

УДК 537.86

## РАССЕЯНИЕ МОНОПОЛЯРНОГО ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЦИЛИНДРЕ

© 2020 г. В. Н. Корниенко<sup>1</sup>, \*, В. В. Кулагин<sup>1</sup>, А. Я. Олейников<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук”, Москва, Россия

\*E-mail: korn@cplire.ru

Поступила в редакцию 26.08.2019 г.

После доработки 13.09.2019 г.

Принята к публикации 28.10.2019 г.

Методами вычислительного эксперимента рассмотрена задача рассеяния монополярного электромагнитного импульса на бесконечном диэлектрическом цилиндре. Показано, что в случае, если радиус цилиндра превосходит характерную длину падающего импульса, то рассеянное поле перестает быть монополярным. Количество переколебаний в нем зависит от формы, размера и диэлектрической проницаемости рассеивающего объекта.

DOI: 10.31857/S0367676520020179

### ВВЕДЕНИЕ

Интерес к методам генерации и особенностям распространения монополярных импульсов (МИ) электромагнитного излучения вызван, прежде всего, исследованиями в области воздействия электромагнитного поля на различные среды. Так, в [1, 2] было показано, что изменения в биоподобных структурах, вызванные монополярными электрическими импульсами, оказываются больше, чем в случае биполярных импульсов или волновых углов. Следует отметить, что в этих экспериментах импульсы были пространственно локализованными, т.е. не излучались в свободное пространство.

Один из способов получения пары разделенных в пространстве МИ излучения был предложен в [3]. Источником МИ в этом случае выступал короткий линейный ток, зависимость от времени которого имела вид трапеции. Передний фронт тока формировал МИ излучения одной полярности, задний – противоположной. Расстояние между импульсами соответствовало промежутку времени, в течение которого ток оставался постоянным. Возможность генерации аналогичных импульсов была продемонстрирована также в ряде вычислительных экспериментов [4, 5]. В этих случаях МИ генерировались плоским коротким зеркалом релятивистских электронов, которое падало наклонно на тонкую металлическую фольгу. Ввиду малого сечения взаимодействующих электроны преодолевали данное препятствие, в то время как для электромагнитного поля фольга была непрозрачной. В результате на поверхности металла образовывался локализованный в про-

странстве и перемещающийся с течением времени вдоль фольги ток, который и выступал в качестве источника МИ.

Однако проблеме управления распространением (изменение направления, возможность фокусировки без потери монополярности) МИ должного внимания уделено не было. Для ее решения, прежде всего, следует рассмотреть задачу рассеяния таких импульсов на объектах с различными электромагнитными свойствами.

Целью данной работы является исследование пространственно-временной структуры поля рассеяния одного МИ на бесконечном диэлектрическом цилиндре.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим двумерную прямоугольную область  $G$  (рис. 1), которая ограничена сверху и снизу идеальным проводником. На левой и правой границах  $G$  выполнены условия излучения электромагнитного поля. Введем декартову систему координат  $x, z$ , ось  $z$  которой перпендикулярна плоскости рисунка. Пусть вдоль оси  $x$  распространяется линейно поляризованный МИ с плоским фронтом, компоненты которого  $E_y$  и  $H_z$  отличны от нуля. Значение этих компонент в поперечном направлении в фиксированный момент времени постоянно. Для удобства нормируем время на длительность падающего импульса  $\tau$ , определяемую по уровню 0.5 амплитуды  $E_y$ . Пространственную координату нормируем на величину  $c\tau$ , где  $c$  – скорость света в вакууме. Отметим, что линейные раз-

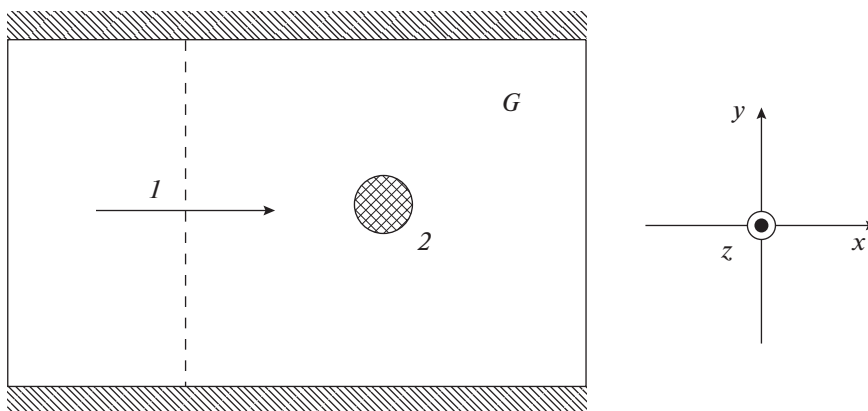


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой области: 1 – фронт и направление распространения монополярного импульса, 2 – диэлектрический цилиндр (поперечное сечение).

меры  $G$  много больше  $ct$ . Область  $G$  содержит диэлектрический цилиндр, ось которого параллельна оси  $z$  и находится в центре  $G$ . Частотной дисперсией показателя преломления цилиндра пренебрежем. Для удобства вычисления рассеянного поля потребуем, чтобы радиус цилиндра был много меньше поперечного размера  $G$ . Выполнение этого условия обеспечивает существование достаточно длительного промежутка времени, в течение которого рассеянное цилиндром поле распространяется до верхней и нижней границ рассматриваемой области.

Т.е. на этом временном отрезке отраженного от границ  $G$  поля не существует.

Пространственно-временную динамику электромагнитного поля определим, используя систему уравнений Максвелла в дифференциальной форме, задав для компонент  $E_x$ ,  $E_y$  и  $H_z$  соответствующие поставленной задаче граничные и начальные условия.

Пусть в некоторый фиксированный (начальный) момент времени  $t = 0$  падающий импульс задан следующими выражениями:

$$E_y(x, y, t = 0) = \begin{cases} 0, & t - (x - x_0)/c < 0 \\ -\alpha_0 (t - (x - x_0)/c)^2 \exp(-\beta(t - (x - x_0)/c)), & t - (x - x_0)/c \geq 0 \end{cases} \quad (1)$$

$$H_z = -E_y. \quad (2)$$

Здесь  $\alpha_0$  – амплитуда МИ,  $x_0$  – начальное положение фронта,  $\beta$  – коэффициент, определяющий длительность МИ. Из (1) следует, что компонента  $E_y$  всегда отрицательна, фронт импульса нарастает по квадратичному закону, а после достижения максимума поле экспоненциально уменьшается.

Решение поставленной задачи будем проводить численным методом, основанным на конечно-разностной аппроксимации уравнений в частных производных [6]. Используем аппроксимацию второго порядка точности. Как известно, в этом случае каждой вычисляемой компоненте поля ставится в соответствие сеточная функция, определенная в дискретных узлах (узлах пространственной сетки) и в дискретные моменты времени. Взаимное пространственно-временное расположение сеток для разных компонент поля задается соотношениями следующего вида:

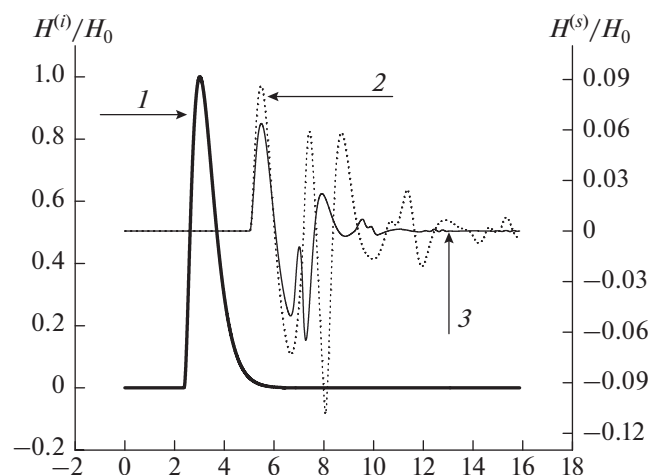
$$\begin{aligned} E_x &\rightarrow E_{xi+1/2, j}^n, & E_y &\rightarrow E_{yi, j+1/2}^n, \\ H_z &\rightarrow H_{zi+1/2, j+1/2}^{n+1/2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $i, j$  – номер узла по координате  $x$  и  $y$  соответственно,  $n$  – номер шага по времени. Полуцелые значения индексов означают сдвиг координаты узла или момента времени на половину шага дискретизации.

Отметим, что переход от непрерывного к дискретному представлению, аналогичный (3), всегда сопровождается появлением дополнительных эффектов, присущих только дискретным моделям [7]. Уменьшение этих эффектов достигается разными способами, однако полностью их исключить не представляется возможным.

В нашем случае влияние части нежелательных “сеточных” эффектов при определении рассеянного цилиндром поля минимизируем, используя принцип суперпозиции электромагнитного поля:

$$\vec{E} = \vec{E}^{(i)} + \vec{E}^{(s)}, \quad \vec{H} = \vec{H}^{(i)} + \vec{H}^{(s)}, \quad (4)$$



**Рис. 2.** Зависимость магнитной компоненты поля от времени. 1 – падающий монополярный импульс (левая шкала), поле рассеяния при  $\epsilon = 8$  (кривая 2) и  $\epsilon = 4$  (кривая 3) (правая шкала).

где  $(\vec{E}^{(i)}, \vec{H}^{(i)})$  – поле импульса,  $(\vec{E}^{(s)}, \vec{H}^{(s)})$  – поле рассеяния.

Решение будем проводить в два этапа. На первом этапе найдем значения сеточных функций  $E_{xi+1/2,j}^{n(1)}$ ,  $E_{yi,j+1/2}^{n(1)}$  и  $H_{zi+1/2,j+1/2}^{n+1/2(1)}$  для случая, когда  $G$  не содержит цилиндра. На втором этапе вычислим поле  $E_{xi+1/2,j}^{n(2)}$ ,  $E_{yi,j+1/2}^{n(2)}$  и  $H_{zi+1/2,j+1/2}^{n+1/2(2)}$  с учетом диэлектрической неоднородности. Тогда поле рассеяния без учета распространяющегося МИ будет равно

$$\begin{aligned} E_{xi+1/2,j}^{n(s)} &= E_{xi+1/2,j}^{n(2)} - E_{xi+1/2,j}^{n(1)}, \\ E_{yi,j+1/2}^{n(s)} &= E_{yi,j+1/2}^{n(2)} - E_{yi,j+1/2}^{n(1)}, \\ H_{zi+1/2,j+1/2}^{n+1/2(s)} &= H_{zi+1/2,j+1/2}^{n+1/2(2)} - H_{zi+1/2,j+1/2}^{n+1/2(1)}. \end{aligned}$$

Предложенный алгоритм позволяет, в частности, легко выделить  $(\vec{E}^{(s)}, \vec{H}^{(s)})$  на фоне  $(\vec{E}^{(i)}, \vec{H}^{(i)})$  даже тогда, когда соотношение амплитуд этих полей составляет несколько порядков.

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В проведенных вычислительных экспериментах были рассмотрены случаи, когда электрический поперечный размер цилиндра сравним с продольной длиной падающего импульса. Диаметр объекта равнялся  $2ct$ .

На рис. 2. изображены зависимости магнитной компоненты поля от времени в точке наблюдения, расположенной на расстоянии  $\sim 7ct$  от центра ди-

электрической неоднородности перед нею. Поле нормировано на максимальное значение поля падающего импульса  $H_0$ .

Кривая 1 соответствует исходному МИ. Видно, что импульс имеет только одну полярность. Кривая 2 показывает зависимость рассеянного поля в направлении, противоположном направлению распространения МИ, для значения диэлектрической проницаемости цилиндра  $\epsilon = 8$ . Аналогичная зависимость для  $\epsilon = 4$  соответствует кривой 3. Для выбранной точки наблюдения соотношение амплитуд  $H^{(s)}/H^{(i)}$  составило  $\sim 0.1$ .

Из представленных результатов следует, что для выбранного вида поляризации МИ (взаимного расположения его вектора электрического поля и оси цилиндра) конфигурация рассеянного поля отличается от формы падающего импульса: появляются как положительные, так и отрицательные значения. Т.е. если размер тела (с учетом значения  $\epsilon$ ) оказывается больше или сравним с характерной длиной падающего МИ, то рассеянное поле перестает быть монополярным. Количество формируемых при этом переколебаний зависит от формы, размера объекта и его диэлектрической проницаемости.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно сделать вывод о том, что использование диэлектрических объектов (линз и пр.) для управления распространением МИ нежелательно, так как это может привести к существенному искажению пространственно-временной формы электромагнитного поля. Задача отражения МИ от проводящих поверхностей требует отдельного рассмотрения.

Моделирование было проведено на вычислительных ресурсах Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kotnik T., Pucihar G., Reberšek M. et al. // BBA – Biomembranes. 2003. V. 1614. № 2. P. 193.
2. Pakhomov A.G., Semenov I., Xiao S. et al. // Cell. Mol. Life Sci. 2014. V. 71. № 22. P. 4431.
3. <http://jre.cplire.ru/jre/mar17/8/text.pdf>.
4. Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. // Nature Photon. 2012. V. 6. P. 304.
5. Xu J. et al. // Sci. Rep. 2018. V. 8. № 1. P. 2669.
6. Taflove A. Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method. London: Artech House, 1995. 599 p.
7. Birdsall C.K., Langdon A.B. Plasma physics, via computer simulation. McGraw-Hill Book Company, 1985. 479 p.