

В итоге, из (10) получим требуемое выражение:

$$\Phi(z, t) = \varphi(s) - \int_0^s \varphi(t - u) \sqrt{\frac{p}{u}} \exp(-\mu u) J_1(2\sqrt{pu}) du. \quad (12)$$

Заключение

Практическая значимость полученных результатов состоит в том, что они позволяют для параксиальной области дальней зоны оценить искажение радиоимпульса при его распространении в ионосфере с учетом дифракции, дисперсии и поглощения. Следует отметить, что дифракция оказывает заметное влияние на трансформацию формы радиоимпульса. Для иллюстрации приведем полученный в работе [4] результат, который, как уже отмечалось, не учитывает дифракцию и столкновения электронов в ионосферной плазме:

$$\frac{1}{E_0} E(z, t) = f(s) - \int_0^s f(t - u) \sqrt{\frac{p}{u}} J_1(2\sqrt{pu}) du. \quad (13)$$

Как видно из сравнения формул (12) и (13), для поля на оси круглого параболического зеркала учет дифракции выражается в замене начальной зависимости поля импульса от времени на производную этой зависимости. В связи с этим следует отметить, что для вакуума выражение (7) принимает вид:

$$E(t, 0, z) = \frac{1}{4} b(1 + \gamma) E_0 \varphi(s).$$

Это согласуется с известным результатом, что во временной области сигнал в дальней зоне соответствует производной исходного импульса [11].

Автор выражает благодарность А. А. Рухадзе за замечания, способствующие улучшению работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. – М.: Госатомиздат, 1961.
2. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. // Радиопизика. 1979. Т. 22. № 10. С. 1223.
3. Альперт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн. – М.: ГИИТЛ, 1953.
4. Гуляев Ю. В., Стрелков Г. М. // ДАН. 2006. Т. 408. С. 754.
5. Вайнштейн Л. А. // УФН. 1976. Т. 118. С. 339.
6. Кочержевский Г. Н. Антенно-фидерные устройства. – М.: Радио и связь, 1981.
7. Леонтович М. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1944. Т. 8. С. 16.
8. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику, ч. II. Случайные поля. – М.: Наука, 1978.
9. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. – М.: Наука, 1990.
10. Наумов Н. Д. // Прикладная физика. 2011. № 5. С. 48.
11. Астанин Л. Ю., Костылев А. А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. – М.: Радио и связь, 1989.

Diffraction of a radio-wave pulse in the ionosphere

N. D. Naumov

12-th Central Research Institute
Sergiev Posad-7, Moscow region, 141307, Russia
E-mail: ndnaumov@mail.ru

Received December 8, 2016

The problem of the VHF radio-wave pulse propagation in the ionosphere is considered. The radio-wave pulse field estimation technique for paraxial region of far zone is developed on the basis of parabolic equation technique. The approach proposed takes into account the diffraction, the dispersion and the radio wave absorption. An analytical expression for the superwide-band radio-wave pulse field on the axis of parabolic antenna is obtained on the basis of the Green function technique. It is shown that the temp dependence of the field on the axis of parabolic antenna is determined by the derivative of an initial temporal pulse form, while for the one-dimensional problem solution this dependence is determined by an initial temporal pulse form.

Keywords: radio-wave pulse, parabolic antenna, diffraction, dispersion.

REFERENCES

1. V. P. Silin and A. A. Rukhadze, *Electromagnetic properties of the plasma and plasma-similar medium* (Gosatomizdat, Moscow, 1961) [in Russian].
2. M. V. Kuzelev and A. A. Rukhadze, *Radiofizika*, **22**, 1223 (1979).
3. Ya. L. Alpert, V. L. Ginzburg, and E. L. Feinberg, *Propagation of the radio waves* (GITTL, Moscow, 1953) [in Russian].
4. Yu. V. Gulyaev and G. M. Strelkov, *Doklady Akademii Nauk*, **408**, 754 (2006).
5. L. A. Vanshtein, *Usp. Fiz. Nauk*, **118**, 339 (1976).
6. G. N. Kocherjevsky, *Antenna and feeder devices* (Radio i Svyaz, Moscow, 1981) [in Russian].
7. M. A. Leontovich, *Izv. Akademii Nauk, ser. fiz.*, **8**, 16 (1944).
8. S. M. Rytov, Yu. A. Kravtsov, and V. I. Tatarsky, *Introduction to statistical radiophysics*, p. II (Nauka, Moscow, 1978) [in Russian].
9. M. B. Vinogradova, O. V. Rudenko, and A. P. Sukhorukov, *Theory of waves* (Nauka, Moscow, 1990) [in Russian].
10. N. D. Naumov, *Prikl. Fiz.*, No. 5, 48 (2011).
11. L. Yu. Astanin and A. A. Kostylev, *Foundations of superwide-band radar measurements* (Radio i Svyaz, Moscow, 1989) [in Russian].