

Униполярные и квазиуниполярные электромагнитные импульсы

© Н.Н. Розанов¹, М.В. Архипов², Р.М. Архипов^{1,2}, А.Б. Плаченнов³, Д.А. Тумаков¹

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе,

194021 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет,

199034 Санкт-Петербург, Россия

³ МИРЭА — Российский технологический университет,

119454 Москва, Россия

e-mail: nnrosanov@mail.ru, m.arkhipov@spbu.ru, arkhipovrostislav@gmail.com, a_plachenov@mail.ru, dm.tumakov@gmail.com

Поступила в редакцию 01.12.2022 г.

В окончательной редакции 11.01.2023 г.

Принята к публикации 28.01.2023 г.

Представлен краткий обзор последних работ авторов в области предельно коротких электромагнитных импульсов, включая униполярные.

Ключевые слова: предельно короткие импульсы, униполярные импульсы.

DOI: 10.21883/OS.2023.02.55008.22-23

Предельно короткие электромагнитные импульсы востребованы для создания сверхсильных полей, диагностики и управления сверхбыстрыми процессами, передачи информации и для других приложений [1–4]. В настоящее время доступны импульсы, содержащие лишь несколько оптических циклов и „полуволн“ противоположной полярности. Но самые короткие импульсы состояли бы только из одной такой полуволны, т.е. были бы униполярными. Их эффективность в воздействии на микрообъекты была бы выше, чем у биполярных импульсов, ввиду однонаправленного действия на заряды.

Хотя импульсы, обладающие ненулевой электрической площадью — нуль-частотной составляющей спектра $S_E = \int \mathbf{E} dt$, где \mathbf{E} — напряженность электрического поля, рассматривались Е.Г. Бессоновым еще в 1981 г. [5], в литературе до сих пор встречаются противоположные мнения о возможности таких импульсов, что вызвано необычностью их физики. Ниже мы кратко перечислим последние результаты авторов в этой области.

Можно показать, что в неограниченном вакууме, в котором никогда и нигде не было зарядов, импульсы с конечной энергией и ненулевой площадью распространяться не могут [6]. Этот вопрос отчасти академический, поскольку в вакууме без зарядов невозможно формирование любых электромагнитных импульсов. В то же время в полых коаксиальных волноводах, у которых нет частоты отсечки, допустимо распространение униполярных импульсов с конечной энергией, которое фактически является одномерным [3,7].

При наличии неподвижных зарядов и просто статической компоненты поля электрическая площадь $S_E = \infty$; мы исключаем из рассмотрения такой случай. Но локализованная система движущихся зарядов способна формировать импульсы с конечной и ненулевой площадью, примером чего служит временное разделение и последующее слияние положительных и отрицательных

зарядов в вакууме [3,6,8]. В дальней зоне для системы зарядов с нулевым суммарным зарядом первым членом разложения служит „дипольный“ член, показывающий, что электрическая площадь убывает с расстоянием от системы r как r^{-3} . Удастся получить точное решение уравнений Максвелла для вакуума с непрерывно распределенной плотностью заряда и тока, описывающее униполярный импульс поля, локализованный в ограниченной области [6]. Заметим, что используемое в ряде работ разделение электромагнитного поля на статическую и излучательную составляющие не представляется здесь полезным, поскольку статической компоненты в данном случае не имеется, а детекторы поля не разделяют поле на подобные составляющие. Впрочем, острота вопроса снижается тем обстоятельством, что воздействие на микрообъекты пары импульсов с противоположной полярностью, достаточно разнесенных по времени, эквивалентно их воздействию по отдельности. Это иллюстрирует рис. 1, показывающий, что при заметной вероятности ионизации атома водорода первым из пары импульсом второй импульс практически уже не влияет на общую вероятность ионизации.

Формирование и генерация импульсов с ненулевой площадью рассматривались в большом числе работ, ссылки на которые приведены в [2,3]. Такие импульсы могут быть получены нелинейнооптическим преобразованием биполярного импульса. Упомянувшееся разделение биполярного импульса на униполярные составляющие возможно как при распространении в среде с резонансной нелинейностью [9,10], так и при отражении от слоя среды с квадратичной или кубической нелинейностью [11]. При этом плоскопараллельный слой линейной среды вообще не отражает нуль-частотную составляющую спектра импульса, поскольку она отвечает бесконечно большой длине волны. Это вносит затруднения в построение резонаторных схем генерации

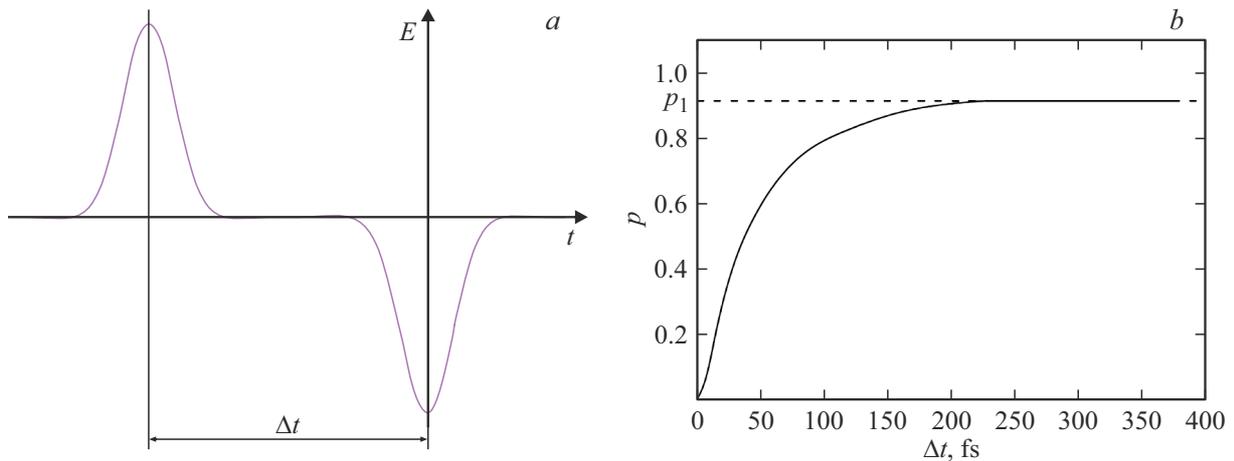


Рис. 1. Ионизация атома водорода парой противофазных униполярных импульсов, следующих с временной задержкой Δt (a). На (b) p — полная вероятность ионизации, p_1 — вероятность ионизации первым импульсом (штриховая прямая). $E(t) = E_1(t) - E_1(t - \Delta t)$, $E_1(t) = E_0 \exp(-t^2/\tau^2) \cos(\omega t)$, $E_0 = 28.2$ a.u., что отвечает пиковой мощности $2.8 \cdot 10^{19}$ W/cm², $\omega = 2.5 \cdot 10^{17}$ s⁻¹, $\tau = 1.1$ as.

униполярных импульсов как для неподвижных, так и для движущихся линейных зеркал; их можно обойти, например, устранив отражение от второй грани слоя ее заклонением или шероховатостью [12]. Среди других методов генерации импульсов с ненулевой площадью укажем использование эффектов самоиндуцированной прозрачности и сверхизлучения [3,13,14]. В частности, анализ самоиндуцированной прозрачности в лазерах [15] открывает возможности построения компактных компрессоров и получения аттосекундных импульсов [16]. Возможны также формирование пары униполярных импульсов противоположной полярности при дифракции импульса с трапециевидным профилем напряженности в ближней зоне [17], управление формой квазиуниполярных импульсов [13,18], а также „дифференцирование“ и „интегрирование“ их профиля [19,20].

Рассмотрение взаимодействия предельно коротких импульсов с большим числом различных микрообъектов — классическим электроном [21], электроном со спином [22–24], атомами, молекулами и квантовыми точками [25–32] — подтверждает, что эффективность воздействия на них достаточно коротких импульсов определяется электрической площадью этих импульсов. Допустимая длительность импульсов такова, что за это время не должны измениться внешние условия и все изменения состояния микрообъекта сводились бы к приобретению механического импульса, переданного ему импульсом поля. Для классического электрона — это время его выхода в процессе ускорения из ускоряющего пакета излучения. Для квантовых объектов при их умеренном возбуждении — это кеплеровский период обращения электрона по борновской орбите, а при более сильном воздействии, как в условиях рис. 1, это характерное время ионизации. Важной является оценка меры электрической площади импульса, при которой импульс оказывает значительное воздействие на объект.

Для этого сравним передаваемый объекту механический импульс $\delta p = eS_E$, где e — заряд электрона, с характерным импульсом „невозмущенного“ объекта p_0 . Для классического электрона с массой m $p_0 = mc$, где c — скорость света в вакууме. Отсюда мера электрической площади $S_{E,0} = mc/e$. Для квантовых объектов с характерным размером a_0 характерный импульс, в силу соотношения неопределенности, $p_0 = \hbar/a_0$ (\hbar — приведенная постоянная Планка). Для таких объектов $S_{E,0} = \hbar/(ea_0)$ [28,29].

Наряду с полученными в последнее время теоретическими результатами важно отметить первое количественное экспериментальное измерение электрической площади терагерцовых импульсов [33]. Качественно ее ненулевое значение в этой области спектра фиксировалось и ранее в большом числе работ.

Яркие особенности предельно коротких электромагнитных импульсов возникают применительно к проблеме медленного света. Ранее существенное замедление распространения многоцикловых импульсов света было получено при их резонансном взаимодействии со средой в условиях электромагнитно индуцированной [34,35] или самоиндуцированной [36] прозрачности. Однако такие методы не позволяют полностью „остановить“ предельно короткие импульсы. В [37] показано, что полная самоостановка одноциклового импульса может быть достигнута в однородной неподвижной среде с резонансной нелинейностью (рис. 2). Самоостановка возникает из-за самовоздействия импульсов в среде с глубокой модуляцией — периодической перекачкой энергии между излучением и средой. При этом осциллирующее распределение населенностей уровней в среде образует долгоживущий локальный квазирезонатор, из которого свет выйти не может и самозапирается.

Имеющиеся теоретические и экспериментальные данные дают основания для обсуждения различных при-

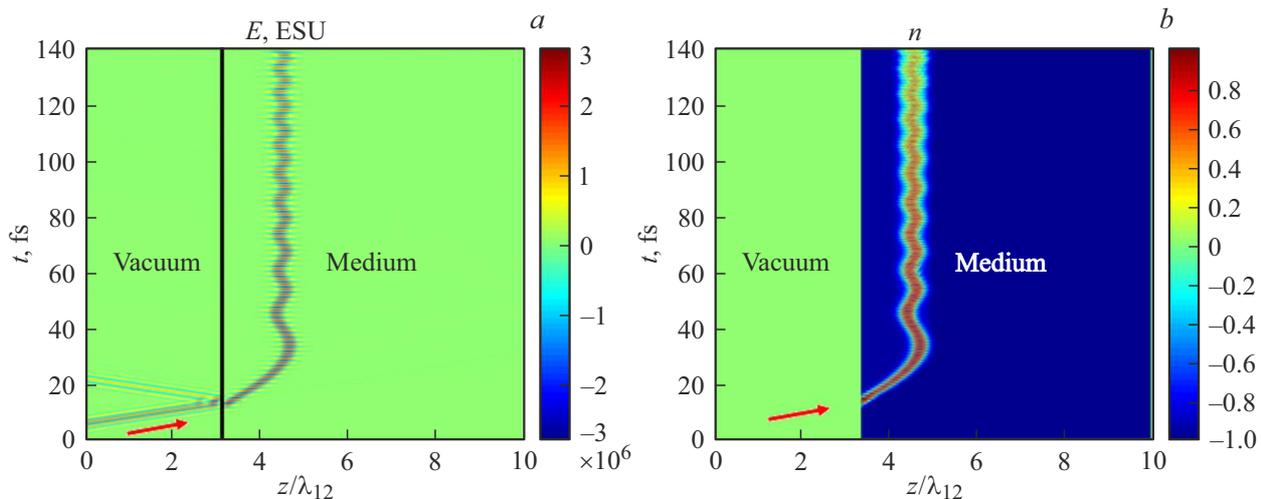


Рис. 2. Динамика электрической напряженности поля E (a) и разности населенности уровней n (b) для одноциклового импульса, падающего из вакуума на среду с резонансной нелинейностью.

менений предельно коротких импульсов, в том числе униполярных. Важным применением является запись в среде светоиндуцированных решеток и управление ими [38,39]. При привлечении униполярных импульсов нет необходимости в прямой интерференции световых импульсов в среде с большими временами релаксации. Здесь не требуется перекрытие импульсов в среде, поскольку импульс интерферирует фактически с волной поляризации в среде. Это обстоятельство позволяет использовать униполярные импульсы для голографирования быстро движущихся объектов с высоким временным разрешением [40].

Приведенные результаты подчеркивают, по мнению авторов, важность развития теоретических и экспериментальных исследований предельно коротких и униполярных электромагнитных импульсов, интересных как ввиду новой и необычной физики, так и вследствие потенциала уникальных приложений.

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии у них конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Е.А. Хазанов. Квант. электрон., **52** (3), 208 (2022).
- [2] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. Квант. электрон., **50**, 801 (2020).
- [3] Н.Н. Розанов. *Диссипативные оптические и родственные солитоны* (Физматлит, М., 2021).
- [4] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, П.А. Образцов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **117** (1), (2023).
- [5] Е.Г. Бессонов. ЖЭТФ, **80**, 852 (1981). [E.G. Bessonov. Sov. Phys. JETP., **53**, 433 (1981)].
- [6] А.Б. Плаченов, Н.Н. Розанов. Изв. вузов. Радиофизика, **65** (12) (2022).
- [7] Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **127** (6), 960 (2019).
- [8] Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **128** (4), 502 (2020).
- [9] V.P. Kalosha, J. Herrmann. Phys. Rev. Lett., **83**, 544 (1999).
- [10] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, С.В. Федоров, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **129** (10), 1286 (2021).
- [11] V.V. Kozlov, N.N. Rosanov, C. De Angelis, S. Wabnitz. Phys. Rev. A, **84**, 023818 (2011).
- [12] Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **130** (12), 1936 (2022).
- [13] A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov, R. Arkhipov. Phys. Rev. A, **106**, 053506 (2022).
- [14] R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov, M.V. Arkhipov et al. Phys. Rev. A, **101** (4), 043838 (2020).
- [15] R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Pakhomov et al. Phys. Rev. A, **105** (1), 013526 (2022).
- [16] R. Arkhipov, A. Pakhomov, I. Babushkin et al. Optics Express, **29** (7), 10134 (2021).
- [17] М.В. Архипов, Р.М. Архипов, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **129** (9), 1173 (2021).
- [18] A.V. Pakhomov, R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov et al. Scientific reports, **9**, 7444, 1 (2019).
- [19] A. Pakhomov, R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov. Optics Letters, **46** (12), 2868 (2021).
- [20] А.В. Пахомов, Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. Квант. электрон., **51** (11), 1000 (2021).
- [21] Н.Н. Розанов, Н.В. Высотина. ЖЭТФ, **157** (1), 63 (2020).
- [22] I.A. Aleksandrov, D.A. Tumafov, A. Kudlis et al. Phys. Rev. A, **102**, 023102 (2020).
- [23] Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **113** (3), 157 (2021).
- [24] I.A. Aleksandrov, D.A. Tumafov, A. Kudlis et al. Phys. Rev. A, **106**, 033119 (2022).
- [25] Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **124** (1), 75 (2018).
- [26] R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov, M.V. Arkhipov et al. Optics Letters, **44** (5), 1202 (2019).
- [27] R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov et al. Optics Express, **28** (11), 17020 (2020).
- [28] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **114** (3), 156 (2021).
- [29] N. Rosanov, D. Tumafov, M. Arkhipov, R. Arkhipov. Phys. Rev. A **104** (6), 063101 (2021).

- [30] A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov, R. Arkhipov. Phys. Rev. A, **104** (4), 043103 (2022).
- [31] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **130** (3), 414 (2022).
- [32] Р.М. Архипов, П.А. Белов, М.В. Архипов и др. Квант. электрон., **52** (7), 610 (2022).
- [33] М.В. Архипов, А.Н. Цыпкин, М.О. Жукова и др. Письма в ЖЭТФ, **115** (1), 3 (2022).
- [34] M.M. Kash, V.A. Sautenkov, A.S. Zibrov et al. Phys. Rev. Lett., **82**, 5229 (1999).
- [35] L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, C.H. Behroozi. Nature (London), **397**, 594 (1999).
- [36] G.L. Lamb, Jr. Phys. Rev. Lett., **31**, 196 (1973).
- [37] M. Arkhipov, R. Arkhipov, I. Babushkin, N. Rosanov. Phys. Rev. Lett., **128**, 203901 (2022).
- [38] Р.М. Архипов. Письма в ЖЭТФ, **113** (10), 636 (2021).
- [39] R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov et al. Scientific Reports, **11**, 1961 (2021).
- [40] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **111** (9), 586 (2020).