09

Создание динамических микрорезонаторов при столкновении предельно коротких импульсов в плотной трехуровневой среде

© Р М. Архипов[1], О.О. Дьячкова[1,2], М.В. Архипов[1], А.В. Пахомов[2], Н.Н. Розанов[1]

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com, o.o.dyachkova@gmail.com,
mikhail.v.arkhipov@gmail.com, antpakhom@gmail.com, nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 17.12.2024 г.
В окончательной редакции 17.12.2024 г.
Принята к публикации 28.01.2025 г.

При столкновении предельно коротких световых импульсов в резонансной среде возможно возникновение динамических микрорезонаторов. Такие структуры представляют интерес для создания сверхбыстрых оптических переключателей и оптических ячеек памяти. В ранних исследованиях было показано, что концентрация частиц сильно влияет на форму динамических микрорезонаторов — с ростом плотности частиц форма таких структур искажается. В настоящей работе на основании численного решения системы уравнений Максвелла-Блоха показана возможность создания неразмытых динамических микрорезонаторов в плотной трехуровневой среде.

Ключевые слова: предельно короткие импульсы, аттосекундные импульсы, динамические микрорезонаторы, оптическое переключение, оптическая память.

DOI: 10.61011/OS.2025.02.59969.7452-24

Введение

Получение электромагнитных импульсов аттосекундной длительности является важной задачей современной физики, так как они позволяют изучать и управлять динамикой электронов в веществе [1–3]. Об актуальности данного направления современной физики говорит присуждение Нобелевской премии по физике в 2023 г. [4]. Получаемые на сегодняшний день импульсы содержат несколько полуволн напряженности поля. Для изучения более быстрых процессов, протекающих на временах короче периода оборота электрона по боровской орбите, нужны предельно короткие световые импульсы.

Предельно короткой длительностью в заданном спектральном интервале обладают униполярные полуцикловые импульсы, состоящие из одной полуволны напряженности электрического поля и обладающие ненулевой электрической площадью, определяемой как интеграл от напряженности электрического поля по времени $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ в данной точке пространства [5]:

$$\mathbf{S}_E = \int \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)dt. \quad (1)$$

Униполярные импульсы, в отличие от обычных многоцикловых импульсов, могут сверхбыстро возбуждать квантовые системы (атомы, молекулы, наноразмерные структуры и др.) и, следовательно, имеют множество интересных приложений в современной сверхбыстрой оптике. Последние результаты в области получения и применения полуцикловых импульсов резюмированы в обзорах [5,6] и главе монографии [7].

Изучение взаимодействия предельно коротких импульсов с веществом привело к предсказанию ряда новых и необычных явлений, которые не могут наблюдаться с помощью обычных многоцикловых импульсов [5–7]. Одним из таких явлений является предсказанная и активно изученная нами возможность создания динамических микрорезонаторов (ДМ) при столкновении полуцикловых аттосекундных импульсов в резонансной среде (см., например, [8,9] и обзор [10]). Такие структуры возникают при когерентном взаимодействии импульсов со средой, когда длительность возбуждающего поля импульсов и интервалы между ними меньше времени фазовой памяти среды T_2 [9].

При столкновении импульсов в области их перекрытия разность населенности атомных уровней имеет практически постоянное значение. А за пределами этой области или возникает брэгговская решетка разности населенности, или населенность меняется скачком на другое значение. Такие структуры представляют собой ДМ, параметры которого могут быть легко изменены последующим столкновением импульсов в среде при подборке интервалов между ними [9,10]. Подобные резонаторы могут приводить к самоостановке в среде даже создавшего их импульса [11]. Теория таких структур, в том числе их аналитическое описание, достаточно разработана на сегодняшний день [8,9]. Результаты теоретических исследований показывают возможность

формирования таких структур на каждом резонансном переходе многоуровневой среды, что дает широкие возможности управления формой таких ДМ. Они представляют интерес для создания систем оптической памяти на временах атомной когерентности и создания сверхбыстрых оптических переключателей [10,12].

Важной характеристикой таких ДМ является их добротность. Для достижения высокой добротности порядка 1000 и выше необходима высокая плотность частиц, порядка $N_0 \sim 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$ [9]. Результаты ранних исследований [9,13] показали, что с ростом концентрации частиц происходит размывание структур ДМ, что приводит к потере их качества. В настоящей работе на основании численных расчетов при выбранных параметрах показана возможность создания и сверхбыстрого управления неразмытых ДМ при столкновении полуцикловых аттосекундных импульсов в плотной трехуровневой среде. Параметры среды выбраны такие же, как в газе атомарного водорода, что делает любой атомный газ с выраженными дискретными энергетическими уровнями привлекательной средой для создания и сверхбыстрого управления ДМ с помощью полуцикловых аттосекундных импульсов.

Численная модель и результаты расчетов

Как и в ранних исследованиях [10], для изучения динамики ДМ в численных расчетах была использована система уравнений для матрицы плотности трехуровневой среды, которая решалась численно вместе с волновым уравнением, описывающим эволюцию напряженности электрического поля в среде:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{21} = -\rho_{21}/T_{21} - i\omega_{12}\rho_{21} - i\,\frac{d_{12}}{\hbar}\,E(\rho_{22}-\rho_{11}) - i\,\frac{d_{13}}{\hbar}\,E\rho_{23} + i\,\frac{d_{23}}{\hbar}\,E\rho_{31}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{32} = -\rho_{32}/T_{32} - i\omega_{32}\rho_{32} - i\,\frac{d_{23}}{\hbar}\,E(\rho_{33}-\rho_{22}) - i\,\frac{d_{12}}{\hbar}\,E\rho_{31} + i\,\frac{d_{13}}{\hbar}\,E\rho_{21}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{31} = -\rho_{31}/T_{31} - i\omega_{31}\rho_{31} - i\,\frac{d_{13}}{\hbar}\,E(\rho_{33}-\rho_{11}) - i\,\frac{d_{12}}{\hbar}\,E(\rho_{32} + i\,\frac{d_{23}}{\hbar}\,E\rho_{21}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{11} = \frac{\rho_{22}}{T_{22}} + \frac{\rho_{33}}{T_{33}} + i\,\frac{d_{12}}{\hbar}\,E(\rho_{21}-\rho_{21}^{*}) - i\,\frac{d_{13}}{\hbar}\,E(\rho_{13}-\rho_{13}^{*}), \tag{5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{22} = -\rho_{22}/T_{22} - i\,\frac{d_{12}}{\hbar}\,E(\rho_{21}-\rho_{21}^{*}) - i\,\frac{d_{23}}{\hbar}\,E(\rho_{23}-\rho_{23}^{*}), \tag{6}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{33} = -\frac{\rho_{33}}{T_{33}} + i\,\frac{d_{13}}{\hbar}\,E(\rho_{13}-\rho_{13}^{*}) + i\,\frac{d_{23}}{\hbar}\,E(\rho_{23}-\rho_{23}^{*}), \tag{7}$$

$$P(z,t) = 2N_0 d_{12}\mathrm{Re}\rho_{12}(z,t) + 2N_0 d_{13}\mathrm{Re}\rho_{13}(z,t) + 2N_0 d_{23}\mathrm{Re}\rho_{23}(z,t), \tag{8}$$

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\,\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\,\frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial t^2}. \tag{9}$$

В этой системе уравнений содержатся следующие параметры: d_{12}, d_{13}, d_{23} — дипольные моменты переходов, $\hbar$ — приведенная постоянная Планка, N_0 — концентрация частиц, P — поляризация среды, $\omega_{12}, \omega_{32}, \omega_{31}$ — частоты резонансных переходов, переменные ρ_{11}, ρ_{22}, ρ_{33} — населенности 1-го, 2-го и 3-го состояний среды соответственно, ρ_{21}, ρ_{32}, ρ_{31} — недиагональные элементы матрицы плотности, определяющие динамику поляризации среды, T_{ik} — времена релаксации. В газовых средах и охлажденных квантовых точках значение времен релаксации составляет десятки и сотни наносекунд, что намного больше длительности рассматриваемых ниже процессов, и поэтому они несущественны.

В качестве начальных условий в начальный момент времени с краев области интегрирования, имевшей длину $L = 12\lambda_0$, в среду слева и справа посылалась пара полуцикловых импульсов, имевших гауссову форму:

$$E(z=0,t) = E_0 e^{-t^2/\tau^2}, \tag{10}$$

$$E(z=L,t) = E_0 e^{-t^2/\tau^2}. \tag{11}$$

Исследуемая трехуровневая среда располагалась между точками $z_1 = 2\lambda_0$ и $z_2 = 10\lambda_0$. Импульсы сталкивались в центре среды, в точке $z_c = 6\lambda_0$, выходили из среды, отражались от границ области интегрирования и снова двигались в среду и так далее за все время счета. Рассматривалась трехуровневая среда, смоделированная по подобию первых трех уровней атома водорода. Параметры, использованные в численном расчете, приведены в таблице и взяты из книги [14]. В численных расчетах использовалось значение концентрации $N_0 = 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Высокие плотности атомарного водорода могут быть получены, например, в матрице при низких температурах [15].

Результаты численного расчета разности населенностей представлены на рис. 1.

Обсуждение результатов и заключение

Первое столкновение импульсов происходит в момент времени $t = 2.56\,\mathrm{fs}$, второе в момент $t = 7.40\,\mathrm{fs}$ и т.д. Мгновенные значения распределения разности населенностей после первого ($t \sim 5\,\mathrm{fs}$) и третьего ($t \sim 14.2\,\mathrm{fs}$) прохождения импульсов представлены на рис. 2, *a* и *b* соответственно.

Из рис. 1 и 2 видно, что в области перекрытия импульсов разность населенностей на каждом переходе

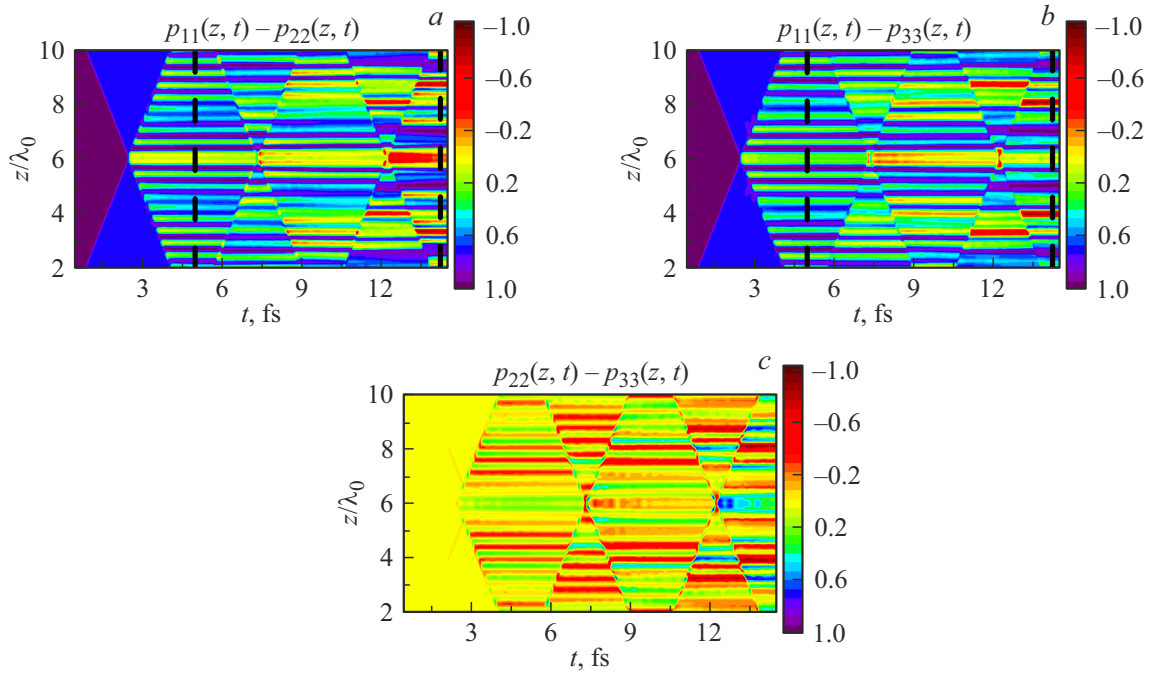

Рис. 1. Пространственно-временная динамика разности населённостей трехуровневой среды: $\rho_{11} - \rho_{22}$ (a), $\rho_{11} - \rho_{33}$ (b) и $\rho_{22} - \rho_{33}$ (c).

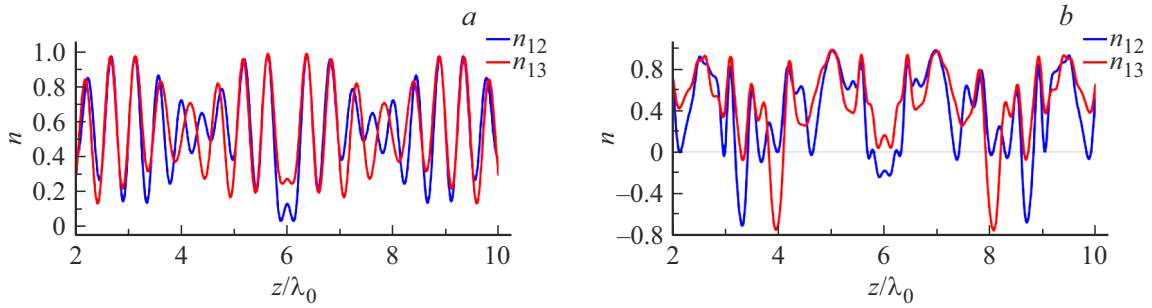

Рис. 2. Мгновенное распределение разности населенностей после первого (a) и третьего (b) прохождения импульсов; сечения отмечены черным штрихом на рис. 1, a и b. Синим: $\rho_{11} - \rho_{22}$, красным: $\rho_{11} - \rho_{33}$. Параметры расчета указаны в таблице.

Параметры, использованные в численных расчетах

Частота (длина волны λ_0) перехода $1 \to 2$	$\omega_{12} = 1.55 \cdot 10^{16}$ rad/s ($\lambda_{12} = \lambda_0 = 121.6$ nm)
Дипольный момент перехода $1 \to 2$	$d_{12} = 3.27$ D
Частота (длина волны) перехода $1 \to 3$	$\omega_{13} = 1.84 \cdot 10^{16}$ rad/s ($\lambda_{13} = 102.6$ nm)
Дипольный момент перехода $1 \to 3$	$d_{13} = 1.31$ D
Частота (длина волны) перехода $2 \to 3$	$\omega_{23} = 2.87 \cdot 10^{15}$ rad/s ($\lambda_{23} = 656.6$ nm)
Дипольный момент перехода $2 \to 3$	$d_{23} = 12.6$ D
Концентрация атомов	$N_0 = 10^{20}$ cm^{-3}
Амплитуда поля	$E_0 = 10^6$ ESU
Длительность импульса τ	$\tau = 80$ as

имеет практически постоянное значение, а вне ее возникает брэгго-подобная решетка населенностей. В этом смысле в среде возникает ДМ, параметры которого меняются при каждом последующем столкновении импульсов в среде. Форма брэгго-подобных решеток, как видно на рис. 2, a, имеет вид биений, а не идеальной гармонической синусоиды, как в случае двухуровневой среды. Такое поведение аналогично ранее рассмотренному, когда импульсы не перекрывались в среде [16]. Физически оно объясняется тем, что вклад в общую поляризацию (когерентность среды), помимо основного перехода среды 1–2, вносят недиагональные элементы матрицы плотности, колеблющиеся на других частотах переходов согласно выражению (8).

Как видно на рис. 1, мирорезонатор в области перекрытия импульсов сохраняется после многократного прохождения импульсов, однако, как видно на рис. 2, b, форма решеток по бокам становится более „хаотичной“.

Интересно также отметить, что использованное в расчетах значение амплитуды поля импульса $E_0 = 10^6$ ESU не является сильным возбуждением. Для характеристики воздействия полуцикловых импульсов на квантовые объекты (когда длительность импульса короче периода оборота электрона по первой боровской орбите) нужно сравнивать электрическую площадь данного импульса (S_E) с ее атомной мерой (S_a), введенной в [17] и определяемой как $S_a = 2\hbar/ea_B$ ($a_B = 0.053$ nm — боровский радиус). При использованных параметрах задачи ($S_a = 2.48 \cdot 10^{-7}$ V·s/cm) отношение $S_E/S_a \sim 0.16$. Это говорит о том, что при выбранных параметрах будут заселяться лишь низкие уровни в атоме, что также говорит о высоком качестве наводимых ДМ.

В расчетах использовались импульсы длительностью 80 as. На момент написания настоящей статьи появилась экспериментальная работа [18], в которой показана возможность получения импульсов с длительностью порядка 50 as, имеющих форму, близкую к униполярной — в виде характерной полуволны поля.

Таким образом, в работе показана возможность наведения ДМ в плотной газовой среде при столкновении в ней полуцикловых аттосекундных импульсов. При этом форма структур не является размытой. Использование плотных сред позволяет достичь высокой добротности таких ДМ, что важно для их практического использования в различных задачах сверхбыстрой оптики, создания сверхбыстрых оптических переключателей и создания оптической памяти на атомной когерентности в простейших атомных средах с помощью полуцикловых аттосекундных импульсов, уже практически доступных на сегодняшний день [18].

Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта 23-12-00012 (численное моделирование) и Государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017 (анализ полученных результатов).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] L'Huillie. Rev. Modern Phys., **96**, 030503 (2024).
[2] F. Krausz. Rev. Modern Phys., **96**, 030502 (2024).
[3] P. Agostini. Rev. Modern Phys., **96**, 030501 (2024).
[4] NobelPrize.org. URL: https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/press-release
[5] N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov. Contemprorary Physics, **64** (3), 224 (2023).
[6] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. УФН, **194** (11), 1196 (2024). DOI: 10.3367/UFNr.2024.07.039718 [N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov. Phys. Usp. DOI: 10.3367/UFNe.2024.07.039718].
[7] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. *Терагерцовая фотоника*, под ред. В.Я. Панченко, А.П. Шкуринов (РАН, М., 2023), с. 360–393.
[8] Р.М. Архипов, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **132** (5), 532 (2024).
[9] R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov. JOSA B, **41** (8), 1721 (2024).
[10] Р.М. Архипов, О.О. Дьячкова, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **132** (9), 919 (2024).
[11] M. Arkhipov, R. Arkhipov, I. Babushkin, N. Rosanov. Phys. Rev. Lett., **128** (20), 203901 (2022).
[12] С.А. Моисеев, М.М. Миннегалиев, К.И. Герасимов, Е.С. Моисеев, А.Д. Деев, Ю.Ю. Балега. УФН. DOI: 10.3367/UFNr.2024.06.039694 [S.A. Moiseev, M.M. Minnegaliev, K.I. Gerasimov, E.S. Moiseev, A.D. Deev, Yu.Yu. Balega. Phys. Usp., **67** (2024). DOI: 10.3367/UFNe.2024.06.039694].
[13] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **132** (10), (2024).
[14] С.Э. Фриш. *Оптические спектры атомов* (Государственное издательство физико-математической литературы, М.-Л., 1963).
[15] J. Ahokas, O. Vainio, J. Järvinen, V.V. Khmelenko, D.M. Lee, S. Vasiliev. Phys. Rev. B, **79**, 220505(R) (2009).
[16] R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, N. Rosanov. Phys. Rev. A., **109**, 063113 (2024).
[17] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **114** (3), 156 (2021). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. JETP Lett., **114** (3), 129 (2021)].
[18] X. Wang, F. Xiao, J. Wang, L. Wang, B. Zhang, J. Liu, J. Zhao, Z. Zhao. Ultrfast Science, **4**, Article ID: 0080 (2024).