

Транспортировка униполярных электромагнитных импульсов в коаксиальном волноводе

© С.В. Федоров, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов, Н.А. Веретенев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: sfedorov2006@bk.ru, mikhail.v.arkhipov@gmail.com, nnrosanov@mail.ru, torrek@gmail.com

Поступила в редакцию 27.05.2024 г.

В окончательной редакции 01.07.2024 г.

Принята к публикации 15.10.2024 г.

Подтверждена возможность эффективного прохождения униполярного импульса через коаксиальный волновод. Экспериментально показано, что при возбуждении потенциала на обкладках волновода короткими импульсами однополярность импульсов, проходящих по кабелю, сохраняется. Численно промоделирована задача о прохождении поля равномерно движущегося заряда. Показано, что главная волна проходит через волновод почти без потерь. Площадь импульса остается ненулевой внутри и вблизи внешней границы идеального волновода.

Ключевые слова: коаксиальный волновод, титан-сапфировый лазер, униполярные импульсы, дифракция поля заряда.

DOI: 10.61011/OS.2024.10.59420.7368-24

1. Введение

Предельно короткие электромагнитные импульсы нужны для диагностики и управления сверхбыстрыми процессами в микрообъектах (вплоть до атомного уровня), передачи информации и для других приложений [1,2]. Помимо генерации, задача о транспортировке таких импульсов до объекта остается актуальной. Поскольку коаксиальный волновод не имеет частоты отсечки для главных волн, в нем могут распространяться волны любой частоты со скоростью света в вакууме [3]. Это делает перспективным использование их для транспортировки униполярных электромагнитных импульсов, которые воздействуют на микрообъекты однонаправленно и тем самым более эффективно, чем в случае биполярных импульсов [4]. Однако ранее систематические исследования транспортировки униполярных электромагнитных импульсов, видимо, не проводились.

Задачей настоящей работы служит, во-первых, экспериментальное подтверждение прохождения униполярных импульсов через коаксиальный волновод. Вторая задача связана с тем, что поле электрического заряда, движущегося прямолинейно с постоянной скоростью, представляет униполярный импульс, движущийся со скоростью заряда вместе с ним [5]. В настоящей работе теоретически решается задача об отрыве части импульса, связанного с зарядом, при его влете в коаксиальный волновод, его дальнейшем распространении со скоростью света и выходе из него.

2. Экспериментальная демонстрация сохранения униполярности при распространении коротких униполярных импульсов в коаксиальном волноводе

Коаксиальный волновод состоит из двух металлических цилиндров разного диаметра. Цилиндр меньшего диаметра располагается в центре внутри цилиндра большего диаметра. В радиотехнике внутренний цилиндр — это обычно сплошной провод, вокруг которого расположен диэлектрик, изолирующий его от внешней цилиндрической оплетки.

Прохождение коротких импульсов без потери униполярности можно продемонстрировать на простом эксперименте: если обеспечить гальванический контакт источника электрического импульса с центральным проводником и оплеткой кабеля, то он способен передавать короткие униполярные импульсы. К коаксиальным кабелям различной длины подключался скоростной фотодиод, который освещался короткими импульсами излучения титан-сапфирового лазера. В этом случае фотодиод, действуя как квадратичный детектор, фиксирующий интенсивность лазерного излучения, становился источником коротких униполярных электрических импульсов. Другой конец кабелей подключался к DC-входу скоростного цифрового осциллографа с полосой регистрируемых частот от 0 до 1 GHz. Осциллограф фиксировал напряжение в зависимости от времени. Коаксиальные кабели не были идеальными и вносили искажения.

На рис. 1, *a* приведен пример осциллограмм, когда фотодиод непосредственно подключался ко входу осциллографа (*a*) и через кабель длиной 3 м (*b*). Длительность

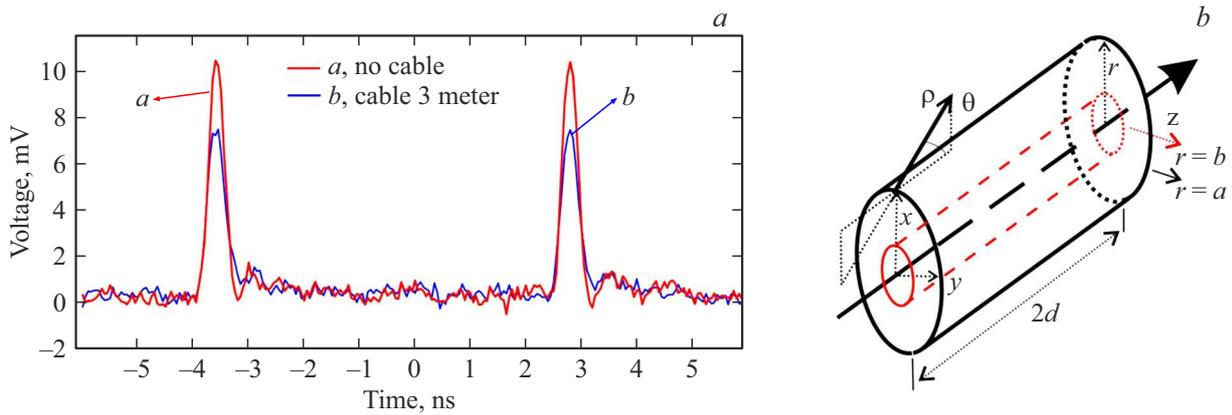


Рис. 1. (а) Импульсы с фотодиода, подключенного непосредственно ко входу осциллографа (кривая *a*) и через 3-метровый коаксиальный кабель (кривая *b*). (б) Схема прохождения поля через коаксиальный волновод; расположение цилиндров в коаксиальном волноводе с цилиндрической симметрией.

импульса на полувысоте по осциллограммам при прямом подключении фотодиода (вариант (а)) составляет 300 ps. Это соответствует длине импульса в пространстве 9 см. Оценка длительности импульса исходя из заявленной производителем полосы пропускания фотодиода от 0 до 3 GHz (что в три раза больше полосы пропускания осциллографа) дает длительность в три раза меньше 100 ps, что соответствует длине импульсов в пространстве 3 см. Длина кабеля в 3 м превышает эту величину в 100 раз. В приведенном примере видно, что форма импульсов меняется после прохождения кабеля. Амплитуда уменьшается, а продолжительность увеличивается, однако импульс остается униполярным. Электрическая площадь импульса

$$S_E = \int \mathbf{E} dt,$$

проходящего по кабелю (\mathbf{E} — электрическая напряженность поля), согласно результатам обработки осциллограмм, практически не меняется.

3. Дифракция поля заряда на открытом конце коаксиального волновода

Во второй задаче внутренний цилиндр коаксиального волновода с конечной длиной был полым, и заряд двигался вдоль его оси с постоянной скоростью. Ввиду осевой симметрии задачи поле заряда на входе в волновод и рассеянное поле обладает той же симметрией (рис. 1, б). Равномерно движущийся со скоростью заряд порождает одну орбитальную компоненту магнитного поля:

$$H_{\varphi, in} = r^{-1} \Phi_{in}, \quad \dot{H}_{\varphi, in}(T, r) = q \frac{V}{\eta r^2} (1 + T^2)^{-3/2},$$

$$T = \frac{Vt - z}{\eta r}, \quad \Phi_{in} = q e^{ik_v z} |\Omega| K_1(|\Omega|), \quad \Omega = \eta k_v r, \quad (1)$$

где $k_v = k/V_0$, $V_0 = V \sqrt{\epsilon \mu}$, $\eta = \sqrt{1 - V_0^2}$, $\epsilon = 1$ — диэлектрическая проницаемость прозрачной среды, $\mu = 1$, $q = 1$ [5]. Здесь $\dot{H}_{\varphi, in}$ — временная амплитуда поля, $H_{\varphi, in}$ — её фурье-образ для спектрального параметра $k = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$, и мы используем систему единиц с единичной скоростью света. Электрическое поле состоит из двух компонент, амплитуды которых выражаются через амплитуду магнитного поля:

$$\begin{aligned} E_r &= -i \sqrt{\mu/\epsilon} (kr)^{-1} \frac{\partial}{\partial z} (r H_\varphi), \\ E_z &= i \sqrt{\mu/\epsilon} (kr)^{-1} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi). \end{aligned} \quad (2)$$

Граничную задачу дифракции запишем для амплитуды

$$\psi(z, r) = r H_\varphi = \Phi - \Phi_{in},$$

где $\Phi(z, r) = r H_{\varphi, tot}$ — амплитуда полного магнитного поля для заданного k , регулярная при $r \rightarrow 0$:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \phi + \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} \right) \phi = 0. \quad (3)$$

Граничные условия на металлических поверхностях волновода для идеального металла — отсутствие продольной компоненты полного электрического поля, $E_{z, tot} = 0$, или из (2) $\partial \Phi / \partial r = 0$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \psi(z, r) + \frac{\partial}{\partial r} \Phi_{in}(z, r) &= 0, \\ r = a, b, \quad z_{m0} < z < z_{m1}. \end{aligned} \quad (4)$$

Выбор условия (4) обоснован и для неидеального металла при $k \rightarrow 0$, поскольку в этом случае диэлектрическая проницаемость металла по модели Друде

$$\text{Re} \epsilon_m = 1 - \omega_p^2 / \omega^2 \rightarrow \omega, \quad (5)$$

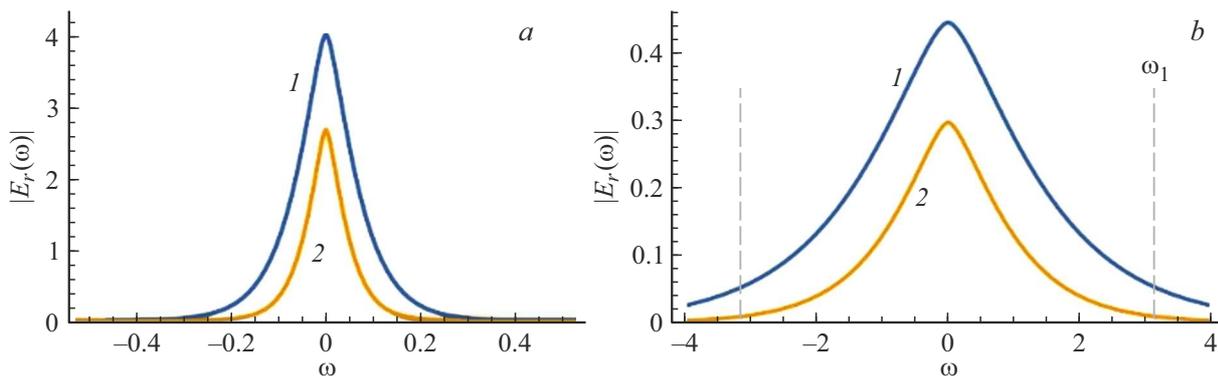


Рис. 2. Частотный спектр импульса поля E для $z = z_0$ в двух точках по $r = b = 2$ и $a = 3$ (кривая 1 и 2) и для скорости (а) и (b). Частота отсечки для выбранных параметров $\omega_1 \approx \pi$.

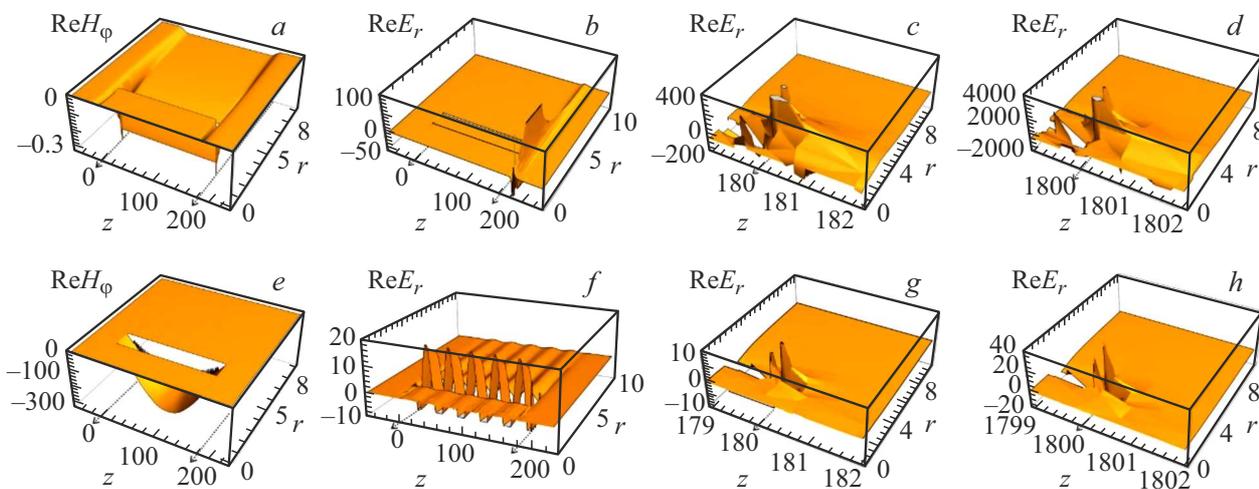


Рис. 3. Распределение рассеянного магнитного H_ϕ (а и е) и электрического поля E_r для двух значений длины волновода: $2d = 180$ и $2d = 1800$, (b–d) и (f–h). Стрелки обозначают границы волновода по z . Продольные по z линии на (b) обозначают положение цилиндрических обкладок коаксиального волновода. Верхний ряд (a–d) соответствует значению $k = 0$ (распределение площади электрического поля), нижний ряд (e–h) — первому резонансному значению $k = \pi/2d$.

и отражение от границы металла можно рассматривать как отражение от плазмы свободных электронов [6] без поглощения в скин-слое для тонкого слоя металла.

Вывод граничного условия на ребре волновода описан в [7], наиболее удобно его использовать для амплитуды магнитного поля:

$$\psi(z, r) + \Phi_{in}(z, r) = 0, \quad z = z_{m0}, z_{m1}, \quad r = a, b. \quad (5)$$

Электрическое поле на ребре волновода, вообще говоря, иррегулярно, $E_{r,tot} \sim |r - b|^{-1/2} \rightarrow \infty$, но для выделенных значений спектрального параметра, соответствующих резонансным значениям конечного волновода ($k_n = \pi n/2d$), оно регулярно, так что $E_{r,tot} \rightarrow const$.

Падающее поле заряда Φ_{in} удовлетворяет уравнениям Максвелла, но не удовлетворяет условиям Зоммерфельда при $r \rightarrow \infty$, поскольку свободный заряд не излучает, и поле локализовано вблизи него. Однако наличие волновода приводит к появлению рассеянного поля ψ , уравнение для которого (3) необходимо дополнить граничными

условиями Зоммерфельда при $R(z, r) = \sqrt{z^2 + r^2} \rightarrow \infty$ (рис. 1, b):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial R} \psi = \mp k \psi, \quad z \rightarrow \mp \infty, \quad \frac{\partial}{\partial r} \psi = ik \psi, \\ z = const, \quad r \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (6)$$

Граничная задача дифракции (3)–(6) полностью задает рассеянное поле, которое распространяется с фазовой скоростью света $k_z = k$. Фазовая скорость падающего поля равна скорости заряда $k_z = k/V_0$.

Полное поле внутри волновода можно разложить по спектру продольных и поперечных мод, удовлетворяющих граничным условиям,

$$\Phi = \sum_{n,l=0}^{\infty} e^{i\omega t + k_z z} \Phi_n^{(k_1)}(z, r).$$

Здесь $k_z = \sqrt{k^2 - \kappa_l^2}$ — продольное волновое число, а поперечное волновое число κ_l соответствуют спектру

нулей функции Бесселя и Неймана, задавая профиль цилиндрической волны. Вне волновода поле раскладывается по непрерывному спектру цилиндрических волн, и для гармоники с $\kappa_l > 0$, $l > 0$ внутри волновода затухают. Гармоники с $\kappa_0 = 0$ соответствуют главной волне с поперечной поляризацией ($E_z = 0$). Волны в точке спектра $k = \kappa_l$, $l > 0$ соответствуют волнам с продольной поляризацией ($E_z \neq 0$).

Глубина проникновения в волновод E -волн определяется спектром падающего излучения. На рис. 2 показан спектр поля заряда для двух значений его скорости. Видно, что ширина спектра при $V = 0.1$ мала, так что высокочастотные гармоники затухают на длине $a/10$. Для радиуса волновода $a = 3$ это много меньше его длины, $2d = 180$. Наоборот, гармоники с резонансными продольными модами $k = k_n$ для главной волны наиболее чувствительны к части спектра их содержащего.

Прямое численное решение граничной задачи (3)–(6) без разложения по гармоникам продольных ($k = k_n$) и поперечных ($k = \kappa_l$) мод, как это обычно делается при получении аналитического решения [7], проведенное для разных значений k из спектра поля заряда, показывает, что передача импульса с ненулевой площадью электрического поля ($k = 0$) возможна, и она сосредотачивается вблизи выходной апертуры коаксиального волновода не только при $b < r < a$, но и существенно с внешней стороны волновода при (рис. 3, b , где величина поля при $k = 0$ мала для $0 < z < 2d$ по сравнению с величиной поля при $z > 2d$).

Площадь импульса спадает на расстояниях порядка ширины апертуры коаксиального волновода, $z - 2d \geq a - b$. Эта величина не зависит от длины волновода, но увеличение длины волновода в 10 раз приводит к увеличению площади импульса на порядок на том же расстоянии от выхода, рис. 3, c и рис. 3, d . Величина магнитного поля внутри волновода для резонансной моды (рис. 3, e) большая по сравнению с периферией и осциллирует, что связано с интерференцией двух противоположно направленных главных волн, отраженных от концов волновода. Более частые осцилляции электрического поля внутри волновода (рис. 3, f) связаны с компенсацией осцилляций поля заряда, движущегося со скоростью $V_0 = 0.1$, из-за чего фаза поля меняется со скоростью $k_V = k_1/V_0$.

Заключение

Экспериментально и теоретически показана возможность эффективной передачи импульса с ненулевой площадью электрического поля на большие расстояния с помощью коаксиального волновода.

В рамках численного расчета граничной задачи дифракции поля равномерно движущегося заряда определены амплитуды магнитного и электрического полей на выходе из волновода. Показано, что при малых скоростях заряда мала доля волн с частотами, превышающими

частоты отсечки для неглавных волн. При увеличении скорости доля поля с докритическими значениями частот, при которых возможно распространение только в виде главных волн, убывает. При увеличении длины волновода увеличивается число продольных резонансных мод, попадающих в спектр поля заряда, что увеличивает эффективность передачи площади импульса.

Финансирование работы

Исследование поддержано грантом Российского научного фонда 23-12-00012.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Е.А. Хазанов. Квант. электрон., **52** (3), 208 (2022). DOI: 10.1070/QEL18001
- [2] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, П.А. Образцов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **117** (1), 10–28 (2023). DOI: 10.31857/S1234567823010020
- [3] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (Наука, М., 1982).
- [4] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов, А.В. Пахомов. В сб.: *Терагерцовая фотоника* (РАН, М., 2023), с. 360–393.
- [5] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля* (Наука, М., 1988).
- [6] В.В. Новиков, К.В. Wojciechowski. ФТТ, **44** (11), 1963–1969 (2002).
- [7] Л. Миттра, С. Ли. *Аналитические методы теории волноводов* (Мир, М., 1974).