

УДК 537.86

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПЛОСКОГО ФРОНТА УНИПОЛЯРНОГО ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ

© 2025 г. В. Н. Корниенко<sup>1, \*</sup>, В. В. Кулагин<sup>1, 2</sup>

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

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Москва, Россия

\* e-mail: korn@cplire.ru

Поступила в редакцию 06.09.2024 г.

После доработки 16.09.2024 г.

Принята в печать 30.09.2024 г.

Рассмотрена задача нестационарной дифракции монополярного ТМ-поляризованного электромагнитного импульса с плоским фронтом на тонкой щели в идеально проводящем экране. Методами вычислительного эксперимента показано, что в случае, если ширина щели много меньше пространственной длины импульса, то за экраном формируется поле в виде цилиндрического монополярного импульса, т.е. имеет место преобразование формы фронта падающего поля без изменения его характера (монополярности).

**Ключевые слова:** монополярный электромагнитный импульс, нестационарная дифракция, преобразование формы фронта

**DOI:** 10.31857/S0367676525010172, **EDN:** CZREUY

### ВВЕДЕНИЕ

Проблема генерации сверхкоротких электромагнитных импульсов является актуальной уже на протяжении многих лет. Способы ее решения постоянно развиваются и зависят, в частности, от частотного диапазона.

Особо следует отметить задачу генерации электромагнитных импульсов, длительность которых составляет доли периода колебаний (см., например [1]). В литературе такие импульсы получили название уни- или монополярных (МЭМИ) [2]. Детальный обзор работ российских авторов по рассматриваемой тематике представлен в [3].

Теоретические и экспериментальные исследования МЭМИ представляют интерес как с общефизической, так и с прикладной точек зрения. Если говорить о фундаментальных проблемах генерации МЭМИ, следует упомянуть работу [4], в которой несколькими способами проведено доказательство того, что набором пространственно-ограниченных источников создать униполярный импульс в трехмерном пространстве в общем случае невозможно. Следовательно, как отмечалось, в частности, в [3], при рассмотрении МЭМИ следует указывать ту пространственную область и тот временной интервал, на котором МЭМИ существует. Например, в ра-

боте [5] рассмотрен один из способов генерации в микроволновом диапазоне пары МЭМИ противоположного знака. В качестве источника выбран пространственно-короткий электрический ток, временная зависимость которого имеет вид трапеции. Показано, что пространственно-временное разделение импульсов пары определяется длительностью временного интервала, на котором ток постоянен.

Отдельной задачей является преобразования характеристик МЭМИ, таких как изменение направления распространения, их фокусировка и т.д., которые не приводили бы к разрушению основного свойства МЭМИ: монополярности.

Так, в работе [6] приведен теоретический анализ распространения униполярного предвестника, генерируемого в результате многофотонной ионизации в электрооптическом кристалле, индуцированной ультракоротким лазерным импульсом. В этой же работе обращено внимание, что по мере распространения указанного электромагнитного образования оно теряет свойства монополярности, что еще раз подтверждает тот факт, что говорить о существовании МЭМИ можно только при рассмотрении какой-то ограниченной области пространства в ограниченный интервал времени. Результаты экспериментального наблюдения униполярного предвестника приведены в [7].

С учетом указанных пространственно-временных ограничений были рассмотрены задачи дифракции МЭМИ на простейших двумерных объектах: бесконечных цилиндре, ленте и др. [8–10]. Было указано на существенное отличие динамики поля дифракции для различных поляризаций электрического поля  $E$  падающего МЭМИ. Если вектор  $E$  был направлен параллельно объекту, то в большинстве рассмотренных методами вычислительного эксперимента случаев поле дифракции было близко к униполярному виду. Если же вектор  $E$  лежал в плоскости поперечного сечения объекта, то поле дифракции было знакопеременным.

Отметим, что в этих работах поперечные линейные размеры объектов значительно превосходили пространственную длину падающего импульса  $L_{\text{имп}}$ , определяемую как произведение его временной длительности на скорость света. Исходя из предложенного в указанных работах механизма формирования знакопеременного поля (за счет возбуждения на краях объектов цилиндрических волн), для задачи дифракции на щели МЭМИ, имеющего плоский фронт, можно сделать следующее предположение. Если ширина щели будет много меньше пространственной длины падающего импульса, то следует ожидать формирования поля дифракции, структура которого будет близка к монополярной. Форма же фронта поля дифракции может оказаться цилиндрической.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для проверки этого предположения рассмотрим следующую задачу.

Пусть в двумерной области  $G$  (рис. 1), электродинамические характеристики которой совпадают с характеристиками свободного пространства, в положительном направлении оси  $x$  распространяется монополярный электромагнитный импульс  $I$ , имеющий плоский фронт. Импульс имеет одну отличную от нуля компоненту электрического поля, которая на левой границе  $G$  зависит от времени  $t$  следующим образом:

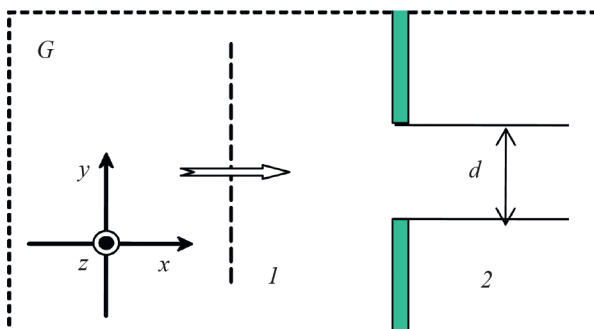


Рис. 1. К постановке задачи.

$$E_t(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ E_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{t}{\tau_1}\right), & 0 \leq t \leq \tau_1, \\ E_0 \exp\left(-\left(\frac{t - \tau_1}{\tau_2}\right)^2\right), & t \geq \tau_1, \end{cases} \quad (1)$$

где  $E_0$  — амплитуда напряженности электрического поля,  $\tau_1$  — длительность переднего фронта импульса (время, за которое поле от нулевого значения достигает максимального),  $\tau_2$  — параметр, определяющий длительность заднего фронта импульса. Отметим, что  $L_{\text{имп}} \approx c(\tau_1 + \tau_2)$ , где  $c$  — скорость света в вакууме.

Область содержит бесконечный в направлении оси  $y$  идеально проводящий экран 2 со щелью шириной  $d$ . Экран имеет конечную толщину  $h$  (по оси  $x$  выбранной системы координат). Края экрана, образующие щель, имеют скругление, радиус которого равен  $h/2$ .

Найдем динамику электромагнитного поля в области  $G$ . Для этого воспользуемся системой дифференциальных уравнений Максвелла в пространственно-временном представлении [11]. Рассмотрим такую поляризацию поля, при которой вдоль оси  $z$ , перпендикулярной плоскости расположения  $G$ , отличной от нуля является только одна магнитная компонента (ТМ-поляризация). С учетом того, что в свободном пространстве диэлектрическая ( $\epsilon$ ) и магнитная ( $\mu$ ) проницаемости равны единице, покомпонентная запись уравнений имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z(x, y, t)}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu_0} \left\{ \frac{\partial E_y(x, y, t)}{\partial x} - \frac{\partial E_x(x, y, t)}{\partial y} \right\}, \\ \frac{\partial E_x(x, y, t)}{\partial t} &= \frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial H_z(x, y, t)}{\partial y}, \\ \frac{\partial E_y(x, y, t)}{\partial t} &= -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial H_z(x, y, t)}{\partial x}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  — электрическая и магнитная постоянная соответственно.

Предположим, что до момента  $t = 0$  электромагнитное поле в  $G$  отсутствует. При  $t > 0$  электрическое поле на левой границе  $G$  соответствует (1). Отражение электромагнитных волн от нижней, верхней и правой границ  $G$  отсутствует. Граничные условия на поверхности экрана соответствуют граничным условиям на идеально проводящей поверхности.

Для решения системы уравнений Максвелла с указанными начальными и граничными условиями воспользуемся численным методом, основанным на конечно-разностной аппроксимации частных производных по пространственным координатам и времени [12]. Отсутствие отражения волнового поля от границ  $G$  обеспечим внедрением абсолютно согласованного слоя [13].

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное моделирование рассматриваемой системы было выполнено при следующих фиксированных параметрах. Длина области  $G$  (направление  $x$ ) была равна 700 см, ширина (направление  $y$ ) 400 см. Экран, толщина которого составляла 5 см, был расположен на удалении 352.5 см от левой границы  $G$ . Радиус скругления краев экрана был равен 2.5 см. Падающий электромагнитный импульс имел единичную амплитуду  $H_0 = 1$ ,  $\tau_1 = 5 \cdot 10^{-10}$  с,  $\tau_2 = 3 \cdot 10^{-10}$  с. Его пространственная длина  $L_{\text{имп}} = 24$  см.

Изменяемым параметром в моделировании была ширина щели  $d$ , которая соответствовала расстоянию между скруглениями краев экрана. В качестве контролируемых величин были использованы зависимости значения магнитной компоненты поля от продольной координаты на прямой, проходящей через середину щели в фиксированный момент времени, а также пространственное распределение этого поля в правой части области  $G$  (за экраном).

Проведенное моделирование динамики поля показали, что при соотношении  $L_{\text{имп}}/d > 5$  за экраном формируется монополярный цилиндрический импульс, амплитуда которого уменьшается с увеличением указанного соотношения.

Характерные зависимости поля дифракции приведены на рис. 2, которые были получены для  $L_{\text{имп}}/d \approx 5$ . Для удобства рассмотрения нача-

ло оси  $x$  совмещено с правой границей экрана. Ноль вертикальной координаты совпадает с центром щели. Момент времени  $t = 0$  соответствует появлению МЭМИ на левой границе  $G$ .

На рис. 2а показаны зависимости распределения  $H_z$  от продольной координаты в моменты времени  $t = 132, 148, 165, 181$  и  $198$  нс (кривые 1, 2, 3, 4 и 5 соответственно). Максимальные значения сформированного МЭМИ убывают с расстоянием от щели  $\sim 1/\sqrt{r}$ , что соответствует закону убывания амплитуды цилиндрической волны с расстоянием до ее источника. Амплитуда поля дифракции  $H_0^{\text{диф}}$ , а также величина наблюдаемого перегиба на заднем фронте импульса (обозначен на рис. 2а стрелкой) уменьшается с увеличением соотношения  $L_{\text{имп}}/d$ . Для  $L_{\text{имп}}/d = 5$  величина  $H_0^{\text{диф}}/H_0 \approx 0.25$ . Таким образом, при стремлении ширины щели к нулю, профиль поля дифракции будет стремиться к профилю падающего импульса, однако при этом  $H_0^{\text{диф}}$  также будет исчезающе малой.

На рис. 2б показаны изолинии магнитной компоненты поля дифракции, построенные в момент времени  $t = 135$  нс. Отметим, что вблизи прямой  $y = 0$  наблюдается область максимальных значений, а большинство изолиний имеют форму полуокружностей, что соответствует фазовым поверхностям цилиндрической волны, т. е. можно утверждать, что плоский фронт исходного МЭМИ был преобразован в цилиндрический.

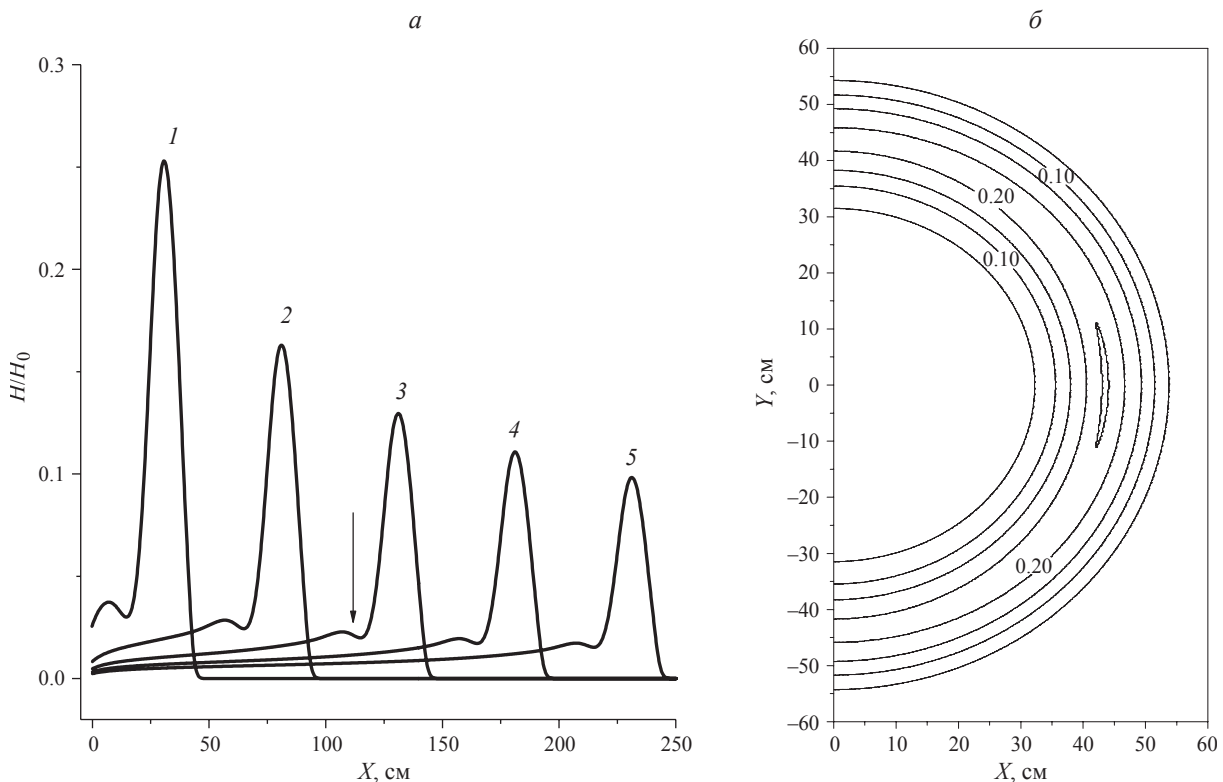


Рис. 2. Зависимость магнитного поля дифракции от продольной координаты (а) и его пространственное распределение (б).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, основываясь на результатах проведенных вычислительных экспериментов, можно считать, что поле дифракции МЭМИ с плоским фронтом на идеально проводящем экране со щелью, ширина которой удовлетворяет условию  $L_{\text{имп}}/d \gg 1$ , имеет вид монополярного импульса с цилиндрическим фронтом. Данное свойство может быть использовано при проведении экспериментальных работ по воздействию МЭМИ на искусственные и естественные объекты.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. You D., Jones R.R., Bucksbaum P.H. // Opt. Lett. 1993. V. 18. No 4. P. 290.
2. Архипов Р.М., Архипов М.В., Шимко А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 1. С. 9; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Shimko A.A. et al. // JETP Lett. 2019. V. 110. No. 1. P. 15.
3. Розанов Н.Н., Архипов М.В., Архипов Р.М. и др. // Опт. и спектроск. 2023. Т. 131. № 2. С. 212; Rosanov N.N., Arkhipov M.V., Arkhipov R.M. et al. // Opt. Spectrosc. 2023. V. 131. No. 2. P. 200.
4. Kwang-Je Kim, McDonald K.T., Stupakov G.V., Zolotarev M.S. // arXiv:physics/0003064. 2000.
5. Корниенко В.Н., Румянцев Д.Р., Черепенин В.А. // Журн. радиоэлектрон. 2017. № 3. С. 1.
6. Sychugin S.A., Novokovskaya A.L., Bakunov M.I. // Phys. Rev. A. 2022. V. 105. No. 5. P. 053528.
7. Ilyakov I.E., Shishkin B.V., Efimenko E.S. et al. // Opt. Express. 2022. V. 30. No. 9. P. 14978.
8. Корниенко В.Н., Кулагин В.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 1. С. 64; Kornienko V.N., Kulagin V.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 1. P. 50.
9. Корниенко В.Н., Кулагин В.В., Гунта Д.Н. // Радиотехн. и электрон. 2021. Т. 66. № 7. С. 644; Kornienko V.N., Kulagin V.V., Gupta D.N. // J. Commun. Technol. Electron. 2021. V. 66. No. 7. P. 818.
10. Корниенко В.Н., Кулагин В.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 1. С. 84; Kornienko V.N., Kulagin V.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 1. P. 59.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988.
12. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989. 452 с.
13. Taflov A. Computational electrodynamics. The finite-difference time-domain method. London: ArtechHouse, 1995. 188 p.

## Conversion of a flat front of a unipolar radiation pulse into a cylindrical one

V. N. Kornienko<sup>a, \*</sup>, V. V. Kulagin<sup>a, b</sup>

<sup>a</sup> Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences,  
Moscow, 125009 Russia

<sup>b</sup> Lomonosov Moscow State University,  
Moscow, 119234 Russia

\* e-mail: korn@cplire.ru

The problem of nonstationary diffraction of a monopolar TM-polarized electromagnetic pulse with a flat front on a thin slit in a perfectly conducting screen is considered. Using computational experiment methods, it has been shown that if the slit width is much smaller than the spatial length of the pulse, then a field is formed behind the screen in the form of a cylindrical monopolar pulse, i. e. there is a transformation of the shape of the incident field front without changing its character (monopolarity).

**Keywords:** monopolar electromagnetic pulse, non-stationary diffraction, front shape transformation