09

Создание динамического микрорезонатора при столкновении полуцикловых световых импульсов в резонансной среде

© Р.М. Архипов [1,2], Н.Н. Розанов [1,2]

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

e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com, nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 07.03.2024 г.
В окончательной редакции 07.03.2024 г.
Принята к публикации 26.03.2024 г.

Предложен простой теоретический поход, основанный на приближенном решении временного Шредингера в первом порядке теории возмущений, показывающий возможность создания динамического микрорезонатора при столкновении полуцикловых, предельно коротких световых импульсов в многоуровневой среде. На основе предложенного подхода показана возможность управления параметрами микрорезонатора при увеличении числа сталкивающихся импульсов.

Ключевые слова: решётки населенностей, динамические резонаторы, предельно короткие световые импульсы, полуцикловые импульсы.

DOI: 10.61011/OS.2024.05.58460.6128-24

Введение

В последние годы достигнут огромный прогресс в получении сверхкоротких электромагнитных импульсов, длительность которых составляет несколько осцилляций электромагнитного поля в аттосекундном временном диапазоне [1,2]. Это позволяет изучать динамику электронов в веществе и управлять ей на внутриатомных временных масштабах, сравнимых с орбитальным периодом электрона в атоме [3–5]. Дальнейшее сокращение длительности импульса приводит к появлению импульсов уже предельно короткой длительности в половину периода поля. Такие импульсы называются полуцикловыми или униполярными [6]. Они обладают отличной от нуля электрической площадью, определяемая в заданной точке пространства, $\mathbf{r}$ как интеграл от напряженности поля $\mathbf{E}$ по времени t [7]

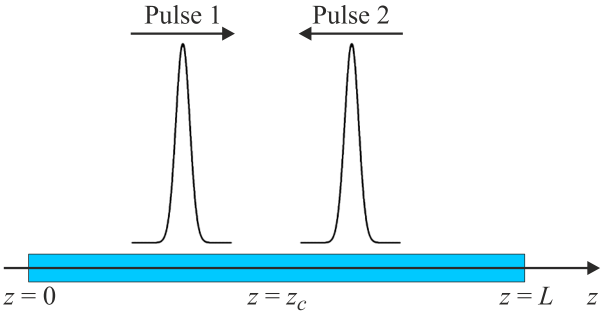
$$\mathbf{S}_E = \int \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)dt. \tag{1}$$

Полуцикловые световые импульсы перспективны в использовании для сверхбыстрого управления атомами, молекулами, квантовыми точками, ускорения зарядов и др. приложений, см. обзоры [6–9] и цитируемую литературу. Если длительность импульса короче орбитального периода электрона в атоме, то его воздействие на микрообъект определяется электрической площадью, а не его энергией [10]. Тем самым полуцикловые импульсы способны более быстро и эффективно и управлять квантовыми системами, чем обычные многоцикловые, биполярные импульсы.

Одним из возможных применений предельно коротких импульсов является создание и сверхбыстрое управление решётками разности населенностей, когда импульсы одномоментно не перекрываются в среде или сталкиваются в центре среды, [11–13], см. также обзор [14] и приведенную литературу. Данный эффект возникает в режиме когерентного взаимодействия импульсов со средой, если длительность и задержки между импульсами меньше времени релаксации поляризации T_2 среды. Возникновение решеток атомных населенностей в этом случае связано с взаимодействием падающих импульсов с бегущими волнами поляризации резонансной среды, наведенных предыдущим импульсом [11–14]. В случае разреженной среды и когда амплитуда импульсов мала, можно говорить, что возникновение решеток связано с интерференцией электрических площадей падающих импульсов [15].

В работе [16] обнаружено одно интересное явление — возможность наведения в среде решеток населенностей в виде динамических „микрорезонаторов“, возникающих при столкновении униполярных импульсов негармонической формы в двухуровневой среде. В этом случае в области перекрытия импульсов разность населенностей имеет почти постоянное значение, а по краям от нее разность населённости меняется в пространстве или имеет другое значение, отличное от ее значения в области перекрытия импульсов. В этом смысле возникает скачок показателя преломления среды, что позволяет говорить о возникновении в среде динамического „микрорезонатора“ с управляемыми.

В последующих работах [17,18] динамика таких структур была изучена более детально в двухуровневой среде. Показано, что эффект создания динамических микрорезонаторов имеет место быть и в трехуровневой



Пара полуцикловых импульсов движется по среде на встречу друг другу и сталкивается в центре среды в точке с координатой, $z = z_c$.

среде [19,20]. Во всех этих работах анализ проводился на основании численного решения системы уравнений Максвелла–Блоха. Между тем приближенное аналитическое описание решеток было предложено только для случая, когда импульсы не перекрываются в среде [11–14] и для перекрывающихся униполярных импульсов необычной формы [20].

Задачей данного сообщения служит исследование простого подхода, который теоретически предсказывает возникновение динамических микрорезонаторов при столкновении полуцикловых световых импульсов в центре резонансной среды. И он также позволяет аналитически описывать динамику этих микрорезонаторов и оценивать характеристики возникающих при этом решеток разности населенностей. Данный подход основан на приближенном решении временного уравнения Шредингера с помощью теории возмущений, когда амплитуда поля импульсов возбуждения мала и применим для разреженной многоуровневой среды. Он является логическим обобщением использованного ранее подхода [11–14] для расчета динамики решеток населенностей с помощью последовательности не перекрывающихся в среде импульсов.

Динамика микрорезонаторов

Пусть в многоуровневой среде в некоторый момент времени сталкивается пара полуцикловых импульсов в центре среды, в точке с координатой, $z = z_c$ (рисунок).

Как и в работах [11–15] для приближенного аналитического описания решеток, считаем среду разреженной, пренебрегая тем самым изменением формой импульсов при распространении и влиянием частиц друг на друга. В этом случае нетрудно показать, что задача воздействия последовательности импульсов на протяженную среду сводится к задаче о возбуждении единичного атома, молекулы с помощью последовательности импульсов с переменной задержкой.

Динамика квантовой системы в поле импульсов описывается временным уравнением Шредингера для волновой функции электрона [21]:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \left[\hat{H}_0 + V(t)\right]\psi. \tag{2}$$

Здесь $\hbar$ — приведенная постоянная Планка, $\hat{H}_0$ — собственный гамильтониан системы, V — потенциал взаимодействия атома с внешним полем, который в случае дипольного приближения имеет вид: $V(t) = -dE(t)$, d — дипольный момент атома. В приближенни слабого поля населенность k-го уровня энергии среды вычисляется в первом порядке теории возмущений с помощью выражения [21]:

$$w_{1k} = \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2}\left|\int E(t)e^{i\omega_{1k}t}dt\right|^2. \tag{3}$$

Здесь d_{1k} — дипольный момент перехода, ω_{1k} — частота перехода среды. Примем временную форму падающих полуцикловых импульсов 1 и 2 гауссовой формы, следующих с задержкой Δ:

$$E(t) = E_{01}\exp\left[-t^2/\tau_1^2\right] + E_{02}\exp\left[-(t-\Delta)^2/\tau_2^2\right]. \tag{4}$$

Очевидно, электрические площади таких импульсов $S_{E,1,2} = E_{01,2}\tau_{1,2}\sqrt{\pi}$. Для простоты вычислений населенностей с помощью выражения (3) ниже мы предположим, что длительность полуцикловых импульсов (4) много меньше периода резонансного перехода среды $T_{1k} = 2\pi/\omega_{1k}$, $\tau_{1,2} \ll T_{1k}$ (приближение мгновенных воздействий [22–24]). В этом случае показатель в экспоненте под интегралом в (3) мал по сравнению с единицей. При вычислении населенностей w_{1k} экспоненциальный множитель $e^{i\omega_{1k}t}$ под знаком интеграла приближенно равен 1 и не существен.

Как показывают результаты численных экспериментов [16–20], при столкновении пары униполярных импульсов в центре среды после первого столкновения в окрестности области перекрытия импульсов разность населенностей имеет постоянное в пространстве значение. А по бокам, слева и справа от области перекрытия, при $z \ll z_c$ и $z \gg z_c$, где импульсы не перекрываются, может возникать решетка разности населенностей. Применяя выражение (3) находим выражения для населенностей при $z \ll z_c$ и $z \gg z_c$ [14]:

$$w_k = \frac{d_{1k}^2 S_{E,1}^2}{\hbar^2} + \frac{d_{1k}^2 S_{E,2}^2}{\hbar^2} + 2\frac{d_{1k}^2}{\hbar^2}S_{E,1}S_{E,2}\cos\omega_{1k}\Delta. \tag{5}$$

Т.о., w_k определяется суммой квадратов электрических площадей импульсов и периодически зависит от задержки между импульсами Δ, определяется интерференцией площадей импульсов [15].

В области перекрытия импульсов пара импульсов (4) действует, как один импульс, имеющий электрическую площадь, равную сумме площадей исходных импульсов, $S_E = S_{E,1} + S_{E,2}$. И для расчета населенности в области перекрытия, воспользовавшись выражением надо в (5) положить нулевую задержку между импульсами, $\Delta = 0$

$$w_{1k} = \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} S_E^2. \qquad (6)$$

Таким образом, в окрестности точки с координатой, $z = z_c$, в области столкновения импульсов значение населенности определяется квадратом суммарной электрической площали импульсов. А вне области перекрытия импульсов, $z \ll z_c$ и $z \gg z_c$, населенности описываются выражением (6). Данное выражение показывает возможность создания периодической решетки населенностей по краям от области перекрытия импульсов. Зависимость населенностей от пространственной координаты содержится в задержке $\Delta \sim z/c$, которая в случае протяженной среды определяет пропорциональна моменту времени прихода второго импульса в точку среды с координатой z [13,14].

Очевидно, что данный подход позволяет предсказать появление в среде микрорезонатора с зеркалами брэгговского типа — в области перекрытия импульсов населенность постоянна и определяется выражением (5). А по бокам от области перекрытия населенности среды и, следовательно, показатель преломления периодически меняется в пространстве согласно выражению (6). Результаты данного предсказания согласуются с численными расчетами на основе системы уравнений Максвелла−Блоха, которые предсказывают появления микрорезонатора такого типа [16–20].

Очевидно, что если импульсы снова столкнутся в среде спустя некоторое время, то описанную выше процедуру также можно применить для расчета параметров модифицированного микрорезонатора. В случае воздействия 4 одинаковых импульсов напряженность поля запишется в виде

$$\begin{aligned} E(t) &= E_0 \exp\left[-t^2/\tau^2\right] + E_0 \exp\left[-(t-\Delta)^2/\tau^2\right] \\ &+ +E_0 \exp\left[-(t-\Delta-\Delta_{23})^2/\tau_2\right] \\ &+ E_0 \exp\left[-(t-\Delta-\Delta_{23}-\Delta_{34})^2/\tau^2\right] \end{aligned} \qquad (7)$$

где Δ_{23} и Δ_{34} — задержка между вторым и третьим, третьим и четвертым импульсом соответственно. $S_{E0} = E_0\tau\sqrt{\pi}$ — их электрическая площадь. А для населенностей связанных состояний вне области перекрытия импульсов при $z \ll z_c$ и $z \gg z_c$ имеем [13]:

$$\begin{aligned} w_{1k} &= 2\frac{d_{1k}^2 S_{E0}^2}{\hbar^2}\big|1 + e^{i\omega_{1k}\Delta} \\ &+ e^{i\omega_{1k}\tau} e^{i\omega_{1k}\Delta_{23}} + e^{i\omega_{1k}\Delta} e^{i\omega_{1k}\Delta_{23}} e^{i\omega_{1k}\Delta_{34}} \end{aligned} \qquad (8)$$

Данное выражение позволяет рассчитать параметры модифицированного в результате второго столкновения импульсов динамического микрорезонатора. Аналогично можно рассчитать изменение параметров такого резонатора после третьего столкновения и т.д.

Заключение

Предложен простой, аналитический подход, основанный на приближенном решении временного уравнения Шредингера в первом порядке теории возмущений, на основании анализа которого предсказана возможность создания и сверхбыстрого управления динамических микрорезонаторов, возникающих при столкновении полуцикловых световых импульсов в резонансной среде. Данный подход применим, когда амплитуда падающих импульсов мала и среда разрежена. Результаты анализа с применением данного подхода предсказывают возникновение динамического микрорезонатора после столкновения импульсов — в области перекрытия населенность имеет практически постоянное значение, а по бокам возникает гармоническая решетка разности населенностей (зеркало брэгговского типа). Эти результаты качественно согласуются с результатами численного решения системы уравнений Максвелла-Блоха для протяженной среды при малых значениях амплитуды возбуждающего поля [16–20]. Отметим также на основе предложенного подхода можно рассчитывать динамику таких резонаторов при использовании последовательности из большего числа сталкивающихся импульсов. Исследованные микрорезонаторы могут быть интересны для кратковременных систем хранения света, сверхбыстрых оптических переключателей и др. интересных приложений в сверхбыстрой оптике.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамах научного проекта 23-12-00012 (создание решеток населенностей) и Государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017 (сверхбыстрое управление решетками населенностей).

Список литературы

[1] F. Krausz, M. Ivanov. Rev. Mod. Phys., **81**, 163 (2009).
[2] K. Midorikawa. Nat. Photonics, **16**, 267 (2022).
[3] F. Calegari, G. Sansone, S. Stagira, C. Vozzi, M. Nisoli. J. Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, **49**, 062001 (2016).
[4] M.T. Hassan, T.T. Luu, A.Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A.M. Zheltikov, V. Pervak, F.Krausz, E.Goulielmakis. Nature, **530**, 66 (2016).
[5] H.Y. Kim, M. Garg, S. Mandal, S. Mandal, L. Seiffert, T. Fennel E. Goulielmakis. Nature **613**, 662 (2023).
[6] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. Квант. электрон., **50**(9), 801 (2020). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov. Quant. Electron., **50**(9), 801 (2020)].

[7] Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов, М.В. Архипов. УФН, **188**, 1347 (2018). [N.N. Rosanov, R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov. Phys. Usp. **61**, 1227 (2018)].
[8] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, П.А. Образцов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **117**(1), 10 (2023). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, P.A. Obraztsov, N.N. Rosanov. JETP Lett., **117**(1), 8 (2023)].
[9] Н.Н. Розанов. УФН, **193**, 1127 (2023). [N.N. Rosanov. Phys. Usp., **66**, 1059 (2023)].
[10] N. Rosanov, D. Tumakov, M. Arkhipov, R. Arkhipov. Phys. Rev. A, **104** (6), 063101 (2021).
[11] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U.Morgner, N.N.Rosanov. Opt. Lett., **41**, 4983 (2016).
[12] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. Sci. Rep., **7**, 12467 (2017).
[13] R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. Sci. Rep., **11**, 1961, (2021).
[14] Р.М. Архипов. Письма в ЖЭТФ, 113, 636 (2021). [R.M. Arkhipov. JETP Lett., **113**, 611 (2021)].
[15] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. Laser Phys., **32**(6), 066002 (2022).
[16] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, О.О. Дьячкова, Н.Н.Розанов. Опт. и спектр., **130** (11), 1707 (2021). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, O.O. Dyachkova, N.N. Rosanov. Opt. Spectrosc., **130**(11), 1443 (2021)].
[17] O.O. Diachkova, R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. Opt. Commun., **538**, 129475 (2023).
[18] R.M. Arkhipov, O.O. Diachkova, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. Appl. Phys. B, **130**, 52 (2024).
[19] R. Arkhipov, arXiv preprint arXiv:2402.16122, submitted.
[20] Р.М. Архипов, Квант. Электрон., **54** (2), 77 (2024).
[21] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория (Наука, М., 1974). [L.D. Landau, E.M. Lifshitz. Quantum mechanics: non-relativistic theory, Vol. 3. (Elsevier, 2013)].
[22] W. Pauli. Handbuch der Physik (Springer, 1933).
[23] А.Б. Мигдал. ЖЭТФ, **9**, 1163 (1939). [A.B. Migdal. Sov. Phys. JETP, **9**, 1163 (1939)].
[24] L. Schiff. Quantum Mechanics (McGraw-Hill, 1968).