

УДК 621.396

В.В. Костюченко, В.Н.Кострова  
**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ  
ИМПУЛЬСОВ НА ПОВЕРХНОСТИ СОСТАВНОГО  
ИМПЕДАНСНОГО ЦИЛИНДРА**

*Концерн радиостроения "Вега"*

*Воронежский государственный технический университет*

*В работе рассматривается задача рассеяния электромагнитного импульса на составном диэлектрическом цилиндре, имеющем в верхней и нижней полуплоскостях разные значения импеданса. Возбуждение цилиндра происходит на основе стороннего источника, представляющего собой бесконечную вдоль боковой стороны нить. Исходя из уравнений Максвелла, выводится волновое уравнение. Определена функция Грина составного импедансного цилиндра. Выведено выражение для импедансных граничных условий на поверхности цилиндра. Проведен расчет магнитной составляющей электромагнитного поля в дальней зоне в зависимости от времени для разных значений импеданса цилиндра.*

**Ключевые слова:** рассеяние электромагнитных волн, импедансный цилиндр, импульс, волновое уравнение.

В различных современных технических устройствах и приложениях используются электромагнитные поля, которые созданы на основе импульсных источников [1, 2]. Довольно важными сферами, в которых применяют подобные поля, можно считать термоядерные реакторы, ускоритель элементарных частиц, объекты, предназначенные для того, чтобы проводить моделирование электромагнитных импульсов ядерных взрывов. Помимо этого, сейчас можно наблюдать интерес к разработке приборов для генерации сверхкоротких импульсов, которые применяют в разных физических приложениях. Проведение теоретических исследований явлений, связанных с распространением и рассеянием электромагнитных полей [3-5], созданных импульсными источниками для проводящих граничных поверхностей полезно при процессах проектирования антенно-фидерных устройств, каналов связи, исследования особенностей распространения радиоволн, проведении локации разных объектов. Также данные, которые получаются на базе дистанционного зондирования с использованием импульсных широкополосных сигналов, рассматривают как наиболее информативные.

В данной работе мы рассматриваем процесс рассеяния электромагнитных импульсов на объекте, представляющем собой бесконечный составной проводящий цилиндр [6], имеющий радиус  $R$ , верхняя часть которого имеет импеданс  $Z_1 Z_0$ , а нижняя часть имеет импеданс  $Z_2 Z_0$ , причем  $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$  является импедансом свободного пространства.

Схема рассеяния электромагнитной волны приведена на Рисунке 1. Ось цилиндра совпадает с осью  $Oz$ , этот цилиндр размещен в бесконечном пространстве, которое имеет диэлектрическую проницаемость  $\epsilon\epsilon_0$ , полагаем, что магнитная проницаемость  $\mu=1$ , используются обозначения:  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  – диэлектрическая и магнитная постоянная.

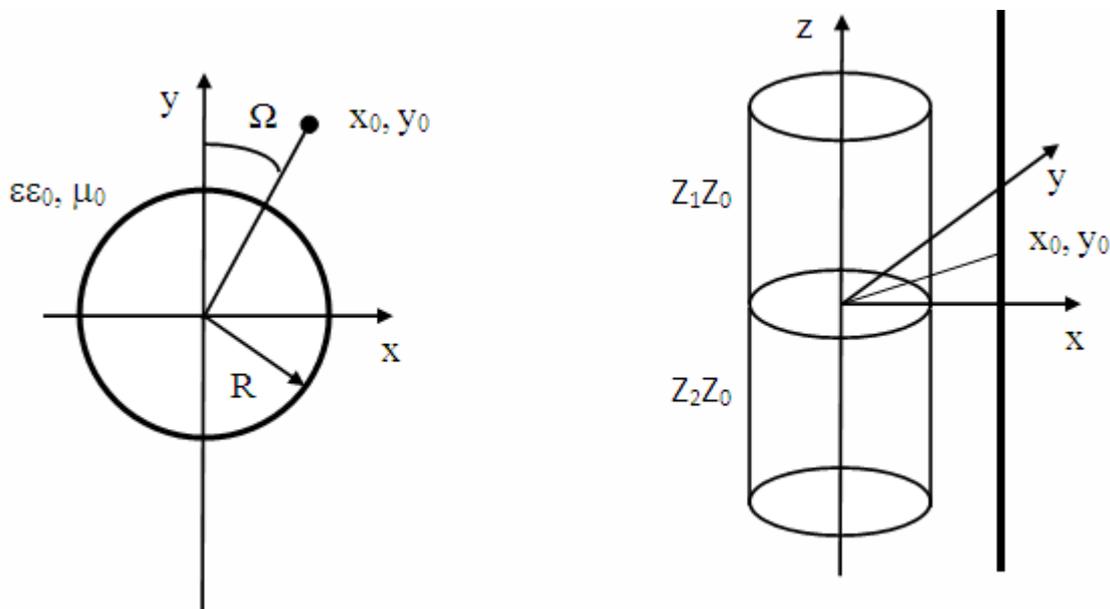


Рисунок 1 – Схема возбуждения импедансного цилиндра импульсом

Поле возбуждения формируется при помощи стороннего источника, который является бесконечной нитью, имеющей координаты  $(x_0, y_0)$ . То, какое направление имеет нить по отношению к оси цилиндра, показывает угол  $\Omega$ . Мы анализируем двумерную задачу, компоненты электромагнитного поля следующие:  $H_z, E_x, E_y$ .

Вид уравнений Максвелла, которые записываются в цилиндрической системе координат, такой:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_r}{\partial t}, \\ \frac{\partial H_z}{\partial r} = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E_\phi}{\partial t}, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\phi) = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} - j. \end{array} \right. \quad (1)$$

В (1)  $j$  является  $z$ -составляющей плотности магнитного тока. Основываясь на этой системе, мы можем прийти к волновому уравнению:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial j}{\partial t}. \quad (2)$$

После того, как уравнение (2) решено, мы определим выражение, описывающее неизвестную напряженность магнитного поля  $H_z(r, \phi, t)$ , радиальную и угловую составляющую электрического поля определяем на основе системы уравнений (1).

Если рассмотреть преобразование Фурье [7] относительно пространственной координаты и времени, то оно записывается следующим образом:

$$S(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} s(\eta) \exp(i\eta x) d\eta, \quad s(\eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(x) \exp(-i\eta x) dx,$$

$$D(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad d(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} D(t) \exp(i\omega t) dt. \quad (3)$$

Для решения волнового уравнения мы можем использовать следующую запись, базируясь на (3):

$$H_z(r, \phi, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int \int Q(r_1, \Omega, \omega) \exp(irr_1 \cos(\Omega - \phi) - i\omega t) r_1 dr_1 d\Omega d\omega, \quad (4)$$

здесь  $Q(r_1, \Omega, \omega)$  показывает, какова спектральная плотность магнитной составляющей.

Если (5) подставить в (2), то тогда

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int \int (\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \omega^2 - \eta^2 - \tau^2) Q(\eta, \tau, \omega) \exp(irr_1 \cos(\Omega - \phi) - i\omega t) r_1 dr_1 d\Omega d\omega. \quad (5)$$

С тем, чтобы определить спектральную плотность анализируемой функции, используем интегральное представление  $\delta$ -функции, тогда:

$$Q(r_1, \Omega, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int \int \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial j}{\partial t_1} \exp(-i(\eta x_1 + \tau y_1 - \omega t_1))}{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \omega^2 - \eta^2 - \tau^2} dx_1 dy_1 dt_1. \quad (6)$$

На основе выражения (6) определяется спектральная плотность  $Q(r_1, \Omega, \omega)$  для разложения (4). Теперь магнитная компонента электромагнитного поля представляется в следующем виде:

$$H_z(r, \phi, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial j}{\partial t_1} G(x, y, t, x_1, y_1, t_1) dx_1 dy_1 dt_1, \quad (7)$$

где  $G(x, y, t, x_1, y_1, t_1)$  является функцией Грина [8, 9], которая равна:

$$G(x, y, t, x_1, y_1, t_1) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(i(\eta(x - x_1) + \tau(y - y_1) - \omega(t - t_1)))}{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \omega^2 - \eta^2 - \tau^2} d\eta d\tau d\omega, \quad (8)$$

где  $x_1, y_1$  – представляют собой координаты источника,  $t_1$  - время начала импульса,  $x, y$  - являются координатами точки наблюдения,  $t$  - дает обозначение времени наблюдения. Если сделать переход к цилиндрическим координатам на основе соответствующих формул, тогда для функции Грина получаем

$$G(r, \phi, t, r_1, \phi_1, t_1) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(i(pr \cos(\Omega - \Omega_1) - pr_1 \cos(\phi - \phi_1) - \omega(t - t_1)))}{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \omega^2 - p^2} \times p dp d\Omega d\omega. \quad (9)$$

Используем разложение экспоненциальной функции в ряд

$$\exp(iLr \cos \psi) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} i^k \exp(ik\psi) J_k(Lr). \quad (10)$$

В результате получаем

$$G(r, \phi, t, r_1, \phi_1, t_1) = \frac{1}{8\pi^2} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p \exp(-i\omega(t - t_1))}{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \omega^2 - p^2} \times p dp d\omega \begin{cases} H_k^{(2)}(pr_1) J_k(pr), & r < r_1 \\ H_k^{(2)}(pr) J_k(pr_1), & r > r_1 \end{cases}. \quad (11)$$

Если провести запись импедансных граничных условий относительно поверхности цилиндра  $E_\phi - Z_1 Z_0 H_z = 0|_{r=R}, z > 0$ ,  $E_\phi - Z_2 Z_0 H_z = 0|_{r=R}, z < 0$ :

$$\sum_{k=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Z_0 i p b(\phi, \omega, p) \exp(-i\omega t)}{\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon} (J_k'(pa) + Q_k(\phi, \omega, p) H_k^{(2)}(pa)) dp d\omega \begin{cases} Z_1, & z > 0 \\ Z_2, & z < 0 \end{cases} -$$

$$\sum_{k=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} Z_0 b(\varphi, \omega, p) \exp(-i\omega t) (J_k(pa) + Q_k(\varphi, \omega, p) H_k^{(2)}(pa)) dp d\omega \begin{cases} Z_1, z > 0 \\ Z_2, z < 0 \end{cases} = 0, \quad (12)$$

здесь

$$Q_k(\varphi, \omega, p) = \frac{\frac{ip}{\varepsilon\varepsilon_0\mu_0} (J_k'(pa) - Z J_k(pa))}{\frac{ip}{\varepsilon\varepsilon_0\mu_0} (H_k^{(2)'}(pa) - Z H_k(pa))} \begin{cases} Z = Z_1, z > 0 \\ Z = Z_2, z < 0 \end{cases}, \quad (13)$$

$$b(\varphi, \omega, p) = \frac{\exp(ik(\varphi - \varphi_1)\varepsilon_0\varepsilon)}{8\pi} \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p}{\mu_0\varepsilon_0\varepsilon\omega^2 - p^2} \frac{\partial j}{\partial t} \begin{cases} H_k^{(2)}(pr_1), r < r_1 \\ J_k(pr_1), r > r_1 \end{cases} \times r_1 dr_1 d\varphi_1 dt_1 \quad (14)$$

Для магнитной компоненты поля в дальней зоне получаем:

$$H_z(r, \varphi, t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} b(\varphi, \omega, p) \exp(-i\omega t) \left(1 - \frac{\frac{ip}{\varepsilon\varepsilon_0\mu_0} (J_k'(pa) - Z J_k(pa))}{\frac{ip}{\varepsilon\varepsilon_0\mu_0} (H_k^{(2)'}(pa) - Z H_k(pa))}\right) \times \\ \times H_k^{(2)}(pr) dp d\omega \begin{cases} Z = Z_1, z > 0 \\ Z = Z_2, z < 0 \end{cases} \quad (15)$$

На Рисунке 2 приведен пример расчета нормированной магнитной компоненты поля в зависимости от времени при значениях  $R=1$  м,  $r=1000$  м,  $\varphi=0^\circ$ , кривая 1:  $Z_1=10-20i$ ,  $Z_1=20-20i$ . кривая 2:  $Z_1=25-27i$ ,  $Z_1=32-37i$ .

Выводы. На основе решения уравнений Максвелла получена функция Грина составного импедансного цилиндра, приведены результаты расчетов магнитной компоненты поля в дальней зоне в зависимости от времени.

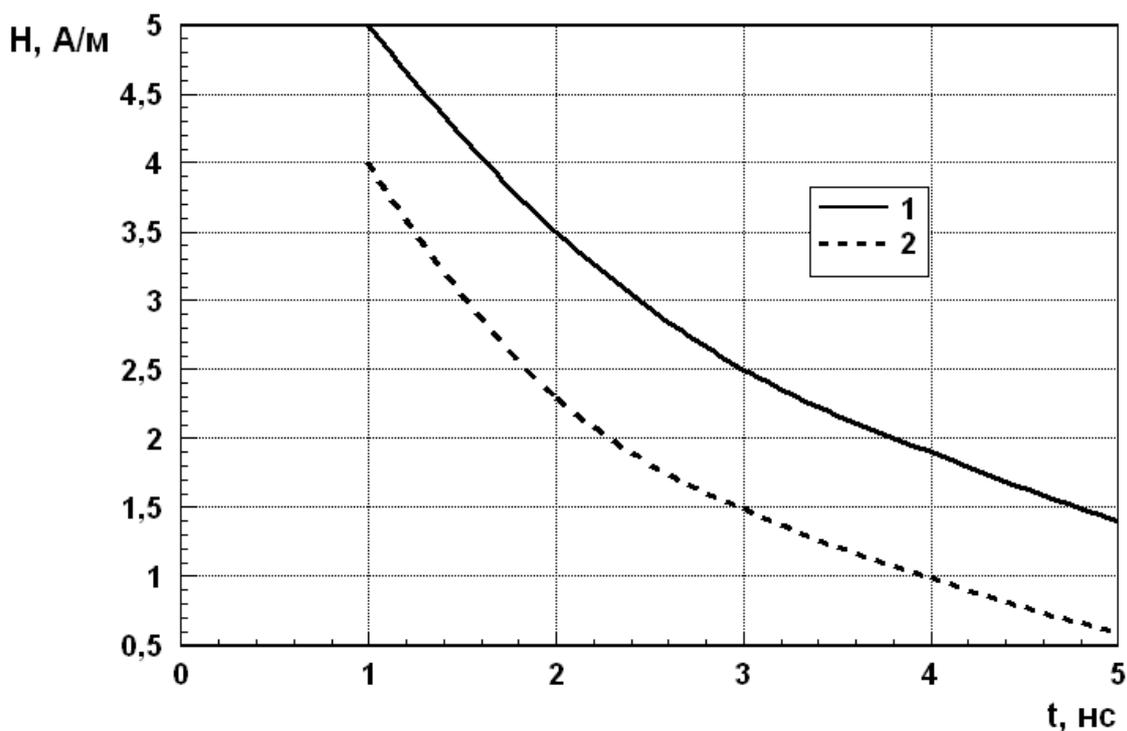


Рисунок 2 – Зависимость нормированной магнитной компоненты поля от времени

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. / Г.Т.Марков, А.Ф.Чаплин // М.: Радио и связь, 1983. - 296с.
2. Терешин О.М. Синтез антенн на замедляющих структурах. / О.М.Терешин, В.М.Седов, А.Ф.Чаплин // М.: Связь, 1980. 136 с.
3. Preobrazhenskiy A.P. Predicting radar characteristics of objects in the wavelength band using results of measurement of scattering characteristics on discrete frequencies / A.P. Preobrazhenskiy // Telecommunications and Radio Engineering. 2004. Т. 62. № 9. С. 843-850.
4. Преображенский А.П. Прогнозирование характеристик металлодиэлектрической антенны / А.П.Преображенский, О.Н.Чопоров // В мире научных открытий. 2016. № 11 (83). С. 135-141.
5. Чопоров О.Н. Анализ затухания радиоволн беспроводной связи внутри зданий на основе сравнения теоретических и экспериментальных данных / О.Н.Чопоров, А.П.Преображенский, А.А.Хромых // Информация и безопасность. 2013. Т. 16. № 4. С. 584-587.
6. Габриэльян Д.Д. Возбуждение импедансной поверхности цилиндра продольным электрическим диполем / Габриэльян Д.Д., Звезда М.Ю., Костенко П.И. // Журнал радиоэлектроники, 2000, № 6.

7. Сергиенко А. Б. Цифровая обработка сигналов. / А.Б.Сергиенко // СПб.: Питер, 2006. С. 751.
8. Болучевская О.А. Свойства методов оценки характеристик рассеяния электромагнитных волн / О.А.Болучевская, О.Н.Горбенко // Моделирование, оптимизация и информационные технологии. 2013. № 3. С. 4.
9. Милошенко О.В. Методы оценки характеристик распространения радиоволн в системах подвижной радиосвязи / О.В.Милошенко // Вестник Воронежского института высоких технологий. 2012. № 9. С. 60-62.

V. V. Kostyuchenko, V. N. Kostrova

### **THE SIMULATION OF SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC PULSES ON THE SURFACE OF THE COMPOSITE IMPEDANCE OF THE CYLINDER**

*Radio engineering Corporation "VEGA"  
Voronezh state technical university*

*This paper considers the problem of scattering of electromagnetic impulse on the composite dielectric cylinder having upper and lower half-planes different values of impedance. The excitation of the cylinder is based on third-party third-party source, which are infinite along the sides of the thread. On the basis of Maxwell's equations, the wave equation is derived. Determined green function of the composite impedance of the cylinder. Derived the expression for the impedance boundary conditions on the surface of the cylinder. The calculation of the magnetic component of the electromagnetic field in the far zone, depending on time for different values of the impedance cylinder.*

**Keywords:** electromagnetic wave scattering, impedance cylinder, momentum, wave equation.

### **REFERENCES**

1. Markov G.T., Chaplin A.F. Vozbuzhdenie elektromagnitnykh voln. / G.T.Markov, A.F.Chaplin // М.: Radio i svyaz', 1983. – p.296.
2. Tereshin O.M. Sintez antenn na zamedlyayushchikh strukturakh. / O.M.Tereshin, V.M.Sedov, A.F.Chaplin // М.: Svyaz', 1980. p.136 .
3. Preobrazhenskiy A.P. Predicting radar characteristics of objects in the wavelength band using results of measurement of scattering characteristics on discrete frequencies / A.P. Preobrazhenskiy // Telecommunications and Radio Engineering. 2004. Vol. 62. No. 9. pp.843-850.
4. Preobrazhenskiy A.P. Prognozirovanie kharakteristik metallodielektricheskoy anteny / A.P.Preobrazhenskiy, O.N.Choporov // V mire nauchnykh otkrytiy. 2016. Vol. 11 (83). pp.135-141.
5. Choporov O.N. Analiz zatukhaniya radiovoln besprovodnoy svyazi vnutri zdaniy na osnove sravneniya teoreticheskikh i eksperimental'nykh dannykh /

- O.N.Choporov, A.P.Preobrazhenskiy, A.A.Khromykh // Informatsiya i bezopasnost'. 2013. Vol. 16. No. 4. pp.584-587.
6. Gabriel'yan D.D. Vozbuzhdenie impedansnoy poverkhnosti tsilindra prodol'nym elektricheskim dipolem / Gabriel'yan D.D., Zvezdina M.Yu., Kostenko P.I. // Zhurnal radioelektroniki, 2000, No. 6.
  7. Sergienko A. B. Tsifrovaya obrabotka signalov. / A.B.Sergienko // SPb.: Piter, 2006. pp. 751.
  8. Boluchevskaya O.A. Svoystva metodov otsenki kharakteristik rasseyaniya elektromagnitnykh voln / O.A.Boluchevskaya, O.N.Gorbenko // Modelirovanie, optimizatsiya i informatsionnye tekhnologii. 2013. No. 3. p.4.
  9. Miloshenko O.V. Metody otsenki kharakteristik rasprostraneniya radiovoln v sistemakh podvizhnoy radiosvyazi / O.V.Miloshenko // Vestnik Voronezhskogo instituta vysokikh tekhnologiy. 2012. No. 9. pp. 60-62.