

УДК 537.86

**ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПАРЫ МОНОПОЛЯРНЫХ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ В СВОБОДНОЕ  
ПРОСТРАНСТВО И ХАРАКТЕРА ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С  
МОДЕЛЬНОЙ СРЕДОЙ**

**В. Н. Корниенко<sup>1</sup>, Д. Р. Румянцев<sup>2</sup>, В. А. Черепенин<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> **Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,  
125009, Москва, ул. Моховая, 11, стр.7**

<sup>2</sup> **Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1**

Статья поступила в редакцию 9 марта 2017 г.

**Аннотация.** Исследована структура электромагнитного поля, возбуждаемого в свободном пространстве нестационарным током, имеющим во временной области вид трапеции. Показано, что в этом случае поле излучения представляет собой пару моноимпульсов противоположной полярности, а их пространственно-временное разделение зависит от временного промежутка, в течение которого ток остается постоянным. Приведена сравнительная оценка величин возможного воздействия моно- и биполярного импульсов на объекты естественного и искусственного происхождения.

**Ключевые слова:** излучение, моноимпульс, компьютерное моделирование.

**Abstract.** The structure of an electromagnetic field radiated in free space by a nonstationary current having a trapezium shape in the time domain is studied. It is shown that in this case the radiation field is a pair of monopulses of opposite polarity, and their space-time separation depends on the time interval in which the current is constant. A comparative estimate of the possible effects of mono- and bipolar pulses on objects of natural and synthetical origin is given.

**Key words:** radiation, monopulse, computer simulation.

Известно, что в свободном пространстве интеграл по времени от любой компоненты поля излучения, взятый в фиксированной точке пространства, должен быть равен нулю [1]. Это свойство излучения запрещает, например, распространение уединенного импульса излучения, электрическое поле которого либо строго положительно, либо строго отрицательно. Однако, оно может быть удовлетворено в случае, если в свободное пространство излучается пара монополярных импульсов, электрическое поле которых имеет противоположную направленность. Очевидно, что указанное свойство обращения усредненного поля в нуль, при этом сохраняется.

Рассмотрим методом численного моделирования следующую задачу. Пусть вдоль цилиндра малого радиуса  $r_0$ , ось которого параллельна оси  $z$  декартовой системы координат, а основания пересекают ее в точках  $P_1 = \{0, 0, -L/2\}$  и  $P_2 = \{0, 0, L/2\}$ , протекает ток, плотность которого  $\vec{j} = \{0, 0, j_z\}$  имеет следующую зависимость от времени:

$$j_z = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ j_0 \sin^2\left(\frac{\pi t}{2T_1}\right), & 0 \leq t < T_1 \\ j_0, & T_1 \leq t < T_2, \\ j_0 \sin^2\left(\frac{\pi(t-T_2)}{2(T_3-T_2)} + \frac{\pi}{2}\right), & T_2 \leq t < T_3 \\ 0, & t \geq T_3 \end{cases} \quad (1)$$

где  $j_0$  - значение постоянной составляющей;  $T_1$ ,  $(T_3-T_2)$  - длительности переднего и заднего фронтов импульса тока соответственно;  $r_0 \ll L$ .

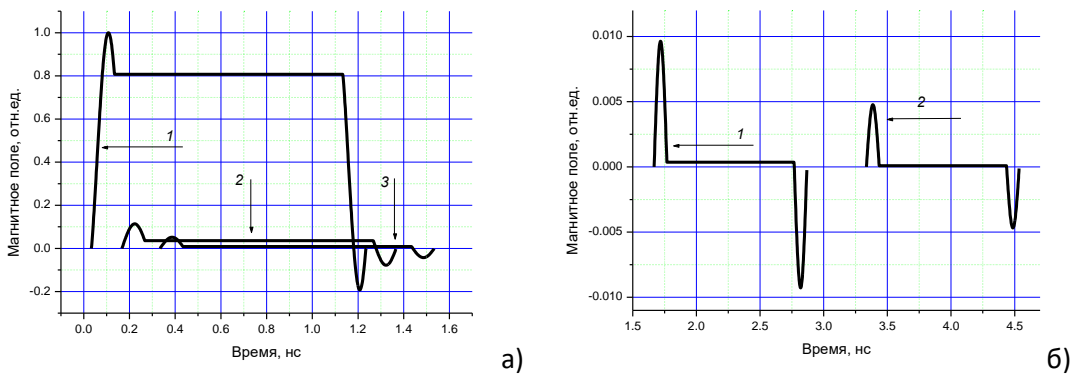
Необходимо определить значение компонент электромагнитного поля в любой точке свободного пространства вне указанного цилиндра. Для этого наиболее удобным представляется использование уравнений Максвелла, которые записаны в виде интегральных соотношений в пространственно-временном представлении [2] (значения диэлектрической и магнитной проницаемостей равны единице):

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \frac{1}{4\pi} \int_V \left\{ \frac{\rho}{\epsilon_0} \frac{\vec{r}-\vec{r}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3} + \frac{1}{c} \frac{\partial \rho}{\partial t} \frac{\vec{r}-\vec{r}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|^2} - \mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \right\} dV' \quad (2)$$

$$\vec{H}(\vec{r},t) = \frac{1}{4\pi} \int_V \left\{ \left[ \vec{j}, \frac{\vec{r}-\vec{r}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3} \right] + \left[ \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}, \frac{\vec{r}-\vec{r}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|^2} \right] \right\} dV' \quad (3)$$

где  $\vec{E}(\vec{r},t)$ ,  $\vec{H}(\vec{r},t)$  - напряженности электрического и магнитного поля в точке наблюдения  $\vec{r}$ ;  $\rho$ ,  $\vec{j}$  - плотности заряда и тока в точке  $\vec{r}'$ , взятые в запаздывающий момент времени  $\tau = t - |\vec{r} - \vec{r}'|/c$ ;  $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  - электрическая и магнитная постоянные;  $c$  - скорость света в вакууме.

На рис.1. приведены временные зависимости магнитного поля в различных точках наблюдения, полученные при помощи численного алгоритма, который изложен в [3], для  $L = 1$  см,  $T_1 = T_3 - T_2 = 0.1$  нс. На удалении от источника  $\sim 100 L$  поле излучения, формируемое фронтами тока, значительно превосходит ближнее (квазистатическое) поле, при этом в свободном пространстве распространяются два уединенных монополярных импульса противоположного знака, расстояние между которыми равно  $(T_2 - T_1) c$ .



**Рис. 1.** Зависимость напряженности магнитного поля в точках, расположенных на расстоянии, сравнимом с высотой цилиндра с током (а) (1 - 1 см, 2 - 5 см, 3 - 10 см), и на значительном удалении (б) (1 - 50 см, 2 - 1 м).

Процессам, возникающим при импульсном воздействии электромагнитного поля на объекты естественной и искусственной природы, уделяется в настоящее время значительное внимание. В частности, были проведены исследования по влиянию такого воздействия на эффективность извлечения золота из золотосодержащих руд [4].

Приведем оценку величины возмущения, формируемого в некоторой диэлектрической среде, содержащей металлические включения, двумя видами электрических импульсов: монополярным, имеющим во времени форму половины периода синусоиды и биполярным, длительность которого составляет полный период синусоидальных колебаний.

Известно, что для описания электромагнитных свойств диэлектрика на микроскопическом уровне часто используется модель Г.А. Лоренца [5]. В этой модели непрерывная среда заменяется набором осцилляторов, частота собственных колебаний которых соответствует линиям поглощения (излучения) рассматриваемого вещества. Поэтому для проведения оценок величины воздействия поля в качестве объекта выберем простейшую систему - линейный осциллятор без затухания, уравнение движения которого имеет следующий вид:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = f(t), \quad (4)$$

где  $x = x(t)$  - отклонение осциллятора от положения равновесия,  $\omega_0$  - собственная частота,  $f(t)$  - внешняя сила, действующая на единицу массы осциллятора.

Величину воздействия будем определять по амплитуде колебаний осциллятора после окончания воздействия на него внешней силы.

Рассмотрим два вида импульсов воздействия, имеющих различную длительность: половину периода синусоиды и полный период соответственно. Таким образом, получим решение  $x_1$  при

$$f(t) = f_1(t) = \frac{qE_0}{m} \sin(\omega t), \quad 0 \leq t \leq \frac{\pi}{\omega}, \quad 0 \text{ при } t \notin [0, \frac{\pi}{\omega}] \quad (5)$$

и  $x_2$

$$f(t) = f_2(t) = \frac{qE_0}{m} \sin(\omega t), 0 \leq t \leq \frac{2\pi}{\omega}, 0 \text{ при } t \notin [0, \frac{2\pi}{\omega}] \quad (6)$$

где  $q, m$  - заряд осциллятора и его масса соответственно,  $E_0$  - амплитуда напряженности импульса. Без ограничения общности положим

$$\frac{qE_0}{m} = f_a = 1. \text{ Решение (4) } x_1 \text{ и } x_2 \text{ с правыми частями (5) и (6) для } t > \frac{2\pi}{\omega} \text{ имеет}$$

вид

$$x_1(t) = \frac{\omega f_a}{\omega^2 - \omega_0^2} \left[ \sin(\omega_0 t) \left\{ 1 + \cos\left(\frac{\omega_0}{\omega} \pi\right) \right\} - \cos(\omega_0 t) \sin\left(\frac{\omega_0}{\omega} \pi\right) \right] \quad (7)$$

$$x_2(t) = \frac{\omega f_a}{\omega^2 - \omega_0^2} \left[ \sin(\omega_0 t) \left\{ 1 - \cos\left(\frac{\omega_0}{\omega} 2\pi\right) \right\} + \cos(\omega_0 t) \sin\left(\frac{\omega_0}{\omega} 2\pi\right) \right] \quad (8)$$

Исходя из зависимостей  $x_1(t)$  и  $x_2(t)$  можно найти отношение амплитуд колебаний  $A_1$  и  $A_2$ , вызванных воздействием первого и второго импульса соответственно:

$$\frac{A_1}{A_2} = \sqrt{\frac{1 + \cos\left(\pi \frac{\omega_0}{\omega}\right)}{1 - \cos\left(2\pi \frac{\omega_0}{\omega}\right)}}. \quad (9)$$

При условии  $\omega \gg \omega_0$  отношение (9) можно представить в следующем виде:

$$\frac{A_1}{A_2} \approx \frac{1}{\pi} \frac{\omega}{\omega_0}. \quad (10)$$

Из выражения (10) следует, что при значительном превышении  $\omega$  над  $\omega_0$  величина воздействия на систему монополярного импульса оказывается всегда больше величины воздействия биполярного импульса, причем соотношение

воздействий линейно растет по мере удаления  $\omega$  от резонансной частоты рассматриваемой системы.

Таким образом, при заранее неизвестных, но достаточно низких собственных частотах системы, которая подвергается воздействию коротких импульсов, монополярные электрические импульсы (или их последовательность) могут оказывать на нее значительно большее влияние, чем биполярные. Обеспечить излучение монополярных импульсов в свободное пространство возможно при использовании в качестве источника тока, временная зависимость которого имеет вид трапеции.

Численное моделирование проводилось на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

### Литература

1. В.Смайт. Электростатика и электродинамика. М.: Изд. иностранной литературы, 1954.
2. Вычислительные методы в электродинамике. / Под. ред. Р.Миттры. М.: "Мир", 1977.
3. В.Н.Корниенко, В.М.Пикунов, В.А.Черепенин. // Радиотехника и электроника. 1994. вып.1. С.141.
4. В.А.Вдовин, Ю.В.Гуляев, В.А.Чантурия, В.А.Черепенин. // Радиотехника и электроника. 2005. Т. 50. № 9. С. 1129.
5. Г.А.Лорентц. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения. М.: Гос. изд. технико-теоретической литературы, 1956.

#### Ссылка на статью:

В. Н. Корниенко, Д. Р. Румянцев, В. А. Черепенин. Особенности излучения пары монополярных электромагнитных импульсов в свободное пространство и характера их взаимодействия с модельной средой. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar17/8/text.pdf>