

УДК 535.2

# МИКРОРЕЗОНАТОРЫ И ВРЕМЕННЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ, СОЗДАВАЕМЫЕ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ПОЛУЦИКЛОВЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

© 2025 г. Р. М. Архипов<sup>1, \*</sup>, М. В. Архипов<sup>1</sup>, А. В. Пахомов<sup>2</sup>, О. О. Дьячкова<sup>1, 2</sup>,  
Н. Н. Розанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук», Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет», Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com

Поступила в редакцию 06.09.2024 г.

После доработки 16.09.2024 г.

Принята в печать 30.09.2024 г.

Рассмотрены последние исследования авторов в области создания и сверхбыстрого управления светоиндуцированными динамическими микрорезонаторами и временными фотонными кристаллами, возникающими при столкновении полуцикловых импульсов в среде. Показана возможность наведения микрорезонаторов при столкновении субцикловых импульсов самоиндуцированной прозрачности, имеющих одинаковую полярность.

**Ключевые слова:** униполярные импульсы, полуцикловые импульсы, динамические микрорезонаторы, временные фотонные кристаллы, решетки атомных населенностей, когерентные эффекты

DOI: 10.31857/S0367676525010125, EDN: DAUMXG

## ВВЕДЕНИЕ

Униполярные, полуцикловые, предельно короткие импульсы (ПКИ) являются пределом сокращения длительности электромагнитных импульсов в заданном спектральном диапазоне [1]. Они содержат полуволну поля одной полярности и могут обладать ненулевой электрической площадью, определяемой как интеграл от напряженности электрического поля  $\vec{E}(t)$  по времени  $t$  в заданной точке пространства [2–4]:

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

Интерес к получению подобных импульсов активно возрос в последнее время в связи с их возможными многочисленными применениями для сверхбыстрого управления свойствами квантовых систем, голографии со сверхвысоким временным разрешением и др. приложений, см. обзоры [1, 5–8] и монографию [9]. Так, полуцикловые квазиуниполярные импульсы аттосекундной длительности (порядка сотен аттосекунд) в оптическом диапазоне могут быть получены при когерентном сложении монохроматических составляющих широкополосной накачки [10], а также при быстром тормо-

жении пучка релятивистских электронов в тонких мишенях [11, 12]. В терагерцовом диапазоне униполярные импульсы могут быть получены при различных нелинейных процессах в плазме [13–16], сверхизлучении остановленной поляризации [17] и др. способами, см. обзоры [1, 5–9].

Для одноцикловых и полуцикловых ПКИ импульсов такой малой длительности по-иному выглядят особенности когерентного распространения и взаимодействия с резонансными средами, в отличие от случая длинных многоцикловых импульсов [10, 18–22]. Изучение взаимодействия ПКИ с веществом привело к предсказанию ряда новых явлений в оптике, таких как самокомпрессия импульса [23], расталкивание полуволн противоположной полярности [24], самоостановка света [25] и др. Использование последовательности ПКИ, когерентно распространяющихся в резонансной среде, когда длительность импульсов короче времени релаксации поляризации среды  $T_2$ , приводит к созданию и сверхбыстрому управлению решетками разности населенностей и волнами поляризации среды на временах порядка длительности импульсов [26–42].

При этом также возможно создание так называемых динамических микрорезонаторов, когда пара предельно коротких импульсов сталкивается в среде [43–45]. В этом случае разность населенностей в области перекрытия импульсов имеет почти постоянное значение, а по краям от нее возникает решетка разности населенностей. Также возможно, что разность населенностей имеет другое постоянное значение, отличное от значения в области перекрытия импульсов. Таким образом, возникает микрорезонатор с размером порядка длины волны резонансного перехода. Интерес к таким структурам связан с активным изучением в последнее время так называемых временных и пространственно-временных фотонных кристаллов, то есть сред, показатель преломления которых быстро меняется во времени или в пространстве и во времени соответственно [46–49].

В данной работе приводится обзор последних исследований авторов в области создания и управления решетками населенностей и динамических микрорезонаторов с помощью последовательности предельно коротких импульсов, когерентно взаимодействующих со средой и сталкивающихся в среде. Приводится анализ динамики микрорезонаторов при столкновении  $2\pi$  подобных импульсов самоиндуцированной прозрачности (СИП). При этом в отличие от ранних исследований, в которых было показано, что динамические резонаторы не возникают при столкновении импульсов одной полярности, в данной работе показано, что данное ограничение снимается при добавлении к импульсу заднего фронта противоположной полярности.

#### СОЗДАНИЕ РЕШЕТОК НАСЕЛЕННОСТЕЙ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СО СРЕДОЙ

Возможность создания решеток атомных населенностей при когерентном взаимодействии световых импульсов со средой была обнаружена довольно давно в первых экспериментах по фотонному эху [26, 27]. Однако в этих исследованиях использовались длинные многоцикловые импульсы света наносекундной длительности, которые одномоментно не перекрывались в среде [28, 29]. Очевидно использование длинных многоцикловых импульсов не позволяет осуществить сверхбыстрое управление решетками разности населенностей. Созданные таким образом решетки использовались в эхолографии [30, 31] и для измерения времени релаксации поляризации среды  $T_2$  [32].

Другой альтернативный, более распространенный способ создания решеток основан на интерференции длинных монохроматических лазерных полей, перекрывающихся в среде [50]. В таком способе очевидно также нельзя осуществить сверхбыст-

рое управление решетками, например, их стирание или мультиплицирование пространственной частоты.

Создание и сверхбыстрое управление решетками можно осуществить с помощью предельно коротких импульсов — одноцикловых и полумонохроматических, когерентно взаимодействующих со средой. Впервые данная возможность была показана теоретически в работах авторов [33–40], когда импульсы не перекрываются в среде [33–36] и перекрываются в среде [37, 39, 40], см. также обзоры [41, 42]. Создание таких решеток происходит за счет интерференции волн поляризации среды, наведенных предыдущим импульсом, с последующим импульсом.

Альтернативное объяснение создания таких решеток, справедливое при малых амплитудах возбуждающих импульсов и в разреженной среде, когда среда слабо возбуждена, основано на интерференции площадей импульсов или интерференции амплитуд связанных состояний среды [51]. Обзор последних результатов этих исследований приведен в [41, 42], и мы не будем на этом останавливаться.

#### ДИНАМИЧЕСКИЕ МИКРОРЕЗОНАТОРЫ И ВРЕМЕННЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В СРЕДЕ

В работе [43] впервые была показана возможность формирования так называемых динамических микрорезонаторов, возникающих при столкновении  $\pi/2$  подобных униполярных импульсов прямоугольной формы в двухуровневой резонансной среде. При этом, как показали численные расчеты, в области перекрытия импульсов разность населенностей имеет постоянное значение — «светоиндуцированный канал», а вне этой области меняется скачком и имеет другое значение. В этом смысле можно говорить о формировании динамического микрорезонатора в среде. Размер такой структуры порядка пространственного размера импульса (длины волны резонансного перехода).

В последующей работе [44] была рассмотрена динамика такого микрорезонатора при столкновении уже  $2\pi$  подобных импульсов СИП прямоугольной формы и длительности порядка 1 фс. Численные расчеты показали возможность формирования и управления динамическими микрорезонаторами при увеличении числа столкновений импульсов в среде. Подробные исследования, проведенные в работе [45] показали, что форма и параметры резонатора существенно зависят от формы сталкивающихся импульсов и от крутизны фронтов — чем круче фронты, тем больше глубина модуляции микрорезонатора. Эти исследования проводились, когда среда моделировалась в двухуровневом приближении. Численные расчеты, проведенные в работе [52], показали возможность наведения мик-

рорезонаторов при столкновении униполярных импульсов прямоугольной и треугольной формы в трехуровневой среде.

В упомянутых исследованиях сталкивающиеся импульсы были униполярными. Возможность создания микрорезонаторов с брэгговскими зеркалами была показана в статье [53]. В этой работе пара одноцикловых аттосекундных импульсов, состоящих из двух полуволн противоположной полярности, сталкивались в центре среды. Параметры импульсов были подобраны так, чтобы импульсы действовали подобно  $4\pi$  импульсам СИП. Численные расчеты показали, что в центре среды, где импульсы сталкиваются, среда остается практически невозбужденной. А по краям от этой области формируются квазипериодические решетки населенностей, длиной всего в несколько периодов и локализованные в окрестности области перекрытия импульсов.

Пространственная частота данных структур возрастала с ростом числа столкновений импульсов. Таким образом, в среде возникал локальный микрорезонатор с брэггopodobными зеркалами. Оценки показали, что коэффициент отражения таких структур на длине волны, соответствующей максимуму брэгговского отражения, составлял порядка 30%.

Детальный анализ динамики таких микрорезонаторов, возникающих при столкновении полуцикловых аттосекундных импульсов, был проведен на основе численного решения системы уравнений Максвелла—Блоха в двух- и трехуровневой среде в работе [54]. В работе [55] показана возможность создания временных фотонных кристаллов при столкновении пары полуцикловых аттосекундных импульсов в трехуровневой среде. Практическая реализация таких сред с быстро меняющимся показателем преломления трудно осуществима на практике за счет обычных нелинейно-оптических механизмов, так как они очень медленные [56]. Для этой цели разработаны ряд экзотических материалов с необычными свойствами [56, 57]. Однако, приведенные нами исследования показывают возможность реализации пространственно-временных фотонных кристаллов в двух- и многоуровневых резонансных средах с помощью последовательности предельно коротких импульсов, так как при этом происходит создание решеток населенностей, т. е. изменение показателя преломления среды в пространстве и во времени.

Упомянутые исследования динамики таких структур проводились за счет численного решения системы уравнений для матрицы плотности совместно с волновым уравнением для напряженности электрического поля. Какое-либо аналитическое описание отсутствовало. В работе [58] был предложен простой аналитический подход, показывающий возможность создания таких мик-

рорезонаторов. Он основан на приближенном решении временного уравнения Шредингера в приближении внезапных возмущений, когда длительность импульса считалась малой по сравнению с периодом резонансного перехода среды. Амплитуда поля возбуждающих импульсов также считалась малой. В таком подходе среда считалась разреженной и слабо возбужденной, динамика волн поляризации не учитывалась.

Более подробный подход вне рамок приближения внезапных возмущений был описан в [59]. Результаты данного анализа показывают возможность создания микрорезонаторов с брэггopodobными зеркалами (разность населенностей меняется в пространстве по гармоническому закону слева и справа от области перекрытия импульсов) на каждом резонансном переходе среды. В случае униполярных импульсов необычной формы (прямоугольной) в работе [52] также была показана возможность наведения микрорезонаторов.

Детально аналитический подход, показывающий создание таких микрорезонаторов, основанный на приближенном решении уравнения Шредингера с помощью теории возмущений, представлен в работе [60]. Результаты расчетов населенностей (добротности микрорезонатора), выполненные с помощью данного подхода, согласуются с результатами численного решения системы уравнений для матрицы плотности среды, когда амплитуда возбуждающих импульсов мала.

Обсудим кратко основную идею данного подхода. Он основан на приближенном решении уравнения Шредингера в приближении слабого поля, когда применима теория возмущений. Среда считается разреженной, при этом влиянием соседних атомов друг на друга и изменением формы падающих импульсов при распространении в среде можно пренебречь. Также в указанных приближениях, как показано ранее [36–41], задачу о взаимодействии последовательности предельно коротких импульсов с протяженной средой, можно свести к задаче о взаимодействии этих импульсов с единичной квантовой системой при изменении задержки между импульсами. В первом порядке теории возмущений выражение для населенности связанных состояний с номером  $k$  после прохождения импульса имеет вид [61]

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

В этом выражении,  $d_{1k}$  — дипольный момент перехода,  $\omega_{1k}$  — частота резонансного перехода среды. Для простоты считаем, что на среду воздействует пара полуцикловых импульсов (задним фронтом противоположной полярности пренебрегаем), следующих с задержкой  $\Delta$ :  $E(t) = E_{01} \exp[-t^2/\tau_1^2] + E_{02} \exp[-(t - \Delta)^2/\tau_2^2]$ . Тогда выражение для

населенности в указанных выше приближениях может быть записано в виде (при условии:  $\omega_{1k}\tau_{1,2} \ll 1$  [36, 41, 58–60]):

$$\omega_k = \frac{d_{1k}^2 S_{E,1}^2}{\hbar^2} + \frac{d_{1k}^2 S_{E,2}^2}{\hbar^2} + 2 \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} S_{E,1} S_{E,2} \cos \omega_{1k} \Delta, \quad (2)$$

в котором  $S_{E,1,2} = E_{01,2} \tau_{1,2} \sqrt{\pi}$  — электрические площади импульсов.

В случае протяженной среды задержка  $\Delta \propto z/c$  ( $c$  — скорость света) пропорциональна моменту времени, когда второй импульс приходит в точку среды, имеющую координату  $z$  [36, 41]. Если импульсы сталкиваются в какой-либо точке среды, то для расчета населенностей в этой точке (и вблизи нее) надо положить задержку  $\Delta = 0$  в выражении (2), что приводит к соотношению  $\omega_k = \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} (S_{E,1} + S_{E,2})^2$ . Оно показывает, что в этой области населенности определяются квадратом суммарной электрической площади импульсов.

Вне области перекрытия импульсов для расчета населенностей надо пользоваться общим соотношением (2). Из него видно, что выражение для населенности  $\omega_k$  представляет собой сумму квадратов электрических площадей импульсов и содержит «интерференционный член»  $2 \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} S_{E,1} S_{E,2} \cos \omega_{1k} \Delta$ , т. е. периодически зависит от задержки между импульсами  $\Delta$ . В этом смысле, как показано в работе [36], можно говорить о том, что воздействие пары униполярных импульсов в приближении слабого поля определяется интерференцией электрических площадей импульсов.

Также это выражение показывает возникновение периодической решетки населенностей гармонической формы вне области перекрытия импульсов. Несмотря на простоту, результаты данного подхода имеют эвристическую силу, так как они предсказывают возможность формирования микрорезонатора с брэггоподобными зеркалами в виде решеток населенностей гармонической формы (2) на каждом резонансном переходе многоуровневой среды. Глубина модуляции этих решеток определяется квадратом электрической площади импульсов. Физически возникновение данных решеток связано с интерференцией электрических площадей импульсов в приближении слабого поля.

В сильных полях и плотных средах, когда становится не применимы указанные выше приближения, необходимо рассматривать более сложные модели, основанные на материальных уравнениях для многоуровневой среды совместно с волновым уравнением для напряженности электрического поля. При этом обычно для описания среды используют двухуровневое приближение, которое может оказаться не пригодным в случае предель-

но коротких импульсов. Данный вопрос обсуждался в работах [62–64]. Численные расчеты, проведенные в этих работах, показали, что эффект возникновения решеток, форма которых близка к гармонической, как предсказывают результаты, полученные в рамках теории возмущений, сохраняется и в трехуровневой среде. При этом в численных расчетах параметры трехуровневой среды соответствовали атомам Rb87 [63], а также атомарному водороду [54, 64], что показывает возможность наблюдения эффекта в реальных системах. Также результаты численного решения временного уравнения Шредингера для одномерной квантовой ямы с учетом ионизации показали сохранение решеток [65].

С практической точки зрения возникновение решеток хорошего качества (например, по форме, близкой к гармонической) возможно, когда основное состояние среды несильно опустошается, т. е. среда не сильно возбуждается и ионизация не значительна. В этом случае среда должна не сильно возбуждаться под действием импульсов. Такой критерий легко установить в случае, когда длительность полуволнового импульса  $\tau$  короче характерного времени  $T_g$ , связанного с энергией основного состояния  $E_1$ ,  $\tau < T_g = 2\pi\hbar/E_1$ . Среда будет несильно возбуждаться и ионизация незначительна, если электрическая площадь падающего импульса  $S_E$  меньше характерной атомной меры площади  $S_E < S_{at} = \hbar/er$ , где  $e$  — заряд электрона,  $r$  — характерный размер квантовой системы [22]. В численных расчетах, проведенных в работе [64] для параметров, соответствовавших атому водорода, данное условие было выполнено.

Физически сохранение эффекта решеток и микрорезонаторов в многоуровневой среде легко понять, если вспомнить физический механизм их формирования [34–36, 41]. Проходящий по среде предельно короткий импульс оставляет после себя среду в суперпозиционном квантовом состоянии, в котором когерентность среды (поляризация среды), т. е. недиагональные элементы матрицы плотности осциллируют на каждом резонансном переходе среды. Это приводит к появлению волн поляризации среды, которые существуют в течение времени релаксации  $T_2$ . Эти колебания поляризации существуют всегда независимо от того, сколько уровней среды учитывается два или более. Последующий импульс будет когерентно управлять этими осцилляциями дипольного момента, что приведет к возникновению решетки разности населенностей на каждом резонансном переходе среды, как отмечалось выше. Поэтому, приближение двухуровневой среды представляется оправданным в подобных задачах. Поэтому, ниже мы будем использовать для простоты двухуровневое приближение.

В случае большой амплитуды поля динамика микрорезонаторов изучалась с помощью численного решения системы уравнений Максвелла-Блоха для двухуровневой среды [60]. В расчетах использовались полностью униполярные импульсы гауссовой формы длительностью сотни аттосекунд. При этом импульсы действовали подобно  $2\pi$  импульсам СИП. Результаты численных расчетов показали невозможность создания микрорезонаторов, когда сталкивающиеся импульсы имели одинаковую полярность. Когда импульсы имели противоположную полярность, в области перекрытия импульсов возникал локальный микрорезонатор. Пространственный период наводимых решеток возрастал с ростом числа столкновений. Более сложная динамика микрорезонаторов возникала при столкновении  $4\pi$  импульсов.

Результаты этих исследований [60] показывают, что формирование микрорезонаторов возможно, когда сталкивающиеся импульсы имеют разную полярность. Снять указанные ограничения можно, если использовать не полностью униполярный импульс, как в работе [60], а квазиуниполярный субцикловый импульс, содержащий мощную полуволну поля и задние фронты противоположной полярности. Сказанное иллюстрируется результатами численного расчета, представленного в следующем разделе.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для изучения динамики решеток разности населенностей при столкновении последовательно  $2\pi$ -подобных импульсов СИП в резонансной среде проводилось численное решение системы уравнений Максвелла-Блоха, включающей в себя материальные уравнения для недиагонального элемента матрицы плотности  $\rho_{12}$ , разности населенностей среды (инверсии)  $n = \rho_{11} - \rho_{22}$  двухуровневой среды, ее поляризации  $P$  и напряженности электрического поля  $E$  [66, 67]:

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

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

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

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

Данная система уравнений (3)–(6) содержит следующие параметры (значения некоторых из них приведены в таблице 1):  $z$  — продольная координата,  $c$  — скорость света в вакууме,  $t$  — время,  $N_0$  — концентрация двухуровневых атомов,  $\hbar$  — приведенная постоянная Планка,  $\omega_0$  — частота резонансного перехода среды ( $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$  — длина волны резонансного перехода),  $d_{12}$  — матричный элемент дипольного момента резонансного перехода среды,  $n_0$  — разность населенностей среды при отсутствии электрического поля, причем  $n_0 = 1$  для поглощающей среды. Возможность применения двухуровневого приближения в подобных задачах обсуждалась выше и в работах [36, 41, 52–55, 58–60, 62–65].

Для создания последовательности импульсов использовались нулевые граничные условия на концах области интегрирования, которая имела длину  $L = 12\lambda_0$ . Двухуровневая среда помещалась в центре области интегрирования между точками с координатами  $z_1 = 4\lambda_0$  и  $z_2 = 8\lambda_0$ . В начальный момент времени в среду слева направо и справа налево из вакуума запускалась пара субцикловых импульсов, выражение для которых имеет вид:

$$E(0, t) = E_{01} e^{-\frac{(t-\tau_1)^2}{\tau^2}} \cos(\omega_0 [t - \tau_1]), \quad (7)$$

$$E(L, t) = E_{02} e^{-\frac{(t-\tau_2)^2}{\tau^2}} \cos(\omega_0 [t - \tau_2]). \quad (8)$$

Здесь  $\tau_{1,2}$  — задержки, которые регулируют момент встречи импульсов. Импульсы действовали подобно  $2\pi$  импульсам СИП и имели одну полярность, но содержали задние фронты противоположной полярности. Одномерное распространение полуволновых импульсов на большие расстояния может быть реализовано в коаксиальных волноводах [68].

В таком случае импульсы сталкивались в центре среды, затем выходили из нее. На границах

**Таблица 1.** Параметры задачи, использованные в численном моделировании

Длина волны резонансного перехода среды	$\lambda_0 = 700$ нм
Дипольный момент перехода	$d_{12} = 20$ Д
Время релаксации разности населенностей	$T_1 = 10$ пс
Время релаксации поляризации	$T_2 = 5$ пс
Концентрация атомов	$N_0 = 10^{18}$ см <sup>-3</sup>
Амплитуда поля	$E_{01} = E_{02} = 259\,000$ ед. СГС
Длительность импульса возбуждения $\tau$	$\tau = 580$ ас
Параметры задержки	$\tau_1 = \tau_2 = 3\tau$

области интегрирования размещались идеальные зеркала. Импульсы отражались от них и вновь возвращались в среду. Проводилось численное решение системы уравнений (2)–(5) при параметрах, указанных в таблице ниже, с начальными условиями в виде импульсов (6)–(7). Строились и анализировались пространственно-временные зависимости поляризации и разности населенностей среды. Параметры численного моделирования указаны в таблице. Длина волны перехода в сотни нанометров могут быть реализованы, например в атомных парах или квантовых точках. Однако, результаты теоретического рассмотрения на основе уравнения Шредингера, проведенного выше, показывают возможность формирования решеток и резонаторов и носят общий характер. Концентрация частиц влияет на отражательную способность решеток, и их форма может искажаться при ее больших значениях [53, 54, 60].

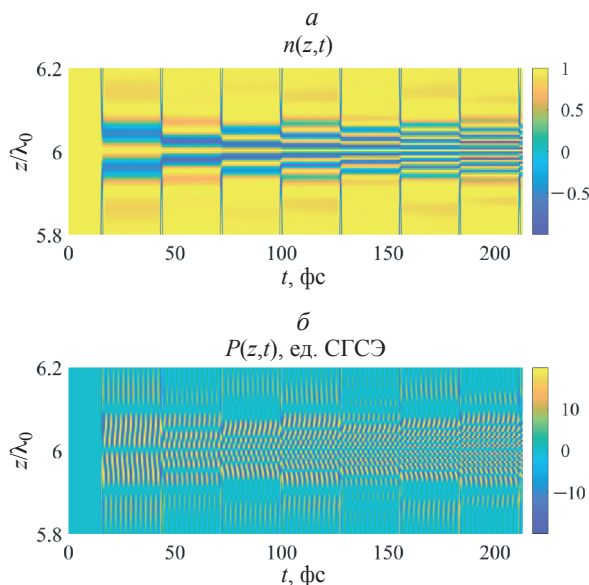
На рис. 1 представлена пространственно-временная динамика разности населенностей и поляризации. После первого столкновения импульса около момента времени порядка 23 фс среда остается в слабо возбужденном состоянии. Микрорезонатор начинает формироваться после 2-го столкновения, произошедшего в районе момента времени 50 фс, разность населенностей в центре почти постоянна, а по краям изменяется скачком. Вне области перекрытия импульсов среда остается в невозбужденном состоянии со значением инверсии  $n = 1$ . После последующих столкновений в моменты времени 75, 100, 125 фс и т.д. форма микрорезонатора становится более выраженной. Отдельный интерес представляет формирова-

ние сложных структур поляризации, образующихся в области микрорезонатора, см. рис. 1б. Такие структуры поляризации существуют в течение времени  $T_2$  и могут излучать световые волны в разных направлениях.

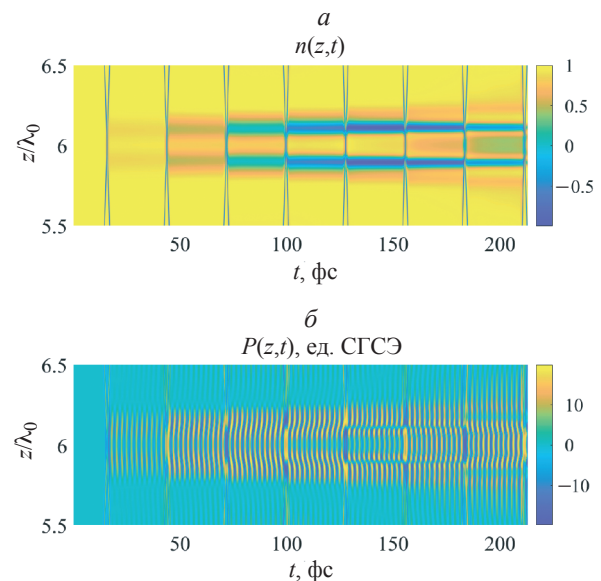
Результаты расчетов, когда импульсы имели противоположную полярность,  $E_{01} = -E_{02}$ , представлены на рис. 2. Остальные параметры такие же, как на рис. 1. Видно, что смена полярности одного из импульсов влияет на динамику системы. В этом случае микрорезонатор формируется уже сразу после первого столкновения импульсов. В центре среды, в точке  $z = 6\lambda_0$ , система находится в невозбужденном состоянии, а по краям от нее разность населенности изменяется скачком. С ростом числа столкновений пространственная частота решеток увеличивается. При этом в области локализации микрорезонатора образуются сложные структуры поляризации в виде стоячих волн. Взаимодействие падающих импульсов возбуждения с этими колебаниями поляризации является причиной увеличения пространственной частоты решеток населенностей [34, 35]. Похожее поведение разности населенностей наблюдалось в [60] при столкновении полностью униполярных импульсов противоположной полярности.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование взаимодействия полуцикловых импульсов с резонансными средами привело к предсказанию и детальному исследованию нового явления — возможности формирования и сверхбыстрого управления динамическими микрорезонаторами, возникающих при столк-



**Рис. 1.** Динамика разности населенностей  $n(z, t)$  (а); динамика поляризации  $P(z, t)$  при столкновении пары субцикловых импульсов СИП одинаковой полярности (б),  $E_{01} = E_{02}$ , в центре среды в точке  $z = 6\lambda_0$ . Параметры расчета указаны в табл. 1.



**Рис. 2.** Динамика разности населенностей  $n(z, t)$  (а); динамика поляризации  $P(z, t)$  при столкновении пары субцикловых импульсов СИП противоположной полярности (б),  $E_{01} = -E_{02}$ , в центре среды в точке  $z = 6\lambda_0$ . Параметры расчета указаны в табл. 1.

новении предельно коротких импульсов в среде. С ростом числа столкновений импульсов параметрами данного микрорезонатора можно управлять. Показано, что микрорезонатор может возникать, когда сталкивающиеся  $2\pi$  подобные субцикловые импульсы СИП имеют как одинаковую, так и противоположную полярность, в отличие от результатов ранних исследований [60].

Исследованный эффект представляет интерес для остановки и хранения импульсов света в среде [25], создания сверхбыстрых аттосекундных оптических переключателей [69], голографии со сверхвысоким временным разрешением [70], создания пространственно-временных фотонных кристаллов нового типа с управляемыми параметрами [46–49], а также в физике фотонных кристаллов [71–73]. Полученные результаты открывают новые направления исследований в аттосекундной физике и оптике предельно коротких импульсов и показывают возможность сверхбыстрого управления состоянием среды на сверхкоротких временных масштабах с помощью субцикловых световых импульсов.

Исследование поддержано грантом Российского научного фонда в рамках проекта № 23-12-00012 (создание динамических резонаторов) и Государственным заданием ФТИ им. А. Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017 (создание решеток разности населенностей).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. // Квант. электрон. 2020. Т. 50. С. 801; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Rosanov N.N. // Quantum Electron. 2020. V. 50. No. 9. P. 801.
- Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 702 с.; Jackson J.D. Classical Electrodynamics. N.Y.: Wiley, 1962.
- Бессонов Е.Г. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 852; Bessonov E.G. // Sov. Phys. JETP. 1981. V. 53. P. 433.
- Розанов Н.Н. // Опт. и спектроск. 2009. Т. 107. № 5. С. 761; Rosanov N.N. // Opt. Spectrosc. 2009. V. 107. No. 5. P. 768.
- Сазонов С.В. // Опт. и спектроск. 2022. Т. 130. № 12. С. 1846; Sazonov S.V. // Opt. Spectrosc. 2022. V. 130. No. 12. P. 1573.
- Розанов Н.Н., Архипов Р.М., Архипов М.В. // УФН. 2018. Т. 188. С. 1347; Rosanov N.N., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V. // Phys. Usp. 2018. V. 61. P. 1227.
- Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117. № 1. С. 10; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V. et al. // JETP Lett. 2023. V. 117. No. 1. P. 8.
- Розанов Н.Н. // УФН. 2023. Т. 193. С. 1127; Rosanov N.N. // Phys. Usp. 2023. V. 66. P. 1059.
- Розанов Н.Н., Архипов М.В., Архипов Р.М. и др. Терагерцовая фотоника. М.: РАН, 2023. 360 с.
- Hassan M.T., Luu T.T., Moulet A. et al. // Nature. 2016. V. 530. P. 66.
- Wu H.-C., Meyer-ter Vehn J. // Nature Photon. 2012. V. 6. P. 304.
- Xu J., Shen B., Zhang X. et al. // Sci. Reports. 2018. V. 8. P. 2669.
- Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. Art. No. 025202.
- Богачук А.В., Волкова Е.А., Попов А.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 1. С. 74; Bogatskaya A.V., Volkova E.A., Popov A.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 1. P. 61.
- Ilyakov E., Shishkin B.V., Efimenko E.S. et al. // Opt. Express. 2022. V. 30. P. 14978.
- Сазонов С.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 6. С. 766; Sazonov S.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 1. P. 643.
- Pakhomov A., Arkhipov M., Rosanov N. et al. // Phys. Rev. A. 2022. V. 106. No. 5. Art. No. 053506.
- Bucksbaum P.H. // AIP Conf. Proc. 1994. V. 323. No. 1. P. 416.
- Dimitrovski D., Solov'ev E.A., Briggs J.S. // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. Art. No. 043411.
- Moskalenko A.S., Zhu Z.-G., Berakdar J. // Phys. Reports. 2017. V. 672. P. 1.
- Arkhipov R., Arkhipov M., Babushkin I. et al. // J. Opt. Soc. Amer. B. 2021. V. 38. P. 2004.
- Rosanov N., Tumakov D., Arkhipov M. et al. // Phys. Rev. A. 2021. V. 104. No. 6. Art. No. 063101.
- Arkhipov R., Arkhipov M., Demircan A. et al. // Opt. Express. 2021. V. 29. P. 10134.
- Архипов Р.М., Архипов М.В., Федоров С.В. и др. // Опт. и спектроск. 2021. Т. 129. № 10. С. 1286; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Fedorov S.V. et al. // Opt. Spectrosc. 2021.
- Arkhipov M., Arkhipov R., Babushkin I. et al. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128. Art. No. 203901.
- Abella I.D., Kurnit N.A., Hartmann S.R. // Phys. Rev. 1966. V. 141. P. 391.
- Штырков Е.И., Лобков В.С., Ярмухаметов Н.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. № 12. С. 685; Shtyrkov E.I., Lobkov V.S., Yarmukhametov N.G. // JETP Lett. 1978. V. 27. No. 12. P. 648.
- Моисеев С.А., Штырков Е.И. // Квант. электрон. 1991. Т. 18. № 4. С. 447; Moiseev S.A., Shtyrkov E.I. // Sov. J. Quant. Electron. 1991. V. 21. No. 4. P. 403.
- Штырков Е.И., Самарцев В.В. // Опт. и спектроск. 1976. Т. 40. № 3. С. 392.
- Shtyrkov E.I., Samartsev V.V. // Phys. Stat. Sol. A. 1978. V. 45. P. 647.
- Штырков Е.И. // Опт. и спектроск. 2013. Т. 114. № 1. С. 105; Shtyrkov E.I. // Opt. Spectrosc. 2013. V. 114. No. 1. P. 96.



32. *Szczurek M., Kusnierz M.* // Opt. Commun. 1989. V. 74. P. 121.
33. *Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И. и др.* // Опт. и спектроск. 2016. Т. 121. С. 810; *Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I. et al.* // Opt. Spectrosc. 2016. V. 121. P. 758.
34. *Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I. et al.* // Opt. Letters. 2016. V. 41. P. 4983.
35. *Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I. et al.* // Sci. Reports. 2017. V. 7. Art. No. 12467.
36. *Arkhipov R., Pakhomov A., Arkhipov M. et al.* // Sci. Reports. 2021. V. 11. Art. No. 1961.
37. *Rosanol N.N., Semenov V.E., Vysotina N.V.* // Laser Phys. 2007. V. 17. P. 1311.
38. *Pusch A., Hamm J.M., Hess O.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. No. 2. Art. No. 023805.
39. *Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В. и др.* // Опт. и спектроск. 2017. Т. 123. С. 600; *Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V. et al.* // Opt. Spectrosc. 2017. V. 123. P. 610.
40. *Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В. и др.* // Опт. и спектроск. 2018. Т. 124. С. 510; *Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V. et al.* // Opt. Spectrosc. 2018. V. 124. P. 541.
41. *Архипов Р.М.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. С. 636; *Arkhipov R.M.* // JETP Lett. 2021. V. 113. P. 611.
42. *Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В. и др.* // Изв. вузов. Радиофиз. 2023. Т. 66. № 4. С. 317; *Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V. et al.* // Radiophys. Quantum Electron. 2024. V. 66. No. 4. P. 286.
43. *Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В. и др.* // Опт. и спектроск. 2022. Т. 130. № 11. С. 1707; *Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V. et al.* // Opt. Spectrosc. 2022. V. 130. No. 11. P. 1443.
44. *Diachkova O.O., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V. et al.* // Opt. Commun. 2023. V. 538. Art. No. 129475.
45. *Arkhipov R.M., Diachkova O.O., Arkhipov M.V. et al.* // Appl. Phys. B. 2024. V. 130. P. 52.
46. *Lustig E., Sharabi Y., Segev M.* // Optica. 2018. V. 5. No. 11. P. 1390.
47. *Galiffi E., Tirole R., Yin S. et al.* // Adv. Photonics. 2022. V. 4. No. 1. Art. No. 014002.
48. *Sharabi Y., Dikopol'tsev A., Lustig E. et al.* // Optica. 2022. V. 9. No. 6. P. 585.
49. *Boltasseva A., Shalaev V.M., Segev M.* // Opt. Mater. Expr. 2024. V. 14. No. 3. P. 592.
50. *Eichler H.J., Günter P., Pohl D.W.* Laser-induced dynamic gratings. Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer-Verlag, 1981.
51. *Arkhipov R., Arkhipov M., Pakhomov A. et al.* // Laser Phys. 2022. V. 32. No. 6. Art. No. 066002.
52. *Архипов Р.М.* // Квант. электрон. 2024. Т. 54. № 2. С. 77.
53. *Arkhipov R., Pakhomov A., Diachkova O. et al.* // Opt. Letters. 2024. V. 49. No. 10. P. 2549.
54. *Diachkova O., Arkhipov R., Pakhomov A. et al.* // Opt. Commun. 2024. V. 565. P. 130666/.
55. *Arkhipov R.* // arXiv:2402.16122. 2024.
56. *Lustig E., Segal O., Saha S. et al.* // Nanophotonics. 2023. V. 12. P. 1.
57. *Saha S., Segal O., Fruhling C. et al.* // Opt. Express. 2023. V. 31. No. 5. P. 8267.
58. *Архипов Р.М., Розанов Н.Н.* // Опт. и спектроск. 2024. Т. 132. № 5. С. 532.
59. *Архипов Р.М., Дьячкова О.О., Архипов М.В. и др.* // Опт. и спектроск. 2024. Т. 132. № 9. С. 918.
60. *Arkhipov R., Pakhomov A., Diachkova O. et al.* // JOSA B. 2024. V. 41. No. 8. P. 1721.
61. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974; *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Quantum mechanics: non-relativistic theory. V. 3. Elsevier, 2013.
62. *Arkhipov R.* // Laser Phys. 2024. V. 34. 36. Art. No. 065301.
63. *Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н.* // Опт. и спектроск. 2024. Т. 132. № 4. С. 434.
64. *Arkhipov R., Arkhipov M., Pakhomov A. et al.* // Phys. Rev. A. 2024. V. 109. Art. No. 063113.
65. *Архипов Р.М., Дьячкова О.О., Белов П.А. и др.* // ЖЭТФ. 2024. Т. 166. № 2(8). С. 1.
66. *Аллен Л., Эберли Дж.* Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978. 223 с; *Allen L., Eberly J.H.* Optical resonance and two-level atoms. N.Y., Wiley, 1975.
67. *Ярив А.* Квантовая электроника. М.: Советское радио, 1980. 488 с; *Yariv A.* Quantum Electronics. N.Y.: Wiley, 1975.
68. *Розанов Н.Н.* // Опт. и спектроск. 2019. Т. 127. С. 960; *Rosanol N.N.* // Opt. Spectrosc. 2019. V. 127. P. 1050.
69. *Hassan M.T.* // ACS Photonics. 2024. V. 11. No. 2. P. 334.
70. *Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. С. 586; *Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Rosanol N.N.* // JETP Lett. 2020. V. 111. P. 484.
71. *Манцызов Б.* Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов. М.: Физматлит, 2013. 149 с.
72. *Двуужилова Ю.В., Двуужиллов И.С., Шилов Т.Б. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 12. С. 1708; *Dvuzhilova Yu.V., Dvuzhilov I.S., Shilov T.B. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 12. P. 1454.
73. *Двуужилова Ю.В., Двуужиллов И.С., Белоненко М.Б.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 1. С. 80; *Dvuzhilova Yu.V., Dvuzhilov I.S., Belonenko M.B.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 1. P. 66.



## Microcavities and photonic time crystals formed by collision of half-cycle light pulses in a resonant medium

R. M. Arkhipov<sup>a, \*</sup>, M. V. Arkhipov<sup>a, \*</sup>, A. V. Pakhomov<sup>a, b</sup>, O. O. Diachkova<sup>a, b</sup>, N. N. Rosanov<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Ioffe Institute, Saint-Petersburg, 194021 Russia*

<sup>b</sup>*St. Petersburg State University, Saint-Petersburg, 199034 Russia*

<sup>\*</sup>*e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com*

We discussed the authors' recent research into the generation and ultrafast control of light-induced dynamic microcavities and photonic time crystals created by the collision of half-cycle pulses in a medium. The possibility of guiding microcavities during the collision of self-induced transparency half-cycle pulses of the same polarity has been demonstrated.

**Keywords:** unipolar pulses, half-cycle pulses, dynamic microcavities, photonic time crystals, population density gratings, coherent effects