

03

О расщеплении субциклового импульса при когерентном распространении в резонансной среде

© Р.М. Архипов^{1,2}, Н.Н. Розанов²

¹ Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

² Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: arhipovrostislav@gmail.com

Поступила в редакцию 13.01.2018 г.

В работе теоретически изучается динамика распространения униполярного, субциклового импульса большой электрической площади (интеграл от величины электрического поля по времени) при когерентном распространении в нелинейной двухуровневой резонансной среде. Показана возможность расщепления импульса на отдельные составляющие, каждый из которых ведет себя подобно импульсу самоиндуцированной прозрачности. Данное явление аналогично хорошо известному явлению расщепления 4π - и 6π -импульса на пары 2π -импульсов самоиндуцированной прозрачности, которое имеет место в случае распространения длинных импульсов, когда применимо понятие площади импульса, и выполняется теорема площадей.

DOI: 10.21883/OS.2018.05.45954.9-18

Введение

В настоящее время стали доступны предельно-короткие импульсы (ПКИ) с длительностью порядка периода колебаний световой волны в различных спектральных диапазонах, см. обзоры [1–3]. Изучение взаимодействия таких импульсов с веществом открыло уникальные возможности в нелинейной оптике. Так, стало возможно управлять динамикой волновых пакетов в веществе и наноструктурах [4–7], ускорять заряженные частицы [8], изучать динамику солитонов в нелинейных средах и генерировать излучение в широком спектральном интервале (генерация суперконтинуума) [9–12] и т. д.

Когерентное взаимодействие ПКИ с резонансной средой возникает, когда длительность ПКИ намного меньше времен релаксации поляризации и разности заселенностей T_1 в резонансной среде [13–16], и при этом возможно явление самоиндуцированной прозрачности (СИП). Такой 2π -импульс СИП распространяется в резонансной среде без потерь. Использование СИП открывает новые возможности в генерации ПКИ импульсов аттосекундной длительности в резонансных средах [17–28], возможность наведения в среде решеток инверсии и сверхбыстрого управления ими с помощью последовательности ПКИ, не перекрывающихся в среде [29–33].

Основным понятием, широко применяемым при описании когерентных резонансных взаимодействий коротких импульсов с веществом, является понятие площади импульса

$$\Theta(z) \equiv \frac{d_{12}}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(z, t) dt \quad (1)$$

(d_{12} — дипольный момент перехода, $\varepsilon(t)$ — медленная огибающая импульса) [13–16]. Эволюция площади

импульса при когерентном распространении длинных импульсов в резонансных средах подчиняется теореме площадей Мак-Колла и Хана [13–16]. Однако, как показывают исследования, когда длительность импульса сравнима с периодом колебания световой волны, возможны отклонения от теоремы площадей, и понятие площади импульса (1) становится не применимым [17–20, 29–39].

В особенности понятие площади импульса не применимо в случае так называемых униполярных импульсов, электрическое поле в которых не меняет знак в течение длительности импульса. В таких импульсах отсутствует несущая частота, и понятие огибающей теряет смысл. Возможность получения таких импульсов привлекает внимание в связи с однонаправленным воздействием на заряженные частицы, что может быть использовано в управлении динамикой волновых пакетов в веществе, см. [17–28] и обзоры [40, 41]. В случае униполярных импульсов говорят об электрической площади импульса — интеграле от напряженности электрического поля по времени, сохраняющем, в рамках одномерного рассмотрения, величину при любых продольных координатах [42]

$$S_E \equiv \int_{-\infty}^{\infty} E(t) dt. \quad (2)$$

В работе [43] было показано существование солитонного решения уравнений Максвелла-Блоха в виде униполярного субциклового импульса, форма которого представляет собой гиперболический секанс. Если электрическая площадь такого импульса (2) равна 2π , т. е. действие такого импульса на среду аналогично действию импульса СИП. Столкновительная динамика и возникновение субциклового солитона при когерентном

распространении длинных биполярных импульсов в резонансной среде в режиме СИП проанализированы в работах [17,21–28,44]. Однако когерентное распространение униполярных субцикловых импульсов на сегодняшний день слабо изучено, см., например, [21,31,32,44,45].

Хорошо известно, что при когерентном распространении длинных импульсов большой площади, определяемой (1) и кратной четным значениям $n\pi$ ($n = 4, 6, \dots$), в резонансной среде возможно расщепление такого импульса на пары 2π -импульсов самоиндуцированной прозрачности [13–16]. Например, импульс входной площади, определяемой формулой (1) и равной 4π , расщепляется на пару 2π -импульсов СИП, распространяющихся с разной скоростью [13–16]. Это явление имеет место также в случае распространения одноциклового биполярного импульса в резонансной среде [35]. Однако в случае униполярного субциклового импульса, как упоминалось выше, понятие площади импульса (1) неприменимо, и теорема площадей нарушается [35]. В этом случае необходимо говорить об электрической площади импульса (2). Поэтому естественно встает вопрос об изучении динамики когерентного распространения униполярных субцикловых импульсов в среде.

В связи с этим в настоящей работе изучается распространение униполярного субциклового импульса большой электрической площади в нелинейной резонансной среде. Показано, что, несмотря на неприменимость теоремы площадей, для таких импульсов также возникает расщепления импульса с входной электрической площадью 4π на пару импульсов. Каждый из них действует на среду аналогично действию 2π -импульсов СИП, меняя инверсию среды и возвращая среду в основное состояние после окончания действия импульсов. Эта ситуация справедлива, когда длительность входного импульса τ_p меньше периода $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$ собственных колебаний резонансного перехода среды с частотой ω_0 , т.е. выполнено условие $\omega_0\tau_p \ll 1$.

Результаты численных экспериментов

Для изучения распространения субциклового импульса в резонансной среде применялась система уравнений Максвелла–Блоха. Ввиду малой длительности возбуждающих импульсов в ней не используются приближение медленно меняющихся амплитуд и приближение вращающейся волны. Данная система уравнений имеет вид

$$\frac{\partial \rho_{12}(z, t)}{\partial t} = -\frac{\rho_{12}(z, t)}{T_2} + i\omega_0 \rho_{12}(z, t) - \frac{i}{\hbar} d_{12} E(z, t) n(z, t), \quad (3)$$

$$\frac{\partial n(z, t)}{\partial t} = -\frac{n(z, t) - n_0}{T_1} + \frac{4}{\hbar} d_{12} E(z, t) \text{Im} \rho_{12}(z, t), \quad (4)$$

$$P(z, t) = 2N_0 d_{12} \text{Re}(\rho_{12}), \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P(z, t)}{\partial t^2}. \quad (6)$$

Система (3)–(6) содержит следующие величины: P — поляризация среды, N_0 — концентрация активных центров, E — напряженность электрического поля с фиксированной линейной поляризацией, c — скорость света в вакууме, \hbar — приведенная постоянная Планка, ω_0 — частота резонансного перехода среды ($\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ — длина волны резонансного перехода), n_0 — разность заселенностей двух рабочих уровней при отсутствии электрического поля ($n_0 = 1$ для поглощающей среды). Уравнения (3), (4) описывают эволюцию недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{12} и разности $n \equiv \rho_{11} - \rho_{22}$ между диагональными элементами матрицы плотности, которая имеет смысл разности заселенности (инверсии) между основным и возбужденным состояниями двухуровневой системы. Поляризация среды связана с недиагональным элементом матрицы плотности ρ_{12} по формуле (5). Среда описывается уравнениями (3)–(5) в двухуровневом приближении с использованием формализма матрицы плотности.

Система уравнений Максвелла–Блоха (3)–(6) активно используется в литературе для изучения когерентного распространения ПКИ в резонансной среде [17–46] вплоть до субциклового длительности. В случае импульса субциклового длительности применение двухуровневого приближения может нарушаться. Однако, как показывают расчеты, основные особенности когерентного распространения ПКИ в двухуровневых средах сохраняются и в многоуровневых средах [22–26, 33] и с учетом неоднородного уширения [47]. Сохраняются, в частности, основные свойства генерации ПКИ за счет СИП. Поэтому в настоящей работе будет для простоты использовано также двухуровневое приближение, а неоднородным уширением спектрального перехода мы будем пренебрегать. Мы пренебрегаем также дифракцией излучения, что оправдано для длин распространения пучков, меньших дифракционной длины.

Как и в работах [29–33], уравнения для матрицы плотности (3), (4) решались методом Рунге–Кутты 4-го порядка. Волновое уравнение (6) решалось методом конечных разностей. Пространственная область интегрирования имела длину $L = 30\lambda_0$. Резонансная среда располагалась вдоль оси z в центре области между точками $z_1 = 2\lambda_0$ и $z_2 = 25\lambda_0$. Слева направо в среду посылался униполярный субцикловый импульс в форме гиперболического секанса:

$$E(t) = E_0 \text{sech} \left[\frac{t}{\tau_p} \right]. \quad (7)$$

Была проведена серия численных экспериментов при различных параметрах среды, длительностях и амплитудах входного импульса. Проведенные расчеты показали, что импульс с входной электрической площадью 4π расщепляется по мере распространения на пару импульсов, каждый из которых ведет себя подобно 2π -импульсу, меняя инверсию среды и возвращая среду обратно в основное состояние.

Пример эволюции импульса с входной электрической площадью 4π по мере распространения в двухуровне-

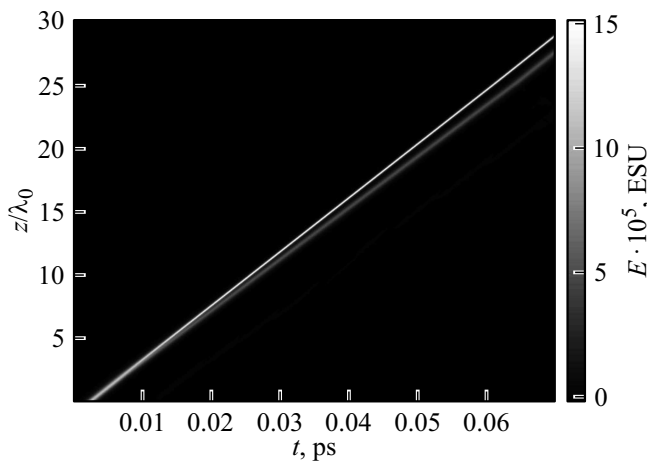


Рис. 1. Эволюция электрического поля субциклового импульса с исходной электрической площадью 4π по мере распространения в двухуровневой резонансной среде. Видно разбиение исходного импульса на пару субциклового импульсов.

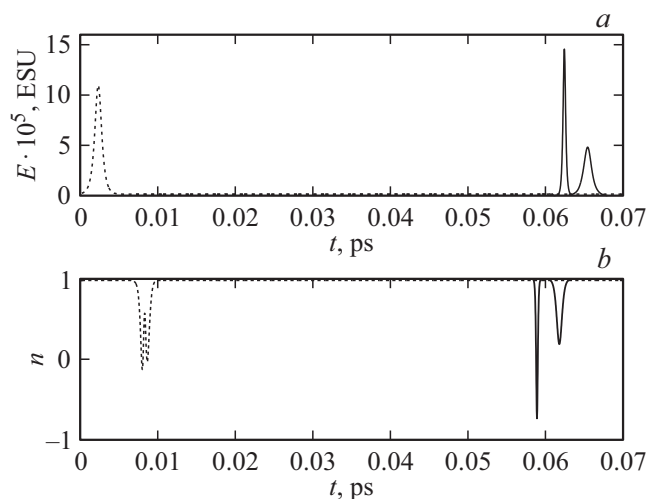


Рис. 2. (a) Временная зависимость электрического поля на входе в среду (пунктир) и на выходе (сплошная линия), (b) временная зависимость разности заселенностей на входе среды (пунктирная линия) и на выходе из среды (сплошная линия).

вой среде представлен на рис. 1. Параметры расчета приведены в таблице. Амплитуда импульса на входе выбиралась в виде $E_0 = \frac{2\hbar}{d_{12}\tau_p}$ чтобы его электрическая площадь равнялась 4π .

Из рис. 1 видно, что происходит расщепление входного импульса по мере распространения на два импульса разной амплитуды и длительности. Униполярность импульса практически сохраняется по мере распространения. Оба импульса движутся с разными скоростями в среде аналогично ситуации, когда длинный 4π -импульс расщепляется на пару 2π -импульсов СИП [16]. В результате на выходе из среды получается два субциклового импульса, см. рис. 2, a, разной амплитуды и длительности.

Параметры, использованные при численном расчете

Длина волны резонансного перехода	$\lambda_0 = 700 \text{ nm}$
Дипольный момент перехода	$d_{12} = 5 \text{ D}$
Время релаксации инверсии	$T_1 = 1 \text{ ns}$
Время релаксации поляризации	$T_2 = 1 \text{ ns}$
Концентрация атомов	$N_0 = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$
Амплитуда поля	$E_0 = 1.08 \cdot 10^6 \text{ ESU}$
Длительность импульса	$\tau_p = 388 \text{ as}$

Исходный импульс действует на среду на среду, как 4π -импульс, так как инверсия совершает две осцилляции, и среда возвращается в исходное состояние с инверсией 1 после прохождения импульса, см. рис. 2, a. Аналогично оба подимпульса, на которые расщепился исходный импульс, действуют на среду подобно 2π -импульсам, см. рис. 2, b.

Аналогичное явление расщепления имеет место при распространении в среде униполярного импульса (6) с входной электрической площадью 6π .

Заключение

Таким образом, в настоящей работе изучено распространение субциклового униполярного импульса в форме гиперболического секанса с начальной электрической площадью 4π (интеграл от электрического поля по времени (2)). В случае униполярных импульсов субциклового длительности ввиду отсутствия у них медленной огибающей не применимо понятие площади импульса (1), пропорциональной интегралу от медленной огибающей импульса, которое используется при описании когерентного распространения длинных импульсов в резонансных средах.

Показано, что в случае распространения такого импульса в резонансной среде происходит расщепление исходного импульса на пару импульсов, каждый из которых действует на среду подобно 2π -импульсу. Это явление аналогично расщеплению длинных импульсов большой площади при когерентном распространении в резонансной среде.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 16-02-00762a.

Список литературы

- [1] Krausz F, Ivanov M. // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 163.
- [2] Manzoni C., Mücke O.D., Cirri G., Fang S., Moses J., Huang S.-W., Hong K.-H., Cerullo G., Kärtner F.X. // Laser Photonics Rev. 2015. V. 9. P. 129.
- [3] Calegari F., Sansone G., Stagira S., Vozzi C., Nisoli M. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2016. V. 49. P. 062001.

- [4] Gallmann L., Cirelli C., Keller U. // *Ann. Rev. Phys. Chem.* 2012. V. 63. P. 447.
- [5] Ramasesha K., Leone S.R., Neumark D.M. // *Annu. Rev. Phys. Chem.* 2016. V. 67. P. 41.
- [6] Ciappina M.F., Pérez-Hernández J.A., Landsman A.S. // *Rep. Prog. Phys.* 2017. V. 80. P. 054401.
- [7] Landsman A.S., Keller U. // *Phys. Rep.* 2015. V. 547. P. 1.
- [8] Kozak M., McNeur J., Leedle K.J., Deng H., Schönenberger N., Ruehl A., Hartl I., Harris J.S., Byer R.L., Hommelhoff P. // *Nat. Commun.* 2017. V. 8. P. 14342.
- [9] Skryabin D.V., Gorbach A.V. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 1287.
- [10] Dudley J.M., Genty G., Coen S. // *Rev. Mod. Phys.* 2006. V. 78. P. 1135.
- [11] Leblond H., Mihalache D. // *Phys. Rep.* 2013. V. 523. P. 61.
- [12] Mihalache D.U. // *Roman. Rep. Phys.* 2017. V. 69. P. 403.
- [13] McCall S.L., Hahn E.L. // *Phys. Rev.* 1969. V. 183. P. 457.
- [14] Крюков П.Г., Летохов В.С. // УФН. 1969. Т. 99. С. 169; Kryukov P.G., Letokhov V.S. // *Sov. Phys. Usp.* 1970. V. 12. P. 641.
- [15] Полуэктов И.А., Понов Ю.М., Ройтберг В.С. // УФН. 1974. Т. 114. С. 97; Poluektov I.A., Popov Yu.M., Roitberg V.S. // *Sov. Phys. Usp.* 1975. V. 18. P. 673.
- [16] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978; Allen L., Eberly J.H. *Optical resonance and two-level atoms.* NY.: Wiley, 1975.
- [17] Kalosha V.P., Herrmann J. // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 544.
- [18] Xiao J., Wang Z., Xu Z. // *Phys. Rev. A.* 2002. V. 65. P. 031402.
- [19] Cai X., Zhao J., Wang Z., Lin Q. // *J. Phys. B.* 2013. V. 46. P. 175602.
- [20] Lin Y., Chen I.H., Lee R.K. // *Phys. Rev. A.* 2011. V. 83. P. 043828.
- [21] Rosanov N.N., Semenov V.E., Vysotina N.V. // *Laser Phys.* 2007. V. 17. P. 1311.
- [22] Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83. N 7. С. 337; Vysotina N.V., Rosanov N.N., Semenov V.E. // *JETP Letters.* 2006. V. 83. N 7. P. 279.
- [23] Розанов Н.Н., Семенов В.Е., Высотина Н.В. // Квант. электрон. 2008. Т. 38. N 2. С. 137; Rosanov N.N., Semenov V.E., Vysotina N.V. // *Quant. Electron.* 2008. V. 38. N 2. P. 137.
- [24] Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е. // Опт. и спектр. 2009. Т. 106. N 5. С. 793; Vysotina N.V., Rosanov N.N., Semenov V.E. // *Opt. Spectrosc.* 2009. V. 106. N 5. P. 713.
- [25] Kozlov V.V., Rosanov N.N., Angelis C.D., Wabnitz S. // *Phys. Rev. A.* 2011. V. 84. P. 023818.
- [26] Розанов Н.Н. Диссипативные оптические солитоны. От микро- к нано- и атто-. М.: Физматлит, 2011. Гл. 17.
- [27] Song X., Yang W., Zeng Z., Li R., Xu Z. // *Phys. Rev. A.* 2010. V. 82. N 5. P. 053821.
- [28] Song X., Hao Z., Yan M., Wu M., Yang W. // *Laser Phys. Lett.* 2015. V. 12. P. 105003.
- [29] Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И., Розанов Н.Н. // Опт. и спектр. 2016. Т. 121. N 5. С. 810; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I., Rosanov N.N. // *Opt. Spectrosc.* 2016. V. 121. N 5. P. 758.
- [30] Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. // *Opt. Lett.* 2016. V. 41. P. 4983.
- [31] Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Бабушкин И., Розанов Н.Н. // Квант. Электрон. 2017. Т. 47. N 7. С. 589; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I., Pakhomov A.V., Rosanov N.N. // *Quantum Electronics.* 2017. V. 47. N 7. P. 589.
- [32] Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V., Babushkin I., Rosanov N.N. // *Las. Phys. Lett.* 2017. V. 14. N 9. P. 1.
- [33] Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Babushkin I., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. // *Sci. Rep.* 2017. V. 7. N 1. P. 12467.
- [34] Tarasishin A.V., Magnitskii S.A., Zheltikov A.M. // *Opt. Commun.* 2001. V. 193. P. 187.
- [35] Tarasishin A.V., Magnitskii S.A., Shuvaev V.A., Zheltikov A.M. // *Opt. Expr.* 2001. V. 8. P. 452.
- [36] Novitsky D.V. // *Phys. Rev. A.* 2011. V. 84. P. 013817.
- [37] Novitsky D.V. // *Phys. Rev. A.* 2012. V. 85. P. 043813.
- [38] Novitsky D.V. // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2014. V. 47. N 9. P. 095401.
- [39] Novitsky D.V. // *Opt. Commun.* 2016. V. 358. P. 202.
- [40] Архипов Р.М., Пахомов А.В., Архипов М.В., Бабушкин И., Толмачев Ю.А., Розанов Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. N 6. С. 388; Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Babushkin I., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. // *JETP Letters.* 2017. V. 105. N 6. P. 408.
- [41] 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.
- [42] Розанов Н.Н. // Опт. спектр. 2009. Т. 107. N 5. С. 761–765. Rosanov N.N. // *Opt and spectr.* 2009. V. 107. N 5. P.721.
- [43] Bullough R.K., Ahmad F. // *Phys. Rev. Lett.* 1971. V. 27. C. 330.
- [44] Беленов Э.М., Назаркин А.В., Ущановский В.А. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. С. 762; Belenov E.M., Nazarkin A.V., Ushchakovskii V.A. // *Sov. Phys. JETP.* 1991. V. 73. P. 422.
- [45] Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Бабушкин И., Розанов Н.Н. // Опт. и спектр. 2017. V. 123. N 4. С. 600; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V., Babushkin I. // *Opt. Spectrosc.* 2017. V. 123. N 4. P. 610.
- [46] Hughes S. // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. N 16. P. 3363.
- [47] Kozlov V.V., Rosanov N.N. // *Phys. Rev. A.* 2013. V. 87. N 4. P. 043836.