

03

Транспортировка предельно коротких импульсов излучения в волноводах с неодносвязным поперечным сечением

© Н.Н. Розанов^{1,2,3}

¹ Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, 199053 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия

³ Университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 28.08.19 г.

В окончательной редакции 28.08.2019 г.

Принята к публикации 09.09.2019 г.

Проведен анализ особенностей транспортировки предельно коротких импульсов излучения в металлических волноводах. Сделан вывод о возможности подавления модовой дисперсии и тем самым сохранении формы импульсов, включая субцикловые и униполярные импульсы, на расстояниях, ограниченных поглощением в металлах.

Ключевые слова: распространение импульсов излучения, предельно короткие импульсы, субцикловые и униполярные импульсы, коаксиальные волноводы.

DOI: 10.21883/OS.2019.12.48692.253-19

В настоящее время уровень лазерной физики позволяет генерировать пакеты излучения с предельно короткой длительностью и предельно высокой напряженностью поля [1–4]. Дальнейшее продвижение в область предельно коротких импульсов требует решения ряда новых теоретических вопросов. Эта тема служила предметом многих обзоров, включая [5–10]. Особо следует отметить случай субцикловых, квазиуниполярных импульсов, у которых основная поляризационная компонента напряженности электрического поля содержит существенную постоянную составляющую. Такие импульсы наиболее эффективно взаимодействуют как с заряженными частицами (их лазерное ускорение), так и с элементарными квантовыми объектами [11]. Если сравнительно недавно сомнению подвергалась сама возможность генерации квазиуниполярных импульсов излучения, то сейчас в связи с разработкой ряда методов такой генерации и экспериментальной демонстрацией подобных импульсов [12,13] дискуссионным остается другой вопрос. А именно возможна ли транспортировка квазиуниполярных импульсов на заметные расстояния или же вследствие дифракции они сохраняют степень униполярности лишь в ближней зоне?

Естественным подходом к подавлению дифракционных явлений служит использование волноводов или световодов. Однако предельно короткие и квазиуниполярные импульсы обладают весьма широким спектром. Поэтому составляющие импульса с различными частотами в обычных волноводах и световодах распространяются с различной фазовой скоростью — из-за частотной дисперсии среды (диэлектрика), в которой

распространяется излучение, и волноводной дисперсии, присутствующей и в полых волноводах, где излучение распространяется в свободном пространстве [14].

Тем не менее, преодоление дифракционных и дисперсионных ограничений транспортировки импульсов излучения с широким спектром возможно для полых волноводов с неодносвязным поперечным сечением. Их общая теория хорошо разработана [15], а такой их вариант как коаксиальный волновод широко используется в телефонии и радиотехнике [16]. Главные волны в таких волноводах в идеальных условиях не обладают частотой отсечки и распространяются с фазовой скоростью, совпадающей со скоростью света в вакууме, при любых частотах. Задачей данной работы служит анализ возможностей использования таких волноводов для транспортировки предельно коротких и квазиуниполярных импульсов.

Далее мы, следуя в основном [15], рассмотрим коаксиальный волновод, излучение в котором распространяется в области между двумя концентрическими окружностями радиуса a и b ($a < b$), отвечающими поверхностям раздела между вакуумом и металлом. Граничное условие Леонтовича позволяет свести краевую задачу к решению уравнений Максвелла только в этой области. Будем считать сначала, что металлы идеальны, т.е. обладают бесконечно большой проводимостью (поверхностный импеданс $\xi = 0$). Тогда электромагнитное поле главной волны чисто поперечное: $E_z = 0$, $H_z = 0$, где z — координата вдоль оси волновода, а \mathbf{E} и \mathbf{H} — напряженности электрического и магнитного полей. Для монохроматического поля с частотой ω структура поля

в комплексном представлении следующая:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -(\nabla_{\perp} \Phi) \exp[i(\omega/c)(z - ct)], \\ \mathbf{H} &= -i(c/\omega) \operatorname{rot} \mathbf{E}, \end{aligned} \quad (1)$$

где t — время, c — скорость света в вакууме и ∇_{\perp} — поперечный градиент (в плоскости, ортогональной z). Выражение (1) выписано для волн, бегущих в положительном направлении оси z . Аналогично для волн, бегущих в противоположном направлении, в показателе экспоненты в (1) нужно заменить $(z - ct)$ на $(z + ct)$.

„Потенциал“ Φ является решением двумерного уравнения Лапласа $\Delta_{\perp} \Phi = 0$ с граничными условиями $E_t = 0$, $H_n = 0$ (индексы обозначают тангенциальные и нормальные составляющие векторов соответственно). В цилиндрических координатах (ρ, φ, z) уравнение Лапласа решается разделением переменных:

$$\Phi(\rho, \varphi) = \Phi_{|m|}(\rho) \exp(im\varphi). \quad (2)$$

Здесь m — целое число, показывающее набег фазы поля при обходе в плоскости, поперечной оси волновода, по замкнутому контуру (топологический индекс для односвязных областей), причем знак m показывает направление возрастания фазы. При $m = 0$ „потенциал“ $\Phi = \ln \rho$ (опущены непринципиальные постоянные) и

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\frac{1}{\rho} \mathbf{e}_{\rho} \exp[i(\omega/c)(z - ct)], \\ \mathbf{H} &= \frac{1}{\rho} \mathbf{e}_{\varphi} \exp[i(\omega/c)(z - ct)], \quad (a < \rho < b). \end{aligned} \quad (3)$$

В (3) \mathbf{e}_{ρ} и \mathbf{e}_{φ} — радиальный и азимутальный орты. Согласно (3), силовые линии электрического поля имеют чисто радиальное направление (радиальная поляризация), а для магнитного поля они являются концентрическими окружностями.

При ненулевых индексах моды m уравнение Лапласа допускает решения двух типов. В первом

$$\begin{aligned} \Phi_{|m|}(\rho) &= \rho^{|m|}, \\ \mathbf{E} &= (\mathbf{e}_{\rho}|m| + i\mathbf{e}_{\varphi}m)\rho^{|m|-1} \exp[im\varphi + i(\omega/c)(z - ct)], \\ &\quad (a < \rho < b). \end{aligned} \quad (4)$$

Во втором варианте

$$\begin{aligned} \Phi_{|m|}(\rho) &= \rho^{-|m|}, \\ \mathbf{E} &= (\mathbf{e}_{\rho}|m| - i\mathbf{e}_{\varphi}m)\rho^{-|m|-1} \exp[im\varphi + i(\omega/c)(z - ct)], \\ &\quad (a < \rho < b). \end{aligned} \quad (5)$$

Видно, что при $m \neq 0$ электрическая напряженность помимо радиальной составляющей имеет и азимутальную (круговая поляризация).

Совпадение фазовых скоростей всех волн приводит к отсутствию модовой дисперсии. Тем самым импульсы излучения не меняют при распространении своей

формы. В общем случае излучение представляется суперпозицией двух импульсов с неизменной поперечной структурой и неизменным временным профилем, распространяющихся в противоположных направлениях со скоростью света в вакууме. Это распространение описывается одномерным уравнением Даламбера для поперечных компонент \mathbf{E} и \mathbf{H} (продольные составляющие нулевые):

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_{\perp}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \mathbf{H}_{\perp}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_{\perp}}{\partial t^2} = 0. \quad (6)$$

При каждом значении поперечных координат сохраняются (не зависит от z) электрическая площадь импульсов $S_E = \int \mathbf{E} dt$ [17–20] и их степень униполярности [21]

$$\xi = \frac{\left| \int \mathbf{E} dt \right|}{\int |\mathbf{E}| dt}. \quad (7)$$

Подавление модовой дисперсии не является уникальным свойством коаксиальных волноводов, сохраняясь для волноводов с произвольным неодносвязным поперечным сечением. Однако это свойство нарушается при учете неидеальности волновода, заключающейся хотя и в малом, но конечном (ненулевом) значении импеданса (проводимости) реальных металлов. Общие выражения [15] приводят для главной волны с индексом $m = 0$ к следующему виду коэффициента поглощения (см. также [16]):

$$\alpha = \frac{\frac{1}{a} + \frac{1}{b}}{2 \ln \frac{b}{a}} \operatorname{Re} \xi. \quad (8)$$

Из (8) следует, что коэффициент поглощения $a \rightarrow 0$ при $b \rightarrow \infty$ и резко возрастает при $a \rightarrow 0$ и при $a \rightarrow b$.

Таким образом, использование волноводов с неодносвязным поперечным сечением принципиально позволяет решить проблему транспортировки импульсов излучения с широким спектральным составом, в том числе предельно коротких и квазиуниполярных импульсов. Возможные неудобства поперечной структуры излучения с его отсутствием в центральной области устраняются, например, в волноводах, в которых излучение распространяется вне двух металлических труб с параллельными осями, разнесенными на расстояние, превышающее сумму радиусов этих труб. Основные ограничения на протяженность транспортировки вызваны неидеальностью волноводов: продольными изменениями формы поперечного сечения (включая шероховатости поверхности металла) и конечной проводимостью (ненулевым импедансом) металлов. Последний фактор приводит к дисперсии — различию поглощения излучения на различных частотах. Возможными путями увеличения протяженности служит использование сверхпроводников и фотонно-кристаллических световодов [22].

Финансирование работы

Исследование поддержано грантом РФФИ № 19-02-00312.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] [Электронный ресурс]. Режим доступа: <https://eli-laser.eu/>
- [2] Krausz F., Ivanov M. // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81. N 1. P. 163.
- [3] Manzoni C., Mücke O.D., Cirmi G., Fang S., Moses J., Huang S.-W., Hong K.-H., Cerullo G., Kärtner F.X. // *Laser Photonics Rev.* 2015. V. 9. N 2. P. 129–171.
- [4] Calegari F., Sansone G., Stagira S., Vozzi C. and Nisoli M. // *J. Phys. B.* 2016. V. 49. N 6. P. 062001.
- [5] Маймистов А.И. // *Квантовая электроника.* 2000. Т. 30. № 4. С. 287–304; Maimistov A.I. // *Quantum Electron.* 2000. V. 30. N 4. P. 287–304.
- [6] Маймистов А.И. // *Квантовая электроника.* 2010. Т. 40. № 9. С. 756–781; Maimistov A.I. // *Quantum Electron.* 2010. V. 40. N 9. P. 756–781.
- [7] Leblond H., Mihalache D. // *Phys. Rep.* 2013. V. 523. N 2. P. 61–126.
- [8] Сазонов С.В. // *Вестник ИТМО.* 2013. Т. 13. № 5. С. 1–21.
- [9] Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Babushkin I., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. // *Laser Phys.* 2017. V. 27. N 5. P. 053001.
- [10] Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Бабушкин И., Розанов Н.Н. // *Опт. и спектр.* 2017. Т. 122. № 6. С. 993–999; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V., Babushkin I., Rosanov N.N. // *Opt. Spectrosc.* 2017. V. 122. N 6. P. 949–954.
- [11] Розанов Н.Н., Архипов М.В., Архипов Р.М., Веретеннов Н.А., Пахомов А.В., Федоров С.В. // *Опт. и спектр.* 2019. Т. 127. № 1. С. 82–93; Rosanov N.N., Arkhipov M.V., Arkhipov R.M., Veretenov N.A., Fedorov S.V. // *Opt. Spectrosc.* 2019. V. 127. N 1. P. ??.
- [12] Naumenko G., Shevelev M. // *J. Instrumentation.* 2018. V. 13. N 5. P. C05001.
- [13] Hassan M.T., Liu T.T., Moulet A., Raskazovskaya O., Zhokhov P., Garg M., Karpowicz N., Zheltikov A.M., Pervak V., Krausz F., Goulielmakis E. // *Nature.* 2016. V. 530. P. 66–70.
- [14] Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987.
- [15] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982; Landau L.D., Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P. *Electrodynamics of Continuous Media.* Oxford: Butterworth-Heinemann, 1984.
- [16] Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. М.-Л.: Гос. тех. изд. техн.-теор. лит., 1948.
- [17] Розанов Н.Н. // *Опт. и спектр.* 2009. Т. 107. № 5. С. 761–765; Rosanov N.N. // *Opt. Spectrosc.* 2009. V. 107. N 5. P. 721–725.
- [18] Rosanov N.N., Kozlov V.V., Wabnitz S. // *Phys. Rev. A.* 2010. V. 81. N 4. P. 043815.
- [19] Розанов Н.Н. Диссипативные оптические солитоны. М.: Физматлит, 2011.
- [20] Розанов Н.Н., Архипов Р.М., Архипов М.В. // *УФН.* 2018. Т. 188. № 12. С. 1347–1353. Rosanov N.N., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V. // *Phys. Usp.* 2018. V. 61. N 12. P. 1227–1233.
- [21] Архипов Р.М., Пахомов А.В., Архипов М.В., Бабушкин И., Толмачев Ю.А., Розанов Н.Н. // *Письма в ЖЭТФ.* 2017. Т. 105. № 6. С. 388–400; Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Babushkin I., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. // *JETP Lett.* 2017. V. 105. N 6. P. 408–418.
- [22] Желтиков А.М. Микроструктурированные световоды в оптических технологиях. М.: Физматлит, 2009.