

## Оптические микрорезонаторы, создаваемые униполярными импульсами света в среде (обзор)

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

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

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

Поступила в редакцию 10.09.2024 г.

В окончательной редакции 10.09.2024 г.

Принята к публикации 17.09.2024 г.

Обсуждены результаты последних работ авторов, в которых впервые показана возможность формирования и сверхбыстрого управления оптическими микрорезонаторами, формируемыми при одномоментном переключении униполярных импульсов в резонансной среде. Обсуждена возможность реализации аттосекундного переключения состояний среды с помощью полуцикловых импульсов, т.е. возможность быстрого изменения оптических характеристик среды в пространстве и во времени. Обсуждается возможность применения данных структур для создания систем оптической памяти на атомной когерентности, параметрами которых можно сверхбыстро управлять с помощью полуцикловых импульсов.

**Ключевые слова:** предельно короткие импульсы, аттосекундные импульсы, оптические микрорезонаторы, пространственно-временные фотонные кристаллы, аттосекундное оптическое переключение, оптическая память, атомная когерентность.

DOI: 10.61011/OS.2024.09.59190.7003-24

### 1. Введение

Получение коротких электромагнитных импульсов длительностью вплоть до аттосекундного диапазона в последние десятилетия является очень важной областью в современной физике [1–5]. Аттосекундные импульсы активно используются для изучения и управления динамикой электронов в веществе [6–9]. Актуальность исследований, проводимых в данной области, была отмечена присуждением Нобелевской премии по физике [10]. Традиционные методы сокращения длительности импульсов, используемые в лазерах с пассивной синхронизацией мод и установках по генерации гармоник высокого порядка, позволяют получать биполярные импульсы [1–9]. Они содержат несколько полуволн поля противоположной полярности. Предельно короткие импульсы в заданном спектральном интервале получаются, если удалить все полуволны из многоциклового импульса, оставив только одну. Такие импульсы называются униполярными или полуцикловыми, см. [11–19], обзоры [20–27] и главу в коллективной монографии [28].

Для униполярных импульсов важной физической величиной является их электрическая площадь  $S_E$ , определяемая как интеграл от напряженности электрического поля по времени  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  в данной точке пространства [29–31],

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

Для обычных многоцикловых импульсов электрическая площадь всегда близка к нулю и, следовательно, не имеет смысла. На сегодняшний день вопрос существования, получения и воздействия на микрообъекты униполярных импульсов хорошо проработан, эти вопросы изложены в обзорах [20–27] и в монографии [28]. Полуцикловые импульсы способны быстро и однонаправленно возбуждать электроны в атомах, молекулах и наноразмерных структурах, что делает их перспективными для сверхбыстрого управления свойствами квантовых систем [32–39], голографии со сверхвысоким временным разрешением [40] и других интересных приложений [22–28,41].

Параллельно с интересом к униполярным импульсам в последние десятилетия в оптике вызывают большой интерес так называемые нестационарные среды, оптические характеристики которых (например, диэлектрическая проницаемость) могут изменяться во времени [42–45]. Применение полуцикловых импульсов для управления свойствами таких сред, как мы увидим ниже, стало обсуждаться только недавно. Если изменения оптических свойств среды происходят быстро и периодически во времени, то такие среды называются временными фотонными кристаллами (ВФК) [46]. Если изменение оптических характеристик происходит и в пространстве, и во времени, эти среды называют пространственно-временными фотонными кристаллами (ПВФК) [47]. Интерес к таким средам, с одной стороны, является академическим. Так, быстрое изменение оптических свойств среды может приводить к изменению

отражения и преломления, распространяющихся в таких средах пробного излучения [48–50]. С другой стороны, такие среды могут иметь много приложений, например для усиления света [51], создания беспорогового источника лазерной генерации [52] и др.

Является актуальной задача поиска подходящих сред, в которых могут быть реализованы такие быстрые изменения показателя преломления. На сегодняшний день в качестве таких сред используют проводящие оксиды цинка-олова [49,53–56]. Такие среды вблизи точки с нулевой диэлектрической проницаемостью обладают большой нелинейностью. Однако они требуют применения сложных технологий изготовления, поэтому идет поиск более доступных сред для реализации ВФК и ПВФК.

Для различных задач сверхбыстрой оптики важным является поиск более быстрых способов изменения свойств среды. В последние годы для быстрой модуляции параметров таких нестационарных сред используют сверхкороткие лазерные импульсы (многоцикловые импульсы с длительностью в десятки фемтосекунд) [49,54,55]. В этом случае переключение свойств среды происходит на временах порядка нескольких фемтосекунд. Для более быстрого переключения свойств сред можно использовать аттосекундные импульсы [57]. Для реализации сверхбыстрого аттосекундного переключения („attosecond optical switching“), как будет показано ниже, можно использовать полуцикловые униполярные импульсы, так как они обладают наиболее короткой длительностью в заданном спектральном интервале. Например, при прохождении сквозь среду последовательности длинных многоцикловых [58–61] и предельно коротких импульсов [62–74] могут создавать распределение населенностей квантовых уровней среды в пространстве по гармоническому или иному закону (в этом случае принято говорить о формировании решетки атомных населенностей в среде); это распределение может меняться при прохождении каждого последующего импульса [63–65].

В более ранних исследованиях, разобранных [58–61] и цитируемой литературе, решетки создавались длинными многоцикловыми резонансными импульсами, которые одномоментно не перекрывались в среде. Создаваемые в этом случае решетки нашли применение в экологографии [60,61]. Очевидно, данный подход не имеет перспектив в сверхбыстрой оптике, так как он не позволяет быстро изменять состояние среды в виду большой длительности импульсов и ниже не рассматривается. Создаваемые в этом случае решетки всегда имеют гармоническую форму и фактически возникали на заданном резонансном переходе среды, так как центральная частота многоциклового импульса совпадала с частотой заданного резонансного перехода среды.

Ниже будет рассмотрено создание *нового типа структур негармонической формы* — динамических микрорезонаторов (ДМ), которые возникают, когда полуцикловые импульсы перекрываются в среде, что существенно отличает рассматриваемые ниже задачи

от ранее рассмотренных в [58–61]. Такие структуры возникают именно под действием предельно коротких одноцикловых и субцикловых импульсов и не могут быть созданы длинными многоцикловыми импульсами. Более того, в нашем случае, когда используются униполярные импульсы без несущей частоты, взаимодействие со средой является нерезонансным, и создание ДМ, как будет видно ниже, *происходит на каждом резонансном переходе многоуровневой среды*. Поэтому, случай многоцикловых импульсов не представляет для нас интереса и ниже не рассматривается.

Задачи получения полуцикловых импульсов привели также к задаче управления их временной формой. Была показана возможность получения униполярных импульсов необычной формы, например, прямоугольной и треугольной [16,17,75–78]. Импульсы необычной формы можно использовать для частотно-селективной спектроскопии квантовых систем [74] и сверхбыстрого управления квантовыми кубитами [79,80]. При этом вопрос применения таких импульсов для сверхбыстрого управления свойствами среды в пространстве и во времени, по имеющимся у нас сведениям, ранее не ставился и не изучался. Данные задачи были рассмотрены в недавних статьях, вышедших в последние годы. Результаты последних статей, в которых рассмотрены данные вопросы, будут рассмотрены ниже в настоящем обзоре.

Ранее изучалась возможность создания решеток разности населенностей под действием предельно коротких импульсов в среде [62–68]. Результаты этих исследований резюмированы в миниобзоре [73]. При этом форма наводимых решеток была в основном гармонической. Возможность получения иных типов структур, в том числе с помощью униполярных импульсов негармонической формы, по имеющимся у нас сведениям, не обсуждалась и не изучалась. А в проводимых исследованиях среда моделировалась в основном в двухуровневом приближении. Учет других уровней проводился для случая не перекрывающихся импульсов, в приближении слабого возбуждения и др. [63–65]. Детальное исследование динамики таких структур в случае сильного возбуждения и при учете ионизации многоуровневой среды не рассматривался.

При дальнейшем изучении взаимодействия полуцикловых импульсов с веществом было предсказано и изучено новое явление, которое не реализуемо с помощью обычных многоцикловых импульсов — создание и управление динамическими микрорезонаторами (ДМ) [81–91], возникающими, когда пара полуцикловых импульсов одномоментно перекрывается („сталкивается“) в какой-либо точке внутри среды. В этом случае разность населенностей на каком-либо резонансном переходе среды имеет почти постоянное значение в пределах области перекрытия импульсов (ее размер порядка пространственного размера импульса). Вне области перекрытия она имеет другое значение или меня-

ется в пространстве по какому-либо закону (возникает решетка населенностей). Разница между населенностями средами в области перекрытия импульсов и вне ее позволяет говорить о формировании „микрорезонатора“. Параметры этого микрорезонатора можно изменить, если импульсы снова войдут в среду и столкнутся в ней. В этом смысле ниже мы будем использовать термин „динамический микрорезонатор“ (ДМ), имея в виду возможность быстрого изменения его параметров под действием полцикловых импульсов.

ДМ возникают, когда последовательность полцикловых импульсов когерентно взаимодействует со средой, т.е. длительность импульсов и задержки между ними короче времени релаксации поляризации среды  $T_2$  [92–98]. Важным представляется вопрос применимости традиционно используемого двухуровневого приближения среды и учет ионизации в рассматриваемых ниже задачах создания и управления ДМ при когерентном взаимодействии полцикловых импульсов со средой. Данные вопросы были изучены совсем недавно в работах [86,89,95–97] и др. работах, которые подробно обсуждаются ниже.

В настоящем обзоре рассматриваются последние результаты работ авторов [81–91], полученные теоретическим анализом и численным моделированием, в которых впервые предсказано и детально изучено новое явление — возможность создания и сверхбыстрого управления динамическими микрорезонаторами. Они возникают, когда последовательность полцикловых аттосекундных импульсов одномоментно перекрывается („сталкивается“) в какой-либо точке резонансной среды. Разбираются теория формирования таких микрорезонаторов и предложенный недавно аналитический подход [87,88,90], предсказывающий возможность их создания и сверхбыстрого управления свойствами при увеличении числа столкновений между импульсами.

Приводятся результаты численных расчетов динамики ДМ для трехуровневой среды, параметры которой имеют значения, как в атоме водорода. Рассматривается случай сильного и слабого возбуждения. Установлен критерий, показывающий, при каких параметрах импульсов возбуждения формы наблюдаемых структур будут не размытыми. Приводятся оценки свойств параметров таких микрорезонаторов — добротности и коэффициента отражения зеркала.

Рассмотренные явления создания ДМ показывают одну из возможностей аттосекундного переключения свойств среды с помощью полцикловых импульсов и униполярных импульсов необычной формы (прямоугольной и треугольной), что до настоящего времени не обсуждалось в литературе. Также при создании микрорезонаторов и управлении ими возникает быстрое изменение оптических свойств среды как в пространстве, так и во времени. То есть такая среда является новым типом пространственно-временного фотонного кристалла (ПВФК). Поиск подходящих материалов для

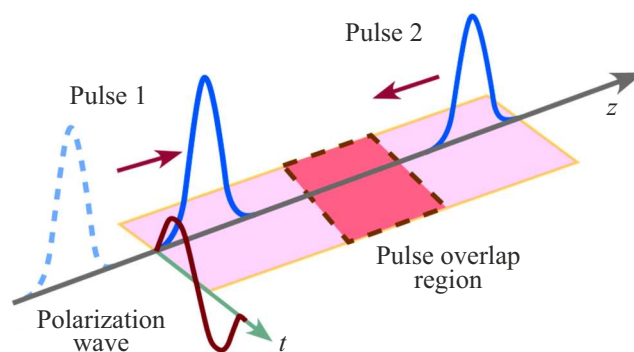


Рис. 1. Схема взаимодействия протяженной среды парой парой ПКИ, распространяющихся навстречу друг другу.

создания таких сред, как отмечалось выше, является актуальной проблемой. Обсуждается важная проблема применимости двухуровневого приближения и возможность формирования подобных структур при учете ионизации среды в подобных задачах.

## 2. Формирование оптических микрорезонаторов в резонансной среде под действием полцикловых импульсов

Рассмотрим физический принцип формирования динамических микрорезонаторов под действием предельно коротких импульсов, одномоментно перекрывающихся („сталкивающихся“) в среде [82–92]. Проходя через резонансную среду, импульсы оставляют после себя в каждой точке тонкого слоя среды колебания поляризации на частоте резонансного перехода. Эти колебания поляризации распространяются за импульсами. Формируются волны поляризации [61–63], бегущие навстречу друг другу вслед за падающими импульсами. Таким образом, импульсы, распространяясь навстречу друг другу, сталкиваются в области перекрытия и, проходя дальше, взаимодействуют с наведенной другим импульсом волной поляризации. При этом в каких-то областях среды эти колебания поляризации будут гаситься падающим импульсом, а в других, наоборот, усиливаться. Это взаимодействие проходящего импульса с уже существующей в среде волной поляризации вне области перекрытия импульсов приводит к формированию „брэгговских“ решеток разности населенности. Схематичное изображение процесса приведено на рис. 1.

При этом в области столкновения среды разность населенностей имеет почти постоянное значение; таким образом, можно сказать, что в среде возникает микрорезонатор, параметры которого могут меняться при прохождении каждого последующего импульса. В этом смысле, как отмечалось выше, можно говорить о динамическом микрорезонаторе (ДМ), который наводится и управляется последовательностью полцикловых

импульсов. Исследования в данной области начинаются с работы [81]. В ней показано необычное поведение поляризации двухуровневой среды при прохождении последовательности предельно коротких импульсов, перекрывающихся в среде.

В этой работе показано, что в среде возможно возникновение узких, следующих друг за другом участков, размером менее длины волны перехода, в которых формируются гармонические волны поляризации. Эти волны могут бежать в противоположных направлениях в разных участках среды и локализованы в пределах этих участков. При этом в среде возникают локальные „квизирезонаторы“ менее длины волны перехода среды для волн поляризации. Данные результаты представляют интерес, не только ввиду необычности самого явления, они также наглядно иллюстрируют возможность как переключения свойств среды, так и управления ее излучением, которое может достигаться при изменении направления движения волны поляризации [81].

Но больший практический интерес, по нашему мнению, представляют ДМ, основанные на изменении атомных населенностей среды в пространстве. При этом данное изменение может иметь не гармоническую форму, если падающие униполярные импульсы имеют необычную форму, скажем, прямоугольную. По нашим сведениям, впервые возможность создания микрорезонаторов при столкновении униполярных импульсов в среде была теоретически показана в работе [82]. В этой работе изучалась динамика поляризации и разности населенностей при столкновении униполярных импульсов.

Импульсы имели негармоническую временную форму (прямоугольную) и перекрывались в двухуровневой среде. Первый импульс действовал как  $\pi/2$  импульс, т.е. переводил среду в состояние с нулевой разностью населенностей. Результаты численных расчетов показали необычную динамику системы — в области перекрытия импульсов разность населенностей имела почти постоянное значение, а по краям или менялась периодически в пространстве (в этом случае возникала периодическая решетка разности населенностей) или имела величину, отличную от ее значения в области перекрытия импульсов. В первом случае происходит возникновение ДМ с брэггподобными зеркалами. Во втором случае также возникал квазирезонатор иного типа из-за скачкообразного изменения показателя преломления между областью перекрытия импульсов и областями среды, расположенными вне этой области.

В последующей работе [83] изучалась динамика ДМ при столкновении прямоугольных импульсов, действующих подобно  $2\pi$ -импульсам самоиндуцированной прозрачности (СИП) [98] в двухуровневой среде. При этом за время действия импульса его первая половина переводит среду из основного состояния в возбужденное, а вторая половина возвращает среду в основное состояние. Численные расчеты показали, что разность

населенностей имеет почти постоянное значение в области перекрытия импульсов (менее длины волны перехода среды) и скачком меняется на границе области перекрытия. Очевидно, что и в этом случае происходит формирование ДМ. При этом параметрами ДМ можно управлять, увеличивая число столкновений между импульсами — его можно включать и выключать, менять пространственные характеристики. Проведенные оценки показали, что добротность таких микрорезонаторов может достигать значений порядка 1000 в плотной среде.

Аналитический подход, позволяющий рассчитать динамику такого микрорезонатора в двухуровневой среде под действием прямоугольных импульсов, был предложен в работе [84]. Недостатком такого подхода является невозможность учесть поведение поляризации и разности населенностей на фронтах импульсов в зависимости от их длительности и крутизны. Для изучения роли фронтов в работе были проведены численные расчеты.

В первых упомянутых исследованиях [82–84] динамика микрорезонаторов изучалась с использованием прямоугольных импульсов, и среда моделировалась в двухуровневом приближении. Более детально динамика микрорезонаторов при столкновении полудискловых слабых импульсов гауссовой формы в двухуровневой среде исследовалась в работе [85]. Была показана возможность формирования микрорезонаторов с брэггподобными зеркалами в форме решеток разности населенностей. В этой работе также продемонстрирована возможность формирования микрорезонаторов и управления ими при столкновении гауссовых импульсов СИП в трехуровневой среде.

Возможность наведения динамических резонаторов при столкновении одноцикловых импульсов СИП в двухуровневой среде теоретически изучалась в работе [86]. В этой работе в отличие от упомянутых выше микрорезонатор и „зеркала“ возникали лишь в области перекрытия импульсов — разность населенностей в этой области имела постоянное значение, а по краям решетка разности населенностей содержала малое количество периодов, много меньших длины волны перехода среды. С ростом числа столкновений между импульсами количество периодов этой структуры росло.

В работе [87] изучалась динамика ДМ при столкновении импульсов необычной формы — прямоугольной и треугольной — аналитически в многоуровневой среде и на основании численных расчетов в трехуровневой среде. При с ростом числа столкновений между импульсами форма данных микрорезонаторов сильно искажалась. Формирование микрорезонаторов при столкновении гауссовых импульсов в трехуровневой среде изучалось в статье [89]. При этом в численных расчетах не использовались импульсы СИП. В этой работе показано, что рассматриваемая трехуровневая среда может являться ПВФК, так как при столкновении импульсов происходит быстрое изменение параметров среды как в пространстве, так и во времени.

Таким образом, результаты численных расчетов, проведенных для двухуровневой и трехуровневой сред, наглядно продемонстрировали возможность создания ДМ, параметрами которых можно управлять при увеличении числа столкновений между импульсами. Данные исследования поставили задачу об аналитическом описании подобных структур. Такой подход был впервые предложен в работах [87,88] и детально разобран в статье [91]. Основы данного подхода и следствия из него обсуждаются в следующем разделе.

### 3. Аналитическая теория формирования микрорезонаторов

Обсудим кратко предложенный ранее аналитический подход [87,88,91]. Считая среду разреженной, что позволяет пренебречь изменением формы импульсов при распространении, для расчета населенности связанных состояний можно воспользоваться известным выражением для приближенного решения уравнения Шрёдингера в первом порядке теории возмущений [99]:

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

Здесь  $\omega_{1k}$  — частота перехода среды из основного состояния на уровень с номером  $k$ ,  $d_{1k}$  — дипольный момент этого перехода. Отметим, что  $w_{1k}$  имеет смысл населенности  $k$ -го уровня при начальной заселенности только основного состояния.

В этом случае задача о воздействии последовательно импульсов на протяженную среду сводится к задаче о воздействии пары импульсов с варьируемой задержкой  $\Delta$  на единичный атом [62–65,73]. В случае протяженной среды задержка  $\Delta \sim 2z/c$  (для пары импульсов, бегущих навстречу друг другу) определяет разность между моментами прихода импульсов в заданную точку среды с координатой  $z$ . Следовательно, полученные выражения описывают распределение населенностей в каждой точке среды.

Пусть на систему воздействует пара полупериодических импульсов, имеющих гауссову форму, выражения для которых записываются в виде

$$E(t) = E_1 \exp[-t^2/\tau_1^2] + E_2 \exp[-(t - \Delta)^2/\tau_2^2]$$

и электрические площади которых даются выражениями:  $S_{E,1,2} = E_{1,2}\tau_{1,2}\sqrt{\pi}$  (здесь и далее:  $\tau_i$  — длительность каждого импульса, а  $E_i$  — амплитуда,  $i = 1, 2$ ). Задержка между импульсами обозначена  $\Delta$ . Тогда с помощью (2) можно получить выражение для населенностей состояний [73,74,78]:

$$w_{1k} = \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} S_{E1}^2 \exp\left[-\frac{\omega_{1k}^2 \tau_1^2}{2}\right] + \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} S_{E2}^2 \exp\left[-\frac{\omega_{1k}^2 \tau_2^2}{2}\right] + 2 \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} S_{E1} S_{E2} \exp[-\omega_{1k}^2 (\tau_1^2 + \tau_2^2)/4] \cos(\omega_{1k} \Delta). \quad (3)$$

Данное выражение по форме похоже на соответствующую формулу для суммарной интенсивности излучения при интерференции двух монохроматических световых волн [100]. В этом смысле при слабых полях можно говорить о том, что воздействие полупериодических импульсов на квантовую систему происходит за счет интерференции электрических площадей импульсов или интерференции амплитуд связанных состояний [74,101,102] (в этих работах было впервые введено понятие интерференции площадей).

Для расчета населенностей связанных состояний среды в области перекрытия импульсов нужно положить задержку  $\Delta = 0$  в выражении (3), что приводит к следующему простому выражению для населенности:

$$w_{1k} = \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} \left( S_{E1} \exp\left[-\frac{\omega_{1k}^2 \tau_1^2}{4}\right] + S_{E2} \exp\left[-\frac{\omega_{1k}^2 \tau_2^2}{4}\right] \right)^2. \quad (4)$$

Вне области перекрытия импульсов населенность рассчитывается с помощью выражения (3). Оно показывает формирование гармонической решетки разности населенностей по обе стороны от области перекрытия импульсов. Таким образом, в среде возникает микрорезонатор с брэгговскими зеркалами в виде решеток атомных населенностей на каждом резонансном переходе многоуровневой среды.

Выражение, аналогичное (3) и (4), можно получить и при воздействии пары униполярных импульсов необычной формы, например прямоугольной, на многоуровневую среду. Выражение для напряженности поля импульсов можно записать в виде

$$E_1(t) = \begin{cases} E_{01}, & 0 < t < \tau_1, \\ 0, & \text{else,} \end{cases} \quad (5)$$

$$E_2(t) = \begin{cases} E_{02}, & \tau_1 + \Delta < t < \Delta + \tau_1 + \tau_2, \\ 0, & \text{else,} \end{cases} \quad (6)$$

Вводя электрическую площадь импульсов  $S_i = E_{0i}\tau_i$  и беря для удобства случай равных по длительности импульсов,  $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ , получим следующее выражение для населенностей состояний [65,87]:

$$w_{1k} = 2 \frac{d_{1k}^2}{\tau^2 \omega_{1k}^2 \hbar^2} (1 - \cos \omega_{1k} \tau) \times (S_1^2 + S_2^2 + 2S_1 S_2 \cos \omega_{1k} (\tau + \Delta)). \quad (7)$$

В этом выражении населенность состояний также определяется суммой квадратов электрических площадей и периодически зависит от задержки между ними, что полностью аналогично выражению для полной интенсивности при интерференции двух монохроматических световых волн.

Подробная аналитическая теория формирования микрорезонаторов, показывающая возможность их создания и сверхбыстрого управления под действием полупериодических импульсов гауссовой формы, была рассмотрена в

статье [91]. Результаты аналитических расчетов населенностей квантовых уровней, выполненные в приближении слабого поля в первом порядке теории возмущений, хорошо согласуются с результатами численного решения системы уравнений для матрицы плотности. В сильных полях, когда не применима теория возмущений, проводились численные расчеты динамики микрорезонаторов при столкновении гауссовых импульсов СИП в двухуровневой среде. Результат существенно зависит от полярности импульсов: при столкновении импульсов одинаковой полярности среда практически не возбуждается и формирования решеток не происходит.

Ситуация кардинальным образом меняется при столкновении импульсов противоположной полярности — в среде возникает микрорезонатор с брэггopodobными зеркалами только в области перекрытия импульсов. В остальной области среда остается в невозбужденном состоянии, как и должно быть после прохождения импульсов СИП. С ростом числа столкновений пространственная частота решеток увеличивалась.

Таким образом, предложенный аналитический подход предсказывает важный результат — формирование оптического микрорезонатора с брэггopodobными зеркалами в форме гармонических решеток населенностей на каждом резонансном переходе многоуровневой среды. При этом физический механизм формирования ДМ в слабом поле основан на интерференции электрических площадей импульсов. Этот результат является универсальным, так как в данном подходе не был конкретизирован какой-либо тип среды. Он имеет эвристическую ценность. В разделе ниже проводятся результаты численных расчетов для трехуровневой среды с параметрами, как в атоме водорода. Однако аналитический подход справедлив в слабых полях, и он не учитывает динамику поляризации среды и ионизацию системы. Более полное исследование ДМ требует проведения численных расчетов. При этом возникает также вопрос справедливости двухуровневого приближения в подобных задачах, который рассмотрен ниже.

#### 4. Справедливость использования двухуровневого приближения и учет ионизации среды

Стоит отметить, что все вышесказанное о возможности формирования ДМ в двухуровневой среде возможно и для многоуровневых сред. Разберем детально результаты последних исследований в этой области. В работе [95] изучалась динамика когерентности (поляризации) пятиуровневой резонансной среды под действием пары полукруговых импульсов с задержкой между ними. Кроме того, мы обнаружили, что отклик многоуровневой среды хорошо количественно согласуется с результатами двухуровневой модели, когда амплитуда возбуждающих импульсов ниже определенного порога.

Более точный количественный критерий заключается в том, что электрическая площадь импульса должна быть меньше атомной меры системы, введенной в [36,37]. Он справедлив, когда длительность импульсов возбуждения короче обратных частот атомных переходов, что выполнено для параметров, используемых в численных расчетах, результаты которых обсуждаются ниже. Этот критерий детально рассмотрен ниже. Данный вывод подтверждается результатами численного решения уравнения Шрёдингера для квантовой ямы [103].

В частности, создание решеток атомных населенностей в трехуровневой среде не перекрывающимися импульсами было показано в статьях [90,93,96]. Интересным оказался результат работы [90]; в ней изучалась численно динамика решеток населенностей под действием полукруговых импульсов, одномоментно не перекрывающихся в трехуровневой среде. Параметры среды (частоты переходов, дипольные моменты) были такими же, как в атоме водорода. Показано, что динамика системы различается на разных переходах трехуровневой среды. На одном переходе наблюдалось формирование квазигармонических решеток населенностей, а на другом наблюдалось формирование ДМ, аналогичного тому, что был описан выше. Таким образом, ДМ возможны и в многоуровневых средах.

Учет влияния ионизации на основании численного решения временного уравнения Шрёдингера для прямоугольной потенциальной ямы проводился в работе [97]. В этой работе также изучались особенности нелинейной интерференции электрических площадей импульсов. Численные расчеты показали, что зависимость населенности связанных состояний частицы в яме от изменения задержки между импульсами имеет характерный вид „биений“ в случае, когда электрическая площадь импульса сравнима и больше атомной меры системы. Этот результат отличается от простой гармонической зависимости населенностей от задержки, см. (3) и (7), предсказываемой по теории возмущений в случае малой амплитуды поля возбуждающих импульсов. Эти результаты показывают возможность управления вероятностью ионизации частицы в яме, вплоть до ее полного подавления при определенной задержке между импульсами. Показано, что ДМ и решетки разности населенностей возможны и в многоуровневой среде даже с учетом ионизации [97].

Сохранение решеток в многоуровневой среде связано с тем, что короткий импульс, проходя сквозь среду, всегда оставляет после себя осцилляции когерентности среды на каждом резонансном переходе [61,90,91,93,96]. Эти осцилляции существуют в течение времени релаксации поляризации среды  $T_2$ . Каждый последующий импульс когерентно взаимодействует с колебаниями поляризации, что приводит к возникновению решетки населенностей микрорезонатора на каждом переходе среды. Таким образом, применение двухуровневой модели представляется оправданным в подобных задачах.

Интересно отметить и результаты других недавних работ, подтверждающие наличие ряда когерентных эффектов, таких как осцилляции Раби (предсказанных ранее в двухуровневых средах) под действием аттосекундных импульсов в многоуровневых средах. В работах [104,105] изучался спектр гармоник высокого порядка атома гелия, возбуждаемого XUV-аттосекундными импульсами. В этом случае были обнаружены изменения атомных населенностей с частотой Раби на одном из резонансных переходов. Экспериментально Раби осцилляции наблюдались в полупроводниках [106] и в атоме гелия, возбуждаемыми фемтосекундными импульсами, генерируемыми лазерами на свободных электронах [107].

## 5. Результаты численного моделирования

В этом разделе мы кратко остановимся на вопросе формирования и контроля оптических микрорезонаторов и „брезговских“ решеток разностей населенности. Рассмотрим два случая, когда импульсы можно считать „слабыми“ и „сильными“ по отношению к их воздействию на рассматриваемую трехуровневую среду.

Для демонстрации динамики решеток разности населенностей и возникающих ДМ при столкновении последовательности импульсов проводилось численное решение системы уравнений Максвелла-Блоха для матрицы плотности трехуровневой среды, ее поляризации  $P$  и волнового уравнения для электрического поля  $E$  [108]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{21} = & -\rho_{21}/T_{21} - i\omega_{12}\rho_{21} - i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{22} - \rho_{11}) \\ & - i\frac{d_{13}}{\hbar} E\rho_{23} + i\frac{d_{23}}{\hbar} E\rho_{31}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{32} = & -\rho_{32}/T_{32} - i\omega_{23}\rho_{32} - i\frac{d_{23}}{\hbar} E(\rho_{33} - \rho_{22}) \\ & - i\frac{d_{12}}{\hbar} E\rho_{31} + i\frac{d_{13}}{\hbar} E\rho_{21}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{31} = & -\rho_{31}/T_{31} - i\omega_{13}\rho_{31} - i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{33} - \rho_{11}) \\ & - i\frac{d_{12}}{\hbar} E\rho_{32} + i\frac{d_{23}}{\hbar} E\rho_{21}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{11} = & \frac{\rho_{22}}{T_{22}} + \frac{\rho_{33}}{T_{33}} + i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{21} - \rho_{21}^*) \\ & - i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{13} - \rho_{13}^*), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{22} = & -\rho_{22}/T_{22} - i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{21} - \rho_{21}^*) \\ & - i\frac{d_{23}}{\hbar} E(\rho_{23} - \rho_{23}^*), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{33} = & -\frac{\rho_{33}}{T_{33}} + i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{13} - \rho_{13}^*) + i\frac{d_{23}}{\hbar} E(\rho_{23} - \rho_{23}^*), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} P(z, t) = & 2N_0 d_{12} \text{Re} \rho_{12}(z, t) + 2N_0 d_{13} \text{Re} \rho_{13}(z, t) \\ & + 2N_0 d_{23} \text{Re} \rho_{23}(z, t), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P(z, t)}{\partial t^2}. \quad (15)$$

В этой системе уравнений значения параметров имеет следующий смысл:  $\rho_{21}, \rho_{32}, \rho_{31}$  — недиагональные элементы матрицы плотности, связанные с поляризацией среды;  $\rho_{11}, \rho_{22}, \rho_{33}$  — населенностей 1-го, 2-го и 3-го состояний среды соответственно,  $\omega_{12}, \omega_{32}, \omega_{31}$  — частоты резонансных переходов трехуровневой среды,  $d_{12}, d_{13}, d_{23}$  — дипольные моменты этих переходов. Уравнения (8)–(15) также содержат релаксационные члены  $T_{ik}$ . Система уравнений (8)–(15) решалась численно; уравнения матрицы плотности (8)–(13) решались методом Рунге-Кутты 4-го порядка, решение волнового уравнения (15) осуществлялось методом конечных разностей.

В начальный момент времени с краев области интегрирования в среду посылались пара унipoлярных импульсов, имевших гауссову форму:

$$E(z = 0, t) = E_{01} e^{-t^2/\tau^2}, \quad (16)$$

$$E(z = L, t) = E_{02} e^{-t^2/\tau^2}. \quad (17)$$

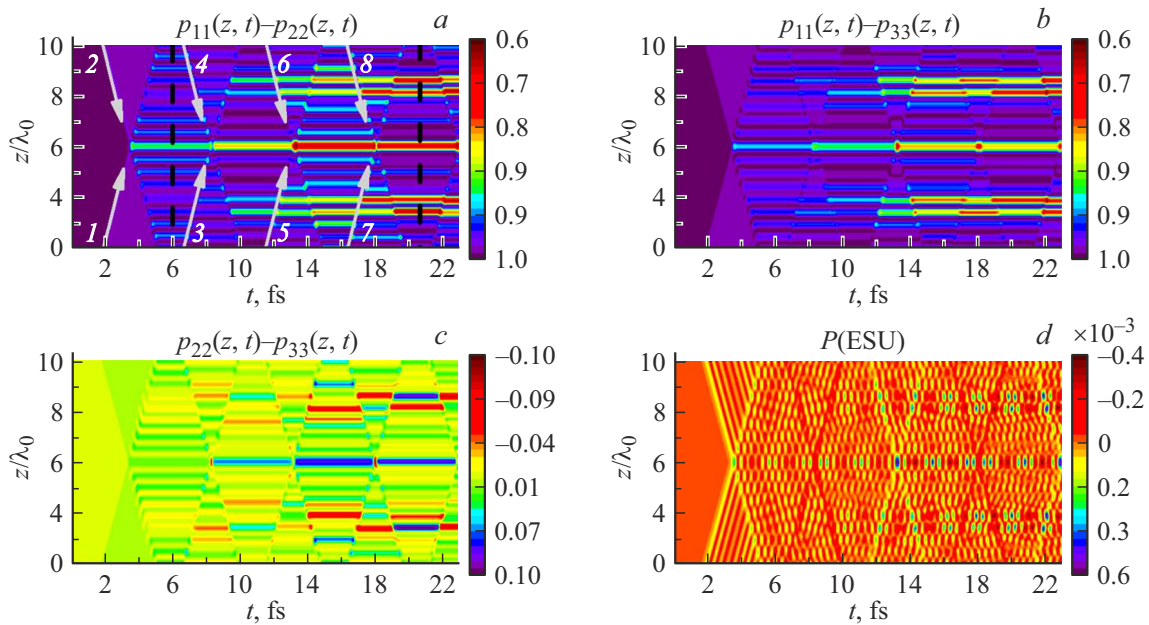
Общая длина расчетной области составила  $L = 12\lambda_0$ . Среда располагалась между точками  $z_1 = 2\lambda_0$  и  $-z_2 = 10\lambda_0$ . Импульсы доходили до границы области интегрирования, отражались от нее и возвращались в среду, каждый раз перекрываясь в центре, в точке  $z_c = 6\lambda_0$ . Рассматривалась трехуровневая среда, смоделированная по подобию первых трех уровней атома водорода. Параметры, использованные в численном расчете, приведены в таблице. Параметры взяты из книги [109].

В проводимых расчетах рассматриваются унipoлярные импульсы, которые содержат только одну полуволну напряженности поля. Воздействие на систему заднего фронта противоположной полярности, как показано в работе [78], в некоторых случаях можно не учитывать, и ниже данный вопрос не рассматривается.

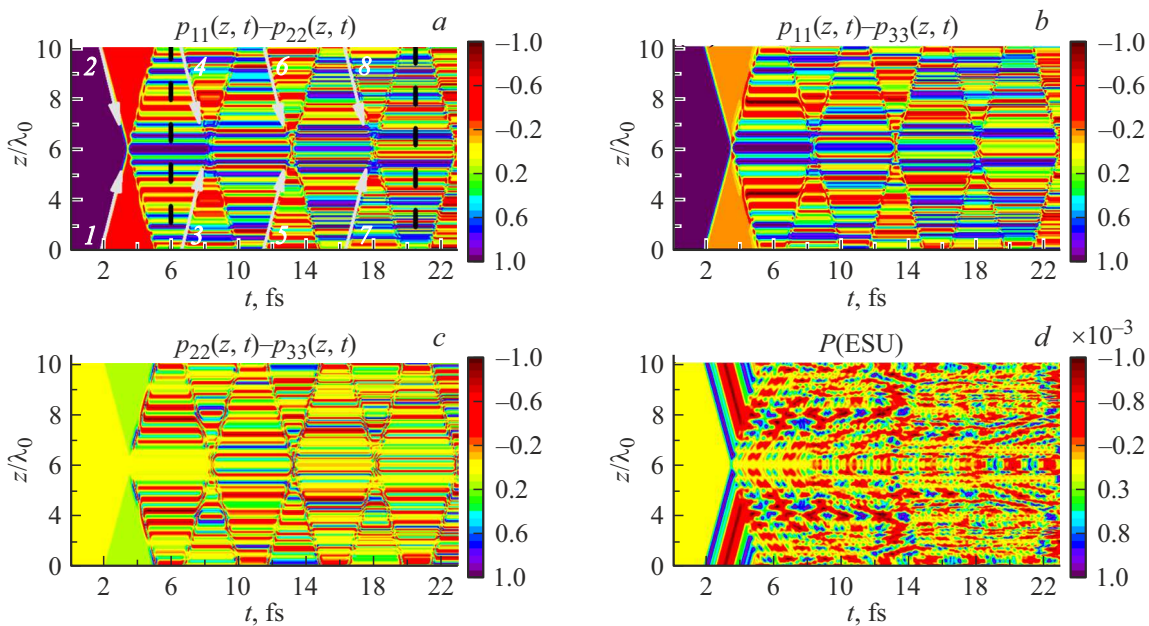
Степень возбуждения связанных состояний системы в зависимости от параметров воздействующих импульсов можно описать, сравнив электрическую площадь импульса  $S_E$  с характерным атомным масштабом системы  $S_a$  (атомная мера площади) [36–39].  $S_E$  является количественной мерой воздействия падающего импульса на систему; значения для параметров импульсов, приведенных в таблице, составляют  $S_{E1} = 2.38 \cdot 10^{-8}$  V·s/cm и  $S_{E2} = 1.19 \cdot 10^{-7}$  V·s/cm соответственно.

Для рассматриваемой системы (атом водорода) характерные размеры оценим, взяв радиус первой борровской орбиты:  $a_B = 0.053$  нм. Используя введенное в работе [36] определение атомной меры электрической площади, получим  $S_a = 2\hbar/ea_B = 2.48 \cdot 10^{-7}$  V·s/cm. Таким образом, для выбранных нами систем  $S_a$  относится к  $S_E$  как  $S_a/S_{E1} \approx 10$  и  $S_a/S_{E2} \approx 2$ . Следовательно,





**Рис. 2.** Динамика разности населенностей:  $\rho_{11} - \rho_{22}$  (a),  $\rho_{11} - \rho_{33}$  (b),  $\rho_{22} - \rho_{33}$  (c); d — динамика поляризации  $P(z, t)$  при прохождении сквозь среду пересекающихся субцикловых импульсов гауссовой формы, их номера и направления распространения показаны стрелками с подписью. Амплитуда импульсов составила  $E_{01} = 3.2 \cdot 10^5$  V/cm, отношение  $S_a/S_{E1} \approx 10$ ; прочие параметры расчета указаны в таблице.



**Рис. 3.** Динамика разности населенностей: a —  $\rho_{11} - \rho_{22}$ , b —  $\rho_{11} - \rho_{33}$ , c —  $\rho_{22} - \rho_{33}$ ; d — динамика поляризации  $P(z, t)$  при прохождении сквозь среду пересекающихся субцикловых импульсов гауссовой формы, их номера и направления распространения показаны стрелками с подписью. Амплитуда импульсов составила  $E_{02} = 1.6 \cdot 10^6$  V/cm, отношение  $S_a/S_{E2} \approx 2$ ; прочие параметры расчета указаны в таблице.

первый случай можно рассматривать как „слабое“, а второй — как „сильное“ воздействие импульсов на систему.

Результаты численного моделирования системы (8)–(15) показаны на рис. 2 и 3 для импульсов

с амплитудами  $E_{01}$  и  $E_{02}$  соответственно; прочие параметры приведены в таблице.

Как видно на рис. 2 и 3, в обоих случаях после первого столкновения импульсов зависимость разности населенностей для всех переходов принимает форму



Параметры, использованные в численных расчетах

Частота (длина волны $\lambda_0$ ) перехода $1 \rightarrow 2$	$\omega_{12} = 1.55 \cdot 10^{16}$ rad/s ( $\lambda_{12} = \lambda_0 = 121.6$ nm)
Дипольный момент перехода $1 \rightarrow 2$	$d_{12} = 3.27$ D
Частота (длина волны) перехода $1 \rightarrow 3$	$\omega_{13} = 1.84 \cdot 10^{16}$ rad/s ( $\lambda_{13} = 102.6$ nm)
Дипольный момент перехода $1 \rightarrow 3$	$d_{13} = 1.31$ D
Частота (длина волны) перехода $2 \rightarrow 3$	$\omega_{23} = 2.87 \cdot 10^{15}$ rad/s ( $\lambda_{23} = 656.6$ nm)
Дипольный момент перехода $2 \rightarrow 3$	$d_{23} = 12.6$ D
Концентрация атомов	$N_0 = 1 \cdot 10^{14}$ cm $^{-3}$
Амплитуда поля 1,2	$E_{01} = 3.2 \cdot 10^5$ V/cm $E_{02} = 1.6 \cdot 10^6$ V/cm
Параметр $\tau$	$\tau = 140$ as

брэгговских решеток с постоянным плато в области перекрытия (микрорезонатор, локализованный в области  $(5.7-6.3)\lambda_0$ ). Мгновенные значения распределения разности населенностей после первого столкновения импульсов ( $t = 6$  fs) представлены на рис. 4, *a* для случая „слабого“ возбуждения на рис. 2 и на рис. 5, *b* для „сильного“ возбуждения (случай рис. 3) соответственно. Как и предполагалось, глубина модуляции решеток обратно пропорциональна отношению  $S_a/S_{E1}$  только при слабом возбуждении?

Стоит отметить, что только для „слабого“ возбуждения на рис. 2 можно наблюдать различимую гармоническую решетку с периодом  $\lambda_0/2$  (однако заметна структура биений, характерная для многоуровневых систем); для сильного возбуждения, как видно на рис. 4, *b*, структуры разности населенностей имеют более сложный характер: биения играют доминирующую роль.

Как видно на рис. 2, *a-c*, с каждым последующим импульсом форма решетки меняется, но основной период остается прежним. На рис. 5, *a* и *b* для „слабого“ и „сильного“ возбуждения соответственно представлены мгновенные значения распределения разности населенностей уже после четвертого столкновения импульсов ( $t = 20.5$  fs). Сравнивая рис. 4, *a* и 5, *a*, нетрудно видеть, что микрорезонатор в центре углубляется, и одновременно усложняется структура решеток по бокам от него: так, по бокам, в областях  $(3.4-4)\lambda_0$  и  $(8-8.6)\lambda_0$ , возникают „каналы“, глубина которых сопоставима с глубиной микрорезонатора.

В то же время, как видно на рис. 3, *a-c*, хотя для случая „сильных“ импульсов мы имеем возможность практически сразу создать участки с почти полной инверсией населенностей на каждом переходе среды, форма решеток по бокам деградирует с увеличением числа инжектированных импульсов. Так, уже после четвертого столкновения, как видно на рис. 5, *b*, мы не

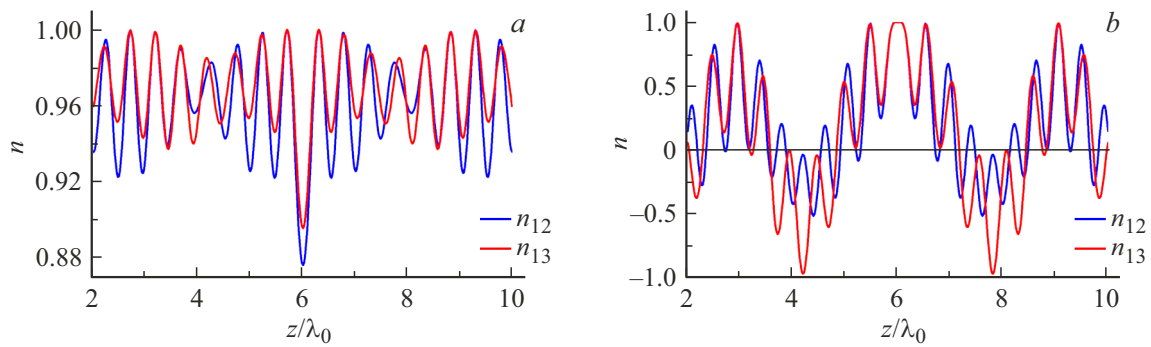
можем говорить ни о периодической структуре, ни о сохранении формы микрорезонатора.

Таким образом, в этом разделе мы кратко обратились к двум противоположным сценариям формирования микрорезонаторов — с участием „слабых“ и „сильных“ импульсов для трехуровневой среды, имеющей параметры, как в атоме водорода [109]. Как видно, хотя для сильных импульсов (рис. 3) нам удастся создать микрорезонатор и решетки по бокам со значительной инверсией населенностей уже после первого столкновения, их структура и период не сохраняются при дальнейшем инжектировании импульсов. В то же время в случае „слабых“ импульсов (рис. 2) инверсия для каждого из переходов системы остается мала даже после многократного прохода импульсов через среду, однако общая структура резонаторов и решеток не разрушается. Для наблюдения качественных решеток и микрорезонаторов необходимо, чтобы среда не сильно возбуждалась под действием падающих полуволновых импульсов, т.е. электрическая площадь импульсов должна быть меньше ее атомной меры,  $S_E \ll S_a$ . Также результаты численного моделирования наглядно показывают возможность переключения состояния среды на аттосекундных временных масштабах с помощью полуволновых импульсов [57].

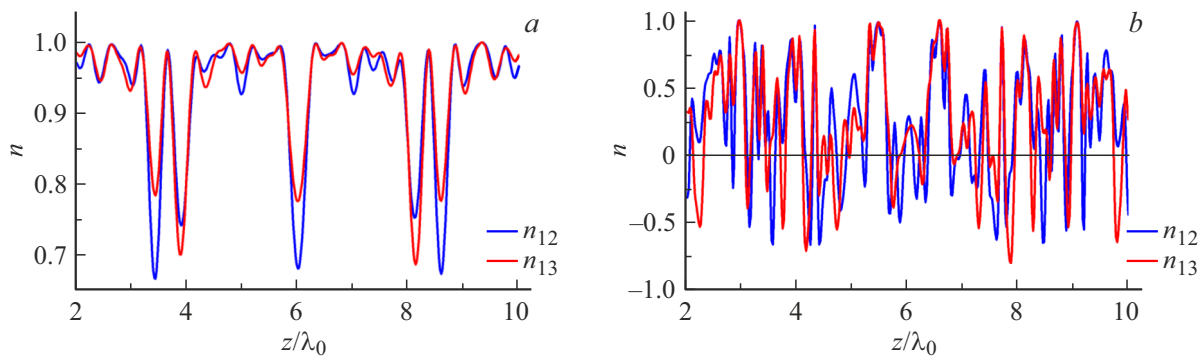
Отметим, что данный способ существенно отличается от традиционного способа создания решеток, основанного на интерференции длинных монохроматических световых пучков, перекрывающихся в среде [110]. В нашем случае полуволновые импульсы сталкиваются в среде и их прямая интерференция в традиционном смысле невозможна. Тогда создание решеток, как показано выше, происходит за счет интерференции электрических площадей импульсов [74,101,102] (это применимо в случае слабых импульсов). В случае более сильных полей создание решеток происходит за счет интерференции волн поляризации, наведенных прошедшим импульсом, с падающим импульсом [61-64,90,91].

Еще раз отметим, что создание данных структур в форме ДМ возможно только с помощью предельно коротких импульсов, которые перекрываются в среде и невозможно с помощью длинных многоцикловых импульсов. Это отличает рассмотренные здесь задачи от рассмотренных ранее случаев возникновения гармонических решеток населенностей, которые создавались с помощью длинных квазимонохроматических многоцикловых импульсов, не перекрывающихся в среде [58-61], хотя физический механизм возникающих в этих ситуациях брэгговских решеток основан на когерентном взаимодействии импульсов со средой, как и в случае длинных импульсов.

Отметим также, что результаты численных расчетов, проведенных в [90] для трехуровневой среды на основе атома водорода, показали возможность наведения микрорезонаторов только на одном из переходов среды, когда полуволновые импульсы не перекрываются в среде.



**Рис. 4.** Мгновенное распределение разности населенностей после первого столкновения импульсов амплитуды: *a* —  $E_{01}$ , *b* —  $E_{02}$ , сечения отмечены черными штрихами на рис. 2, *a* и рис. 3, *a* соответственно; синим —  $\rho_{11} - \rho_{22}$ , красным —  $\rho_{11} - \rho_{33}$ . Параметры расчета указаны в таблице



**Рис. 5.** Мгновенное распределение разности населенностей после четвертого столкновения импульсов амплитуды: *a* —  $E_{01}$ , *b* —  $E_{02}$ , сечения отмечены черными штрихами на рис. 2, *a* и рис. 3, *a* соответственно, синим —  $\rho_{11} - \rho_{22}$ , красным —  $\rho_{11} - \rho_{33}$ . Параметры расчета указаны в таблице.

## 6. Оценка коэффициента отражения брэгговских решеток

Подобные решетки разности населенностей и, следовательно, коэффициента преломления могут служить в качестве брэгговских зеркал в оптических волокнах [111,112], различных сенсорах [113] и т.п. Для оценки коэффициента отражения решетки предположим, что решетка была создана в волноводе, т.е. в волокне имеется модуляция показателя преломления (для простоты положим гармоническую зависимость) согласно выражению:

$$n = n_0 + \Delta n \cos \frac{2\pi}{\Lambda} z,$$

$n_0$  — некий средний показатель преломления,  $\Delta n$  — амплитуда модуляции,  $\Lambda$  — период структуры. Коэффициент отражения  $R$  решетки можно оценить с помощью выражения [112]:

$$R(L, \lambda) = \frac{\Omega^2 (\sinh sL)^2}{\Delta k^2 (\sinh sL)^2 + s^2 (\cosh sL)^2},$$

где  $L$  — длина структуры,  $\lambda$  — длина волны пробного импульса,  $s = \sqrt{\Omega^2 - \Delta k^2}$ ,  $\Omega \cong \pi \Delta n / \lambda$ ,  $\Delta k = k - \pi / \Lambda$  — отстройка,  $k = 2\pi n_0 / \lambda$  — волновое число.

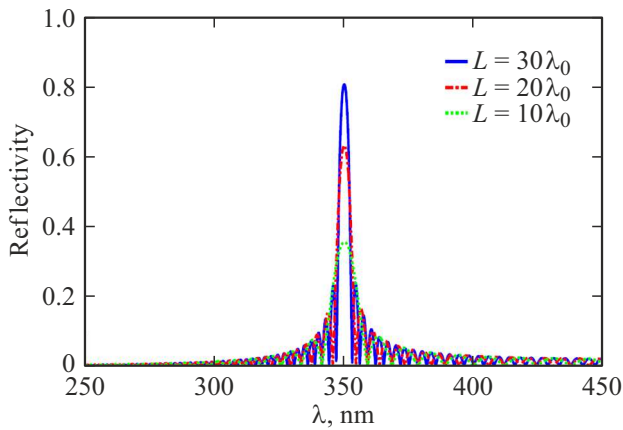
Очевидно, что увеличение глубины модуляции, варьируемой с помощью параметров падающих импульсов, приводит к увеличению отражательной способности. Поэтому наводимые решетки могут служить брэгговскими зеркалами с быстро изменяющимися параметрами или использоваться в качестве высокоотражающих зеркал в динамических микрорезонаторах.

В качестве более конкретного примера рассмотрим случай простейшей двухуровневой резонансной среды. Тогда частотную зависимость величины модуляции показателя преломления  $\Delta n$  можно выразить через параметры среды следующим образом [114]:

$$\Delta n(\omega) = \frac{1}{\hbar} \frac{4\pi\omega_0 d_{12}^2 N_0 (\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{4\omega^2}{T_2^2}} \Delta\rho,$$

где  $d_{12}$  — дипольный момент перехода,  $N_0$  — концентрация атомов среды,  $T_2$  — время фазовой релаксации среды,  $\omega_0$  — частота резонансного перехода,  $\Delta\rho$  — глубина модуляции разности населенностей уровней.

На рис. 6 приведен пример зависимости коэффициента отражения  $R(L, \lambda)$  для периодической решетки, наведенной в слое двухуровневой среды.



**Рис. 6.** Зависимость коэффициента отражения брэгговской решетки, наведенной в двухуровневой среде,  $R(L, \lambda)$  от длины решетки  $L$  и длины волны пробного импульса  $\lambda$  при разных значениях длины решетки  $L$ ;  $d_{12} = 20D$ ,  $T_2 = 0.5$  ps,  $\Lambda_0 = 700$  nm,  $N_0 = 10^{19}$  cm $^{-3}$ , период решетки  $\Lambda = \lambda_0/2$ , разность населенностей уровней среды варьируется от  $-1$  до  $+1$ .

Как видно на рис. 6, коэффициент отражения брэгговской решетки может достигать достаточно высоких значений даже при сравнительно небольших значениях концентрации атомов, соответствующих газовым средам. При этом значении добротности микрорезонаторов, образуемых парой таких брэгговских зеркал, для примера на рис. 6 изменяются в пределах  $\approx 1-10$ . Дальнейшее увеличение коэффициента отражения брэгговских зеркал и соответственно добротности микрорезонаторов ограничено из-за сильного искажения возбуждающих импульсов в среде с большей плотностью атомов. В этом случае получаемые структуры имеют уже более сложную и неперриодическую форму, что также приводит к меньшим значениям коэффициента отражения. Таким образом, на практике возникает необходимость соблюдать баланс между достаточно большой амплитудой модуляции показателя преломления, с одной стороны, и регулярностью и периодичностью структуры самих решеток, с другой стороны. Стоит вновь отметить, что основным преимуществом таких микрорезонаторов прежде всего является их динамический характер, т.е. возможность сверхбыстрого переключения их параметров на времена порядка единиц фемтосекунд или даже сотен аттосекунд. Отметим, что сделанные выше оценки являются приближенными, так как выполнены для стационарных структур. В нашем случае наводимые структуры в виде резонаторов являются динамическими, они существуют на временах порядка времени фазовой памяти среды  $T_2$ . Поэтому, сделанные оценки отражательной способности и добротности ДМ верны для времен короче  $T_2$  пока атомная когерентность не разрушена.

## 7. Другие способы создания решеток и квазирезонаторов и обсуждение возможных приложений ДМ

Интересно отметить также возможность создания квазирезонатора при распространении одиночного мощного одноциклового импульса в резонансной среде [115]. В этом случае нелинейное самовоздействие такого импульса в среде приводит к его полной остановке и возникновению связанной структуры поля и вещества (осциллон).

В последнее время обсуждаются возможности наведения плазменно периодических структур с помощью мощных сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов и обсуждаются возможные механизмы возникновения данных структур, см. [116–120] и приведенную литературу. Подобные структуры, записанные, например, в плавленном кварце, интересны для создания оптической памяти [121].

Также активно изучается возможность создания и свойства решеток атомных населенностей (электромагнитно-индуцированных фотонные решетки electromagnetically induced photonic lattice, EIPL), возникающих за счет явления электромагнитно-индуцированной прозрачности в парах щелочных металлов. Но при этом для создания решеток используют длинные многоциклового мощными световые пучки, имеющие пространственно-периодический профилями интенсивности, см. обзор [122]. В этом случае атомная когерентность также играет существенную роль. При создании таких структур атомная когерентность также играет существенную роль. Такие структуры могут быть интересны в топологической фотонике [123].

Атомная когерентность также важна для создания квантовой оптической памяти на атомных ансамблях, что активно обсуждается в последнее время [124–126]. Создание такой памяти возможно на явлении медленного света и фотонного эха, создаваемого с помощью длинных многоциклового световых импульсов.

Отметим, что по-нашему мнению, рассмотренные выше динамические микрорезонаторы, наводимые с помощью полувциклового импульсов, также могут быть использованы для создания оптической памяти за счет атомной когерентности. Результаты численных расчетов, проведенных в [115], показали возможности остановки и хранения света в таких квазирезонаторах на временах порядка времени фазовой памяти среды  $T_2$ .

Достоинством рассмотренный выше ДМ является то, что такие структуры могут быть наведены на каждом резонансном переходе среды, в отличие от случая резонансных многоциклового импульсов. Также использование полувциклового импульсов дает возможность сверхбыстрого управления данными структурами на временах порядка половины периода поля, что открывает широкие возможности их применения для создания оптической

памяти, изучения динамики сверхбыстрых процессов в веществе и др. интересных приложений.

## 8. Заключение

Прогресс в сокращении длительности электромагнитных импульсов привел к задаче получения импульсов предельной длительности в заданном спектральном интервале — униполярным полуцикловым импульсам, содержащим всего одну полуволну поля. Это позволило предсказать и изучить новые явления во взаимодействии таких импульсов с веществом. Эти явления возникают на временных интервалах порядка половины периода колебаний световой волны и невозможны в случае обычных многоцикловых импульсов. В обзоре резюмированы результаты последних работ, показывающих возможность формирования динамических микрорезонаторов, возникающих при столкновении униполярных, полуцикловых аттосекундных импульсов.

Проведенный анализ показывает возможность навешивания и управления микрорезонаторами *на каждом резонансном переходе* многоуровневой среды. Хотя динамика системы в многоуровневой среде может немного отличаться от динамики двухуровневой среды, проведенные исследования показывают возможность таких структур в многоуровневой среде, что расширяет область применимости результатов ранних исследований, полученных в двухуровневом приближении. Ввиду универсальности полученных выше результатов подобные структуры кажутся нам реальными в любой среде, времена релаксации населенностей  $T_1$  и поляризации  $T_2$  превосходят длительность субцикловых аттосекундных импульсов и задержки между ними. Следует ожидать в различии формы данных структур и их глубины модуляции в разных средах в зависимости от параметров конкретной среды.

В случае слабых полей физический механизм возникновения таких структур связан с интерференцией электрических площадей падающих импульсов. В случае сильных полей импульсы наводят в среде волны поляризации, которые взаимодействуют с каждым последующим импульсом, что приводит возникновению брэггopodobных решеток разности населенностей по краям от области перекрытия импульсов. С ростом числа столкновений возможно управление характеристиками таких структур — их включения, выключения, изменения отражательной способности, пространственной частоты решеток на временах порядка сотен аттосекунд. Добротность таких микрорезонаторов может достигать порядка 1000 в плотной среде [83,91].

При прохождении импульсов происходит быстрое изменение характеристик среды как в пространстве, так и во времени за счет возникновения субволновых решеток атомных населенностей. Поэтому такая среда представляет собой новый тип пространственно-временных фотонных кристаллов [84,96], активно изуча-

емых на данный момент [47]. Проведенные исследования показывают возможность сверхбыстрого изменения параметров среды с помощью субцикловых импульсов в дополнении к традиционным методам изменения показателя преломления, описанным в литературе [127]. Они также показывают возможность аттосекундного оптического переключения на субцикловых временных масштабах [57]. Рассмотренные выше ДМ возможно представляют интерес для создания систем оптической памяти на атомной когерентности, параметры которых можно контролировать сверхбыстрым образом за счет использования полуцикловых аттосекундных импульсов. Описанные явления открывают новые направления исследований как в оптике униполярных импульсов, так и в оптике нестационарных сред, физике пространственно-временных фотонных кристаллов и аттосекундной физике. Написанный обзор представляет собой расширенную версию раннего миниобзора [128].

## Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта 23-12-00012 (создание микрорезонаторов в многоуровневой среде при столкновении полуцикловых импульсов в среде) и Государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017 (расчет коэффициента отражения брэгговских решеток).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] F. Krausz, M. Ivanov. Rev. Mod. Phys., **81**, 163 (2009).
- [2] Е.А. Хазанов. Квант. электрон., **52**, 208 (2022). [E.A. Khazanov. Quant. Electron., **52**, 208 (2022)].
- [3] K. Midorikawa. Nature Photonics, **16**, 267 (2022).
- [4] М.Ю. Рябикин, М.Ю. Емелин, В.В. Стрелков. УФН, **193**, 382 (2023). [M.Yu. Ryabikin, M.Yu. Emelin, V.V. Strelkov. Phys. Usp., **66**, 360, (2023)].
- [5] S. Severino, K. Ziemis, M. Reduzzi, A. Summers, H.-W. Sun, Y.-H. Chien, S. Gräfe. J. Biegert. Nature Photonics, **18**, 731 (2024).
- [6] F. Calegari, G. Sansone, S. Stagira, C. Vozzi, M. Nisoli. J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Phys., **49**, 062001 (2016).
- [7] 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).
- [8] D. Ertel, D. Busto, I. Makos, M. Schmoll, J. Benda, H. Ahmadi, M. Moioli, F. Frassetto, L. Poletto, C.D. Schröter, T. Pfeifer, R. Moshhammer, Z. Mašín, S. Patchkovskii, G. Sansone. Science Advances, **9** (35), 7747 (2023).
- [9] H.Y. Kim, M. Garg, S. Mandal, S. Mandal, L. Seiffert, T. Fennel, E. Goulielmakis. Nature, **613**, 662 (2023).

- [10] NobelPrize.org URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/press-release>
- [11] H.-C. Wu, J. Meyer-ter Vehn. *Nature Photon*, **6**, 304 (2012).
- [12] J. Xu, B. Shen, X. Zhang, Y. Shi, L. Ji, L. Zhang, T. Xu, W. Wang, X. Zhao, Z. Xu. *Sci. Rep.*, **8**, 2669 (2018).
- [13] С.В. Сазонов. *Письма в ЖЭТФ*, **114**, 160 (2021) [S.V. Sazonov. *JETP Lett.*, **114** (3), 132 (2021)].
- [14] M.M. Glazov, N.N. Rosanov. *Phys. Rev. A*, **109** (5), 053523 (2024).
- [15] A.V. Bogatskaya, E.A. Volkova, A.M. Popov. *Phys. Rev. E*, **105**, 055203 (2022).
- [16] E. Pyakov, B.V. Shishkin, E.S. Efimenko, S.B. Bodrov, M.I. Bakunov. *Optics Express*, **30**, 14978 (2022).
- [17] A.S. Kuratov, A.V. Brantov, V.F. Kovalev, V.Yu. Bychenkov. *Phys. Rev. E*, **106**, 035201 (2022).
- [18] N.N. Rosanov. *Optics Lett.*, **49** (6), 1493 (2024).
- [19] Q. Xin, Y. Wang, X. Yan, B. Eliasson. *Phys. Rev. E*, **107**, 035201 (2023).
- [20] С.В. Сазонов. *Опт. Спектр.*, **130** (12), 1846 (2022). [S.V. Sazonov. *Opt. Spectr.*, **130** (12), 1573 (2022)].
- [21] 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)].
- [22] 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)].
- [23] 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. Obratsov, N.N. Rosanov. *JETP Letters*, **117** (1), 8 (2023)].
- [24] Н.Н. Розанов. *УФН*, **193**, 1127 (2023). [N.N. Rosanov. *Phys. Usp.*, **66**, 1059 (2023)].
- [25] D. Michalache. *Romanian Reports in Physics*, **76**, 402 (2024).
- [26] N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov. *Contemporary Physics*, **64** (3), 224 (2023).
- [27] 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].
- [28] 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.
- [29] Дж. Джексон. *Классическая электродинамика* (Мир, М., 1965). [J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics* (John Wiley & Sons, 1962)].
- [30] Е.Г. Бессонов. *ЖЭТФ*, **80**, 852 (1981). [E.G. Bessonov. *Sov. Phys. JETP*, **53**, 433 (1981)].
- [31] Н.Н. Розанов. *Опт. Спектр.*, **107**, 761 (2009). [N.N. Rosanov. *Opt. Spectr.*, **107**, 721 (2009)].
- [32] P.H. Bucksbaum. In *AIP Conference Proceedings* (American Institute of Physics, 1994) vol. 323, No. 1, p. 416–433.
- [33] D. Dimitrovski, E.A. Solov'ev, J.S. Briggs. *Phys. Rev. A*, **72** (4), 043411 (2005).
- [34] A.S. Moskalenko, Z.-G. Zhu, J. Berakdar. *Phys. Rep.*, **672**, 1 (2017).
- [35] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. *Opt. Lett.*, **44**, 1202 (2019).
- [36] 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**, 129 (2021)].
- [37] N. Rosanov, D. Tumakov, M. Arkhipov, R. Arkhipov. *Phys. Rev. A*, **104** (6), 063101 (2021).
- [38] A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov, R. Arkhipov. *Phys. Rev. A*, **105**, 043103 (2022).
- [39] R. Arkhipov, P. Belov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov. *JOSA B*, **41** (1), 285 (2024).
- [40] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. *Письма в ЖЭТФ*, **111**, 586 (2020). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov. *JETP Lett.*, **111**, 484 (2020)].
- [41] C. Wesdorp, F. Robicheaux, L.D. Noordam. *Phys. Rev. Lett.*, **87** (8), 083001 (2001).
- [42] А.Б. Шварцбург. *УФН*, **175** (8), 833(2005). [A.B. Shvartsburg. *Physics-Uspeski*, **48** (8), 797 (2005)].
- [43] E. Galiffi, R. Tireole, S. Yin, H. Li, S. Vezzoli, P.A. Huidobro, M.G. Silveirinha, R. Sapienza, A. Alú, J.B. Pendry. *Advanced Photonics*, **4** (1), 014002 (2022).
- [44] C. Caloz, Z.L. Deck-Leger. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, **68** (3), 1583 (2019)
- [45] В.М. Левковская, А.В. Харитонов, С.С. Харинцев. *Оптический Журнал*, **91** (5), 5 (2024). [V.M. Levkovskaya, A.V. Kharitonov, S.S. Kharintsev. *Opticheskii Zhurnal*, **91** (5), 5 (2024)].
- [46] E. Lustig, Y. Sharabi, M. Segev. *Optica*, **5** (11), 1390 (2018).
- [47] Y. Sharabi, A. Dikopoltsev, E. Lustig, Y. Lumer, M. Segev. *Optica*, **9** (6), 585 (2022).
- [48] J. Mendonça, P. Shukla. *Phys. Scr.*, **65**, 160 (2002).
- [49] E. Lustig, O. Segal, S. Saha, E. Bordo, S.N. Chowdhury, Y. Sharabi, A. Fleischer, A. Boltasseva, O. Cohen, V.M. Shalaev, M. Segev. *Nanophotonics*, **12**, 1 (2023).
- [50] Z. Dong, H. Li, T. Wan, Q. Liang, Z. Yang, B. Yan. *Nat. Photonics*, **18**, 68 (2024).
- [51] J.B. Pendry, E. Galiffi, P.A. Huidobro. *Optica*, **8**, 636 (2021).
- [52] K. Xu, M. Fang, J. Fen, C. Wang, G. Xie, Z. Huang. *Opt. Lett.*, **49**, 842 (2024).
- [53] C. Liu, M.Z. Alam, K. Pang, K. Manukyan, J.R. Hendrickson, E.M. Smith, Y. Zhou, O. Reshef, H. Song, R. Zhang, H. Song, F. Alishahi, A. Fallahpour, A. Almainan, R.W. Boyd, M. Tur, A.E. Willner. *Opt. Lett.*, **46** (14), 3444 (2021).
- [54] K. Pang, M.Z. Alam, Y. Zhou, C. Liu, O. Reshef, K. Manukyan, M. Voegtle, A. Pennathur, C. Tseng, X. Su, H. Song, Z. Zhao, R. Zhang, H. Song, N. Hu, A. Almainan, J.M. Dawlaty, R.W. Boyd, M. Tur, A.E. Willner. *Nano Lett.*, **21** (14), 5907 (2021).
- [55] S. Saha, O.Segal, C. Fruhling, E. Lustig, M. Segev, A. Boltasseva, V.M. Shalaev. *Optics Express*, **31** (5), 8267 (2023).
- [56] A. Boltasseva, V.M. Shalaev, M. Segev. *Optical Materials Express*, **14** (3), 592 (2024).
- [57] M.T. Hassan, *ACS Photonics*, **11**, 334 (2024).
- [58] I.D. Abella, N.A. Kurnit, S.R. Hartmann. *Phys. Rev.*, **141**, 391 (1966).
- [59] Е.И. Штырков, В.С. Лобков, Н.Г. Ярмухаметов. *Письма в ЖЭТФ*, **27** (12), 685 (1978). [E.I. Shtyrkov, V.S. Lobkov, N.G. Yarmukhametov. *JETP Lett.*, **27** (12), 648 (1978)].
- [60] E.I. Shtyrkov, V.V. Samartsev. *Physics Status Solidi A*, **45**, 647 (1978).
- [61] Е.И. Штырков. *Опт. спектр.*, **114** (1), 105 (2013). [E.I. Shtyrkov. *Opt. Spectr.*, **114** (1), 96 (2013)].
- [62] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. *Opt. Lett.*, **41**, 4983 (2016).

- [63] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. *Scientific Reports*, **7**, Art. No. 12467 (2017).
- [64] R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. *Scientific Reports*, **11**, Art. No. 1961 (2021).
- [65] O.O. Diachkova, R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. *Laser Physics*, **33** (4), 045301 (2023).
- [66] H. Zhang, S. Zhang, S. Li, X. Ma. *Opt. Commun.*, **462**, 125182 (2020).
- [67] S. Zhang, S. Li, Y. Bai, K. Huang. *J. Nanophoton.*, **17** (1), 016013 (2023).
- [68] N.N. Rosanov, V.E. Semenov, N.V. Vyssotina. *Laser Physics*, **17**, 1311 (2007).
- [69] A. Pusch, J.M. Hamm, O. Hess. *Phys. Rev. A*, **82** (2), 023805 (2010).
- [70] D.V. Novitsky. *Phys. Rev. A*, **84**, 013817 (2011).
- [71] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, И. Бабушкин, Н.Н. Розанов. *Опт. спектр.*, **123**, 600 (2017). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, I. Babushkin, N.N. Rosanov. *Opt. Spectr.*, **123**, 610 (2017)].
- [72] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Д.О. Жигулева, Н.Н. Розанов. *Опт. спектр.*, **124**, 510 (2018). [R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov, M.V. Arkhipov, D.O. Zhiguleva, N.N. Rosanov. *Opt. Spectr.*, **124**, 541 (2018)].
- [73] Р.М. Архипов. Письма в ЖЭТФ, **113**, 636 (2021) [R.M. Arkhipov. *JETP Lett.*, **113**, 611 (2021)].
- [74] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, О.О. Дьячкова, Н.Н. Розанов. *Изв. Вузов. Радиофизика*, **66** (4), 317 (2023). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, O.O. Diachkova, N.N. Rosanov. *Radiophysics and Quantum Electronics*, **66** (4), 286 (2024)].
- [75] A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov, R. Arkhipov. *Phys. Rev. A*, **106** (5), 053506 (2022).
- [76] A. Pakhomov, N. Rosanov, M. Arkhipov, R. Arkhipov. *Opt. Lett.*, **48** (24), 6504 (2023).
- [77] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, О.О. Дьячкова, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **117** (8), 580 (2023). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, O.O. Diachkova, N.N. Rosanov. *JETP Letters*, **117** (8), 574 (2023)].
- [78] R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, N. Rosanov, I. Babushkin. *Optics Express*, **28** (11), 17020 (2022).
- [79] M.V. Bastrakova, N.V. Klenov, A.M. Satanin. *Phys. Solid State*, **61**, 1515 (2019).
- [80] М.В. Бастракова, Н.В. Кленов, А.М. Сатанин. *ЖЭТФ*, **158** (4), 579 (2020). [M.V. Bastrakova, N.V. Klenov, A.M. Satanin. *JETP*, **131**, 507 (2020)].
- [81] М.В. Архипов, Р.М. Архипов, Н.Н. Розанов, *Опт. спектр.*, **130** (9), 1397 (2022). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov. *Opt. Spectr.*, **130** (9), 1121 (2022)].
- [82] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, О.О. Дьячкова, Н.Н. Розанов. *Опт. спектр.*, **130** (11), 1707 (2022). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, O.O. Dyachkova, N.N. Rosanov. *Opt. Spectr.*, **130** (11), 1443 (2022)].
- [83] O.O. Diachkova, R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. *Opt. Commun.*, **538**, 129475 (2023).
- [84] R.M. Arkhipov, O.O. Diachkova, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. *Applied Physics B*, **130**, 52 (2024).
- [85] O. Diachkova, R. Arkhipov, A. Pakhomov, N. Rosanov. *Opt. Commun.*, **565**, 130666 (2024).
- [86] R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov. *Opt. Lett.*, **49** (10), 2549 (2024).
- [87] Р. Архипов. *Квант. Электрон.*, **54** (2), 77 (2024). [R.M. Arkhipov. *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, **51** (5), S366 (2024)].
- [88] Р.М. Архипов, Н.Н. Розанов. *Опт. спектр.*, **132** (5), 532 (2024).
- [89] R. Arkhipov. arXiv preprint arXiv:2402.16122
- [90] R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, N. Rosanov. *Phys. Rev. A*, **109**, 063113 (2024).
- [91] R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov. *JOSA B*, **41** (8), 1721 (2024).
- [92] П.Г. Крюков, В.С. Летохов. *УФН*, **99**, 169 (1969). [P.G. Kryukov, V.S. Letokhov. *Sov. Phys. Usp.*, **12**, 641 (1970)].
- [93] R. Arkhipov. *Laser Physics*, **34** (6), 065301 (2024).
- [94] Н.В. Знаменский, С.В. Сазонов. Письма в ЖЭТФ, **85**, 440 (2007). [N.V. Znamenskii, V. Sazonov. *JETP Lett.*, **85**, 358 (2007)].
- [95] A. Pakhomov, N. Rosanov, M. Arkhipov, R. Arkhipov. *JOSA B*, **41** (1), 46–54 (2024).
- [96] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. *Опт. спектр.*, **132** (4), 434 (2024).
- [97] Р.М. Архипов, О.О. Дьячкова, П.А. Белов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. *ЖЭТФ*, **166** (8), 162 (2024).
- [98] Л. Аллен, Дж. Эберли. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (Мир, М., 1978). [L. Allen, J.H. Eberly. *Optical resonance and two-level atoms* (Wiley, N.Y., 1975)].
- [99] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (Наука, М., 1989). [L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Quantum mechanics* (Pergamon, Oxford, 1974)].
- [100] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики* (Наука, М., 1970). [M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics* (Cambridge University Press, 2019)].
- [101] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, И. Бабушкин, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Письма в ЖЭТФ, **114** (5), 298–303 (2021). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. *JETP Letters*, **114** (5), 250–255 (2021)].
- [102] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N. Rosanov. *Laser Physics*, **32** (6), 066002 (2022).
- [103] P.A. Belov, R.M. Arkhipov. *Micro and Nanostructures*, **180**, 207607 (2023).
- [104] A. de las Heras, C. Hernández-García, J. Serrano, T. Popmintchev, L. Plaja. *European Quantum Electronics Conference (EQEC 2023)*, *Technical Digest Series* (Optica Publishing Group, 2023), paper ee\_3\_5.
- [105] A. De las Heras, C. Hernández-García, J. Serrano, A. Prodanov, D. Popmintchev, T. Popmintchev, L. Plaja. arXiv:2404.04053, 2024.
- [106] O.D. Mücke, T. Tritschler, M. Wegener, U. Morgner. *Phys. Rev. Lett.*, **87** (5), 057401 (2001).
- [107] S. Nandi, E. Olofsson, M. Bertolino, S. Carlström, F. Zapata, D. Busto, C. Callegari, M. Di Fraia, P. Eng-Johnsson, R. Feifel, G. Gallician, M. Gisselbrecht, S. Maclot, L. Neoričić, J. Peschel, O. Plekan, K.C. Prince, R.J. Squibb, S. Zhong, P.V. Demekhin, M. Meyer, C. Miron, L. Badano, M.B. Danailov, L. Giannessi, M. Manfreda, F. Sottocorona, M. Zangrando, J.M. Dahlström. *Nature*, **608**, 488 (2022).



- [108] А. Ярив. *Квантовая электроника* (Сов. радио, М., 1980). [A. Yariv. *Quantum Electronics* (John Wiley & Sons, N.Y., London, Toronto, 1975)].
- [109] С.Э. Фриш. *Оптические спектры атомов* (Государственное издательство физико-математической литературы, М.-Л., 1963).
- [110] H.J. Eichler, P. Günter, D.W. Pohl. *Laser-Induced Dynamic Gratings* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo, 1981).
- [111] С.А. Васильев, О.И. Медведков, И.Г. Королев, А.С. Божков, А.С. Курков, Е.М. Дианов. *Квантовая электроника*, 35 (12), 1085 (2005) [S.A. Vasil'ev, O.I. Medvedkov, I.G. Korolev, A.S. Bozhkov, A.S. Kurkov, E.M. Dianov. *Quantum Electron.*, 35 (12), 1085 (2005)].
- [112] R. Kashyap. *Fiber Bragg Gratings* (Acad. Press, Amsterdam, Boston, Heidelberg, 2009).
- [113] R. Rohan, K. Venkadeshwaran, P. Ranjan. *J. Optics*, **53** (1), 282 (2024).
- [114] R.W. Boyd, B.R. Masters. *Nonlinear Optics*, 3rd edn, (Academic, NY, 2008).
- [115] М. Архипов, Р. Архипов, И. Бабушкин, Н. Розанов. *Phys. Rev. Lett.*, **128** (20), 203901 (2022).
- [116] А.В. Богацкая, А.М. Попов. *Опт. Спектр.*, **132** (1), 47 (2024).
- [117] А.Е. Рупасов, И.В. Гриценко, Н.И. Буслеев, Г.К. Красин, Ю.С. Гулина, А.В. Богацкая, С.И. Кудряшов. *Опт. Спектр.*, **132** (1), 83 (2024).
- [118] Ю.С. Гулина, А.Е. Рупасов, Г.К. Красин, Н.И. Буслеев, И.В. Гриценко, А.В. Богацкая, С.И. Кудряшов. *Письма в ЖЭТФ*, **119** (9), 638 (2024).
- [119] S. Kudryashov, A. Rupasov, M. Kosobokov, A. Akhmatkhanov, G. Krasin, P. Danilov, B. Lisjikh, A. Abramov, E. Greshnyakov, E. Kuzmin, M. Kovalev, V. Shur. *Nanomaterials*, **12** (23), 4303 (2022).
- [120] A.V. Bogatskaya, E.A. Volkova, A.M. Popov. *Phys. Plasmas*, **31**, 073901 (2024).
- [121] H. Wang, Y. Lei, L. Wang, M. Sakakura, Y. Yu, G. Shayeganrad, P.G. Kazansky. *Laser & Photonics Reviews*, **16** (4), 2100563 (2022).
- [122] J. Yuan, S. Liang, Q. Yu, C. Li, Y. Zhang, M. Xiao, Z. Zhang. *Adv. Phys. Res.*, 2400082 (2024).
- [123] J. Gao, Z.S. Xu, Z. Yang, V. Zwiller, A.W. Elshaari. *Nanophotonics* **1** (1), 34 (2024).
- [124] S.A. Moiseev, K.I. Gerasimov, M.M. Minnegaliev, E.S. Moiseev, A.D. Deev, Yu.Yu. Balega. *arXiv preprint arXiv:2410.01664* (2024).
- [125] S.A. Moiseev, K.I. Gerasimov, M.M. Minnegaliev, E.S. Moiseev. *arXiv preprint arXiv:2408.09991* (2024).
- [126] С.А. Моисеев, М.М. Миннегалиев, К.И. Герасимов, Е.С. Моисеев, А.Д. Деев, Ю.Ю. Балегга. *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].
- [127] J.B. Khurgin. *Laser & Photonics Reviews*, **18** (4), 2300836 (2024).
- [128] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, О.О. Дьячкова, Н.Н. Розанов. *Изв. РАН. Серия физическая*, **89** (1) (2025).