Научная статья
Research Article

ОПТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ. 2023. Том 90. № 5. С. 41–49
OPTICHESKII ZHURNAL. 2023. V. 90. № 5. Pp. 41–49



Оптический журнал

Лазерная физика и техника
Laser physics and technology

DOI: 10.17586/1023-5086-2023-90-05-41-49
УДК 621.373:535

# Одновременная генерация *N* когерентных импульсов с различной площадью при самодифракции в парах $^{87}$Rb

**Сергей Николаевич Багаев[1], Игорь Борисович Мехов[2], Игорь Анатольевич Чехонин[3]✉, Михаил Анатольевич Чехонин[4]**

[1]*Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия*
[2, 3, 4]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

[1]*bagayev@laser.nsc.ru* *https://orcid.org/0000-0003-4470-2779*
[2]*mekhov@yahoo.com* *https://orcid.org/0000-0001-9699-8335*
[3]*chekhonin@mail.ru* *https://orcid.org/0000-0001-6862-6737*
[4]*chekhonin@bk.ru* *https://orcid.org/0009-0003-0182-9267*

**Аннотация**

**Предмет исследования.** Процесс самодифракции резонансного импульса в плотной протяженной резонансной среде, приводящий к угловой развертке выходящего излучения и последовательному излучению большой серии из $N$ импульсов с переменной площадью в диапазоне ($-3\pi$ ... 0 ... $3\pi$). Импульсы излучаются из малой области фокусировки (0,1–1 мм) импульса накачки в плотной протяженной резонансной среде. Длина волны импульсов соответствует резонансному переходу $D_2$ $^{87}$Rb (длина волны 780,24 нм). **Цель работы.** Исследование нелинейного эффекта самодифракции лазерного импульса с цилиндрическим волновым фронтом в протяженной резонансной среде паров рубидия с целью разработки новых устройств резонансной радиофотоники с помощью лазерных методов обработки сигналов в диапазоне сверхвысокочастотного спектра. **Метод.** В каустике сфокусированного пучка лазерного импульса накачки с цилиндрическим волновым фронтом создается поперечный пространственный профиль напряженности электрического поля специальной формы $f(x)$. Импульс накачки должен иметь сходящийся (например цилиндрический) волновой фронт. Для создания произвольного профиля $f(x)$ могут быть применены разработанные авторами компьютерные синтезированные голограммы. **Основные результаты.** Исследован эффект самодифракции импульса накачки, сопровождающийся процессом излучения серии из $N$ когерентных резонансных импульсов с различной площадью в диапазоне ($-3\pi$ ... 0 ... $3\pi$) из короткой области фокусировки (0,1–1 мм) резонансного лазерного импульса накачки. При самодифракции импульса накачки число излучаемых импульсов с различной площадью достигало 16. Наблюдалось распределение импульсов серии по углу дифракции в диапазоне углов от $-5°$ до $+4°$, под определенными углами — нелинейная генерация $0\pi$-импульсов. Показано, что описанный способ нелинейной генерации $0\pi$-импульсов на короткой длине взаимодействия света и резонансной среды предложен впервые. **Практическая значимость.** Полученные результаты исследования эффекта самодифракции резонансного импульса с поперечным пространственным профилем $f(x)$ послужат основой для разработки прототипов устройств в задачах обработки и управления оптическими сигналами с использованием лазерных диодов малой мощности.

**Ключевые слова:** самодифракция, площадь импульса, радиофотоника, компьютерная синтезированная голограмма

**Благодарность:** работа поддержана Российским научным фондом, проект № 17–19–01097.

**Ссылка для цитирования:** Багаев С.Н., Мехов И.Б., Чехонин И.А., Чехонин М.А. Одновременная генерация $N$ когерентных импульсов с различной площадью при самодифракции в парах $^{87}$Rb // Оптический журнал. 2023. Т. 90. № 5. С. 41–49. http://doi.org/10.17586/1023-5086-2023-90-05-41-49

**Коды OCIS:** 230.1150, 050.1970, 090.2890

# Simultaneous generation of *N* coherent pulses of various areas under the self-diffraction in $^{87}$Rb vapours

**Sergey N. Bagaev[1], Igor B. Mekhov[2], Igor A. Chekhonin[3]✉, and Mikhail A. Chekhonin[4]**

[1]*Institute of Laser Physics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia*
[2, 3, 4]*St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

[1]*bagayev@laser.nsc.ru* *https://orcid.org/0000-0003-4470-2779*
[2]*mekhov@yahoo.com* *https://orcid.org/0000-0001-9699-8335*
[3]*chekhonin@mail.ru* *https://orcid.org/0000-0001-6862-6737*
[4]*chekhonin@bk.ru* *https://orcid.org/0009-0003-0182-9267*

**Abstract**

**Subject of study.** The process of self-diffraction of a resonant pulse in a dense extended resonant medium was studied for the first time, which leads to an angular deflection of the output radiation and sequential emission of a large series of $N$ pulses with a variable area in the range ($-3\pi$ ... 0 ... $3\pi$). The pulses are emitted from a small focusing region (0.1–1 mm) of the pump pulse in a dense extended resonant medium. The pulse wavelength corresponds to the resonant transition $D_2$ $^{87}$Rb (wavelength 780.24 nm). **Aim of study** is to study the nonlinear effect of self-diffraction of a laser pulse with a cylindrical wave front in an extended resonant medium of rubidium vapor with the aim of developing new resonant microwave photonics devices using laser signal processing methods in the microwave spectrum. **Method.** In the caustic of a focused beam of a laser pump pulse with a cylindrical wave front, a transverse spatial profile of the electric field strength of a special shape $f(x)$ is created. The pump pulse must have a converging (for example, cylindrical) wave front. The computer synthesized holograms developed by us can be used to create an arbitrary $f(x)$ profile. **Main results.** The effect of self-diffraction of a pump pulse, which is accompanied by the process of emission of a series of $N$ coherent resonant pulses with different areas in the range ($-3\pi$ ... 0 ... $3\pi$) from a short focusing region (0.1–1 mm) of a resonant laser pump pulse, is studied. With self-diffraction of the pump pulse, the number of emitted pulses with different areas reached 16. The distribution of series pulses over the diffraction angle was observed in the range of angles from $-5°$ to $+4°$. At certain angles, nonlinear generation of $0\pi$-pulses was observed. It is shown that the described method of nonlinear generation of $0\pi$-pulses over a short interaction length between light and a resonant medium has been proposed for the first time. **Practical significance.** The obtained results of studying the effect of self-diffraction of a resonant pulse with a transverse spatial profile $f(x)$ will serve as the basis for the development of prototype devices for signal processing problems using low-power laser diodes.

**Keywords:** self-diffraction, pulse area, quantum microwave photonics, computer-generated hologram

**Acknowledgment:** this work was supported by the Russian Science Foundation, project № 17–19–01097.

**For citation:** Bagaev S.N., Mekhov I.B., Chekhonin I.A., and Chekhonin M.A. Simultaneous generation of $N$ coherent pulses of various areas under the self-diffraction in $^{87}$Rb vapours [in Russian] // Opticheskii Zhurnal. 2023. V. 90. № 5. P. 41–49. http://doi.org/10.17586/1023-5086-2023-90-05-41-49

**OCIS codes:** 230.1150, 050.1970, 090.2890

## ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в области сверхбыстрой обработки широкополосных оптических сигналов произошел значительный прогресс. Новые полностью оптические лазерные методы обработки информации и управления сигналами позволили принципиально по-иному подойти к решению задач, недоступных для электронных методов обработки сигналов. Например, для решения задачи аналого-цифрового преобразования нано- и пикосекундных оптических импульсов был предложен метод быстрой, полностью оптической, развертки лазерных импульсов по углу распространения.

Задача развертки лазерных импульсов по углу с большой угловой скоростью является актуальной для управления оптическими сигналами и временно́го анализа коротких лазерных импульсов [1]. Недавно авторами настоящей статьи был предложен и реализован новый метод быстрой развертки лазерного излучения, использующий когерентные эффекты взаимодействия лазерного излучения и резонансной среды [2–3]. Принцип работы когерентного дефлектора основан на создании динамической светоиндуцированной поперечной дифракционной решетки резонансной поляризации среды с переменным во времени пространственным периодом. Соответственно, угол самодифракции света в резонансой среде изменяется в течение импульса накачки под действием поля входного импульса $E(t, x, y, z)$ и управляется его текущей «площадью» [4] $\theta(t, x, y, z)$.

Таким образом, решение задачи сводится к получению управляемого профиля резонансной поляризации среды $P(t, x, y, z)$, что достигается с помощью методов модуляции входного импульса накачки во времени и пространстве. В данной работе рассматривается простой случай, когда пространственный профиль поля накачки зависит только от одной координаты $x$ – $E(t, x) = E(t)f(x)$. Здесь $f(x)$ — единичная функция, описывающая поперечный профиль поля накачки. В данных экспериментах $f(x)$ имела простой вид функции Гаусса $f(x) = \exp[-(x/s)^2]$, $s = 0{,}017$ мм.

Ранее было показано, что лазерные импульсы, сформированные по времени специальным образом (модуляция по определенному временному закону амплитуды, частоты или фазы) приводят к увеличению скорости многофотонных переходов при возбуждении атомов, молекул и квантовых точек [5–8]. Показано [7], что одиночный импульс при отсутствии специальной амплитудной и фазовой модуляции не является оптимальным. В то же время определенная последовательность импульсов с фазовой модуляцией способна совершить этот переход при меньшей общей энергии. Эта особенность может дать выигрыш в снижении энергии импульса накачки до 6–8 порядков величины, если дополнительно привлечь возбуждение параметрических коллективных резонансов ансамбля атомов и поля в резонаторе [9, 10].

В настоящей работе предлагается применить этот подход к пространственным координатам, описывающим поле импульса (модуляция пространственной фазы и волнового вектора волны), что может быть использовано в специальных задачах полностью оптической обработки сигналов и в квантовых технологиях.

В традиционной постановке задачи о нерезонансной накачке одиночной двухуровневой квантовой системы специально приготовленным импульсом, необходимо найти такой профиль поля накачки $E(t, x, y, z)$, при котором квантовый переход происходит при минимальной энергии импульса. Задача решается в терминах определения траектории движения вектора Блоха по сфере Блоха [4], при переходе между начальным и конечным состояниями $(u', v', w') \to (u'', v'', w'')$ атомной системы. Здесь $u$, v, $w$ — проекции вектора Блоха.

В данной работе рассматривается более сложный процесс — $(u', v', w') \to (u'', v'', w'') \to (u', v', w')$. Например, переход квантовой системы из чистого нижнего состояния в суперпозиционное квантовое состояние с максимальной поляризацией и возврат в исходное состояние — $(0, 0, -1) \to (0, \pm1, 0) \to (0, 0, -1)$ в течение импульса накачки. Это требование обусловлено тем, что импульсы излучения поляризации среды не должны иметь длительного «хвоста», замедляющего работу сигнального процессора и уменьшающего его тактовую частоту.

Согласно теореме площадей МакКола–Хана [4] такими свойствами обладают $0\pi$-импульс и $2\pi$-импульс. При распространении импульса в протяженной резонансной среде, каждый

атом возвращается в свое исходное (основное) состояние после окончания импульса. Однако если подходить с практической точки зрения, то нетрудно отметить преимущества 0π-импульсов перед солитонами теории самоиндуцированной прозрачности, т.е. 2π-импульсами. На практике лазерный пучок имеет конечный диаметр, поэтому волновой фронт солитона теории самоиндуцированной прозрачности должен отличаться от идеального плоского фронта, который рассматривается в классической теории теории самоиндуцированной прозрачности МакКола–Хана [4]. Как показывает обобщенная теория теории самоиндуцированной прозрачности для трехмерного случая, при распространении в протяженной резонансной среде 2π-импульс с неплоским волновым фронтом становится неустойчивым и распадается. В то же время в трехмерном случае 0π-импульс с произвольным волновым фронтом при распространении в протяженной среде изменяет форму $E(t)$, но сохраняет свою «площадь», равную 0. При распространении 0π-импульса в среде с вырожденным резонансным переходом или с переходом с неоднородным типом уширения его площадь, равная 0, также сохраняется, в отличие от 2π-импульса.

Известно [4], что произвольный импульс с начальной площадью $\theta < \pi$ асимптотически превращается в 0π-импульс при его распространении в протяженной резонансной среде [11–13]. Так как этот эффект имеет фазовую природу, то превращение входного импульса в 0π-импульс возможно в плотной резонансной среде большой длины. В газовой фазе необходимые расстояния взаимодействия составляют иногда десятки сантиметров.

0π-импульс формируется в виде длительного затухающего цуга импульсов с периодическим изменением фазы несущей на π. С физической точки зрения, это соответствует процессу многократного поглощения и периодического переизлучения среды в виде импульсов сверхизлучения без инверсии заселенностей. В связи с этим этот процесс получил название «оптический звон»[1].

Было также показано, что однофотонные входные импульсы при распространении в протяженной среде также трансформируются в однофотонные 0π-импульсы [14–15]. Однако, несмотря на простоту получения 0π-импульсов этим способом, длительный осциллирующий процесс на его заднем фронте делает его непригодным для использования в высокоскоростном сигнальном процессоре.

Формирование временных свойств лазерных импульсов может производиться и линейными оптическими системами на основе двух дифракционных решеток. Обзоры современных линейных методов формирования импульсов приведены в [16, 17]. В этом методе амплитудный спектр входного импульса $E_{\text{in}}(t)$, ограниченный его длительностью, локализуется в фокальной плоскости первой линзы. В этой плоскости расположен амплитудно-фазовый пространственный модулятор света, который модифицирует амплитудный спектр входного импульса в соответствии с его амплитудно-фазовой функцией пропускания.

Вторая линза и дифракционная решетка совмещает в пространстве фурье-компоненты модифицированного спектра для получения выходного импульса $E_{\text{out}}(t)$ необходимой формы.

Амплитудно-фазовый пространственный модулятор света может быть выполнен на основе управляемых жидкокристаллических матриц или матриц микрозеркал. Описанный метод линейного метода формирования импульса необходимой формы недавно был реализован с помощью такого модулятора в виде метаповерхности, представляющей собой поверхность с вертикально расположенными наностержнями [18].

Однако, следует заметить, что этот метод хорошо работает с фемтосекундными импульсами с широким частотным фурье-спектром и становится неэффективным в случае нано- и пикосекундных импульсов с узким спектром.

В связи с этим нами предлагается совершенно иной нелинейный метод генерации 0π-импульсов, сохраняющих малую длительность импульса накачки при малой длине нелинейного взаимодействия импульса с резонансно поглощающей средой.

Целью работы являлось исследование нелинейного эффекта самодифракции лазерного импульса с цилиндрическим волновым фронтом в протяженной резонансной среде паров рубидия, что может быть использовано в специальных задачах полностью оптической об-

[1] "Optical ringing".

работки сигналов и в квантовых технологиях для разработки новых устройств резонансной радиофотоники.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Упрощенная схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Полностью схема установки приведена в публикации [3].

Лазерный генератор импульсов выполнен по схеме «задающий генератор — усилитель». Задающий генератор TLD-799.8-14BF представляет собой непрерывный одночастотный лазерный диод с шириной линии 0,1 МГц, который может перестраиваться вблизи частоты резонансной линии $D_2$ атомов рубидия $^{87}$Rb (длина волны $\lambda = 780{,}24$ нм). Частота задающего генератора находилась на частоте резонанса линии $D_2$ $^{87}$Rb в пределах ±100 МГц и регулировалась с помощью изменения тока инжекции лазерного диода. В условиях эксперимента полная допплеровская ширина линии $D_2$ составляла $\Delta\nu_D \approx 500$ МГц.

Непрерывное излучение лазерного диода направлялось по одномодовому световоду в импульсный полупроводниковый лазерный усилитель SOA-780-14BF, который возбуждается с помощью наносекундного генератора тока. Усилитель формировал импульсы накачки с длительностью 5,15 нс и максимальной импульсной мощностью 10 мВт. Энергия импульса не превышала 40 пДж, а полная

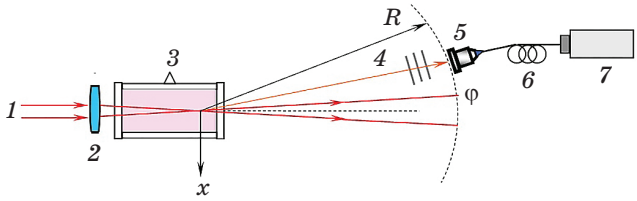


**Рис. 1.** Упрощенная схема экспериментальной установки. *1* — импульс накачки, *2* — цилиндрическая линза, *3* — ячейка с парами $^{87}$Rb, *4* — нейтральные фильтры-ослабители, *5* — коллиматор, *6* — одномодовый световод, *7* — гейгеровский лавинный фотодиод MPD PD-050-CTD-FC

**Fig. 1.** Simplified scheme of the experimental setup. (*1*) Pump pulse, (*2*) cylindrical lens, (*3*) cell with $^{87}$Rb vapor, (*4*) neutral attenuation filters, (*5*) collimator, (*6*) single-mode fiber, (*7*) Single Photon Avalanche Diode MPD PD-050-CTD-FC

«площадь» импульса составляла $\theta_{in} = 3\pi$. Частота повторения импульсов — 200 кГц.

Лазерный импульс имел линейную поляризацию, направление вектора напряженности электрического поля **E** — горизонтальное.

После усилителя излучение лазера формировалось коллиматором и имело вид параллельного гауссова пучка, имеющего диаметр 800 мкм.

Сформированный лазерный импульс накачки направлялся в ячейку, содержащую пары изотопически чистого рубидия $^{87}$Rb. Концентрация атомов Rb регулировалась температурой холодного отростка ячейки и соответствовала $N_o = 2{,}72\times10^{12}$ см$^{-3}$. Температура отростка ячейки и окон ячейки контролируется термопарами с точностью 0,1 °С. Длина ячейки — 75 мм.

Лазерный импульс фокусировался линзой на расстоянии 5 мм от выходного окна ячейки. Длина области нелинейного взаимодействия импульса накачки и атомов рубидия составляла 0,1–1 мм.

Необходимый поперечный профиль лазерного пучка накачки $f(x)$ с цилиндрическим волновым фронтом формировался в фокальной плоскости цилиндрической линзы с фокусным расстоянием 100 мм. Таким образом, на оси $x$ (рис. 1) в фокальной плоскости линзы формировался необходимый профиль лазерного пучка накачки $f(x)$ в резонансной ячейке с пара́ми рубидия.

При пространственном профиле в виде функции Гаусса размер сфокусированного пучка составлял 20 мкм по поперечной координате $x$. Распределение $f(x)$ в каустике пучка имело вид $f(x) = \exp[-(x/s)^2]$, $s = 0{,}017$ мм.

Лазерные импульсы, выходящие из резонансной среды под углом φ, направлялись коллиматором в одномодовый световод. Для этого коллиматор перемещался по окружности с радиусом $R = 500$ мм (рис. 1).

Лазерные импульсы, возникающие в результате самодифракции импульса накачки, направлялись в лавинный фотодиод для регистрации отдельных фотонов выходного импульса.

Перед коллиматором световой поток ослаблялся нейтральными фильтрами так, чтобы вероятность регистрации одного фотона не превышала 1/4–1/5 за один импульс лазера.

Импульсы от одиночных фотонов направлялись в многоканальный временной ана-

лизатор BH SPC130. Анализатор имеет 4096 временных каналов и формирует осциллограмму лазерного импульса в виде временной гистограммы зарегистрированных фотонов — распределения числа фотонов на временной канал. Временное разрешение всей системы регистрации составляло 27 пс.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

При проведении эксперимента регистрировались две гистограммы импульсов — сигнальная $S_1(t)$ (с ячейкой с парами рубидия) и опорная $S_2(t)$ (при ее отсутствии). Метод дальнейшей обработки гистограмм $S_1(t)$ и $S_2(t)$ описан в публикации [3]. При анализе экспериментальных гистограмм можно извлечь зависимость поля переизлучения поляризации среды $E_p(t)$ от времени в виде $S_1(t) - S_2(t) \approx 2E_{in}(t)E_p(t)$, где $E_{in}(t)$ — известный временной профиль импульса накачки на входе в среду.

Для данной задачи существенно, что такой метод представления экспериментальных данных позволяет определить не интенсивность $|E_p(t)|^2$, а напряженность поля поляризации среды $E_p(t)$, сохранив информацию о знаке огибающей $E_p(t)$. Таким образом, из обработанных экспериментальных данных можно определить площадь импульса $E_p(t)$.

Для моделирования эффектов самодифракции импульса были численно решены полуклассические уравнения Максвелла–Блоха, в которых заданное поле импульса накачки имело вид $E_{in}(t, x) = E_{in}(t)f(x)$. При расчетах рассматривалась резонансная двухуровневая среда с однородно уширенным переходом. В результате вычислений определялось значение функции $2E_{in}(t)E_p(t)$, аналогичной форме обработанного экспериментального сигнала.

При расчете учитывалась реалистическая форма лазерного импульса $E_{in}(t)$ накачки от времени, которая определялась через число фотонов на временной канал анализатора импульсов $E_{in}(t) \sim (N_{ph/channel})^{1/2}$. При расчетах площадь импульса накачки была равна $\theta_{in} = 3\pi$, что соответствовало экспериментальным значениям. Результаты расчетов для различных углов самодифракции $\varphi$ приведены на рис. 2. Как показывают расчеты, при нелинейном методе формирования временного профиля импульса резонансная среда может одновременно излучать $N$ когерентных резо-

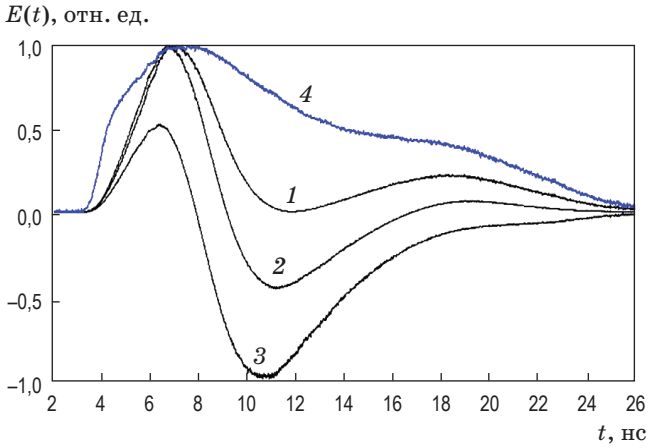


**Рис. 2.** Результаты решения уравнений Максвелла–Блоха для нормированной функции $2E_{in}(t)E_p(t)$. Регистрация импульсов $E_p(t)$ под углом $\varphi = 0{,}78°$ (площадь импульса $\theta > 0$) — *1*, под углом $\varphi = 1{,}82°$ (площадь импульса $\theta = 0$, $0\pi$–импульс) — *2*, под углом $\varphi = 2{,}86°$ (площадь импульса $\theta < 0$) — *3*, экспериментальная форма импульса $E_{in}(t)$ — *4*

**Fig. 2.** Results of solving the Maxwell–Bloch equations for the normalized function $2E_{in}(t)E_p(t)$. (*1*) Registration of pulses $E_p(t)$ at an angle $\varphi = 0.78°$ (pulse area $\theta > 0$), (*2*) at an angle $\varphi = 1.82°$ (pulse area $\theta = 0$, $0\pi$-pulse), (*3*) at an angle $\varphi = 2.86°$ (pulse area $\theta < 0$), (*4*) experimental pulse shape $E_{in}(t)$

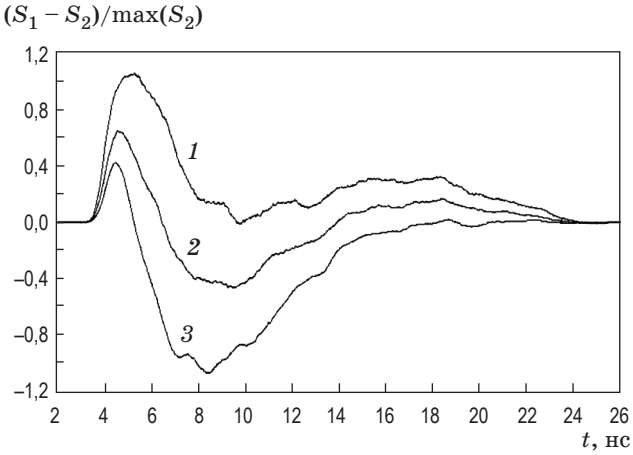


**Рис. 3.** Результаты измерения функции $2E_{in}(t)E_p(t)$. Регистрация импульсов $E_p(t)$ под углом $\varphi = 0{,}78°$ (площадь импульса $\theta > 0$) — *1*, под углом $\varphi = 1{,}82°$ (площадь импульса $\theta = 0$, $0\pi$–импульс) — *2*, под углом $\varphi = 2{,}86°$ (площадь импульса $\theta < 0$) — *3*

**Fig. 3.** Results of measuring the function $2E_{in}(t)E_p(t)$. (*1*) Registration of pulses $E_p(t)$ at an angle $\varphi = 0.78°$ (pulse area $\theta > 0$), (*2*) at an angle $\varphi = 1.82°$ (pulse area $\theta = 0$, $0\pi$-pulse), (*3*) at an angle $\varphi = 2.86°$ (pulse area $\theta < 0$)

нансных импульсов с различной площадью ($-3\pi$ ... 0 ... $3\pi$) под различными углами самодифракции $\varphi$.

Экспериментальные данные для тех же углов самодифракции приведены на рис. 3. Серия генерируемых импульсов с различной площадью была разделена по углу распространения в интервале от $-5^{\circ}$ до $+4^{\circ}$. Число зарегистрированных углов самодифракции достигало 16.

Как видно, на рис. 2 и 3 соответствующие временные профили вычисленных и измеренных функций $2E_{\text{in}}(t)E_{\text{p}}(t)$ находятся в качественном соответствии.

Важно отметить, что при таком способе формирования импульсов с требуемой площадью длительность резонансных $0\pi$-импульсов (при $\omega = \omega_{12}$) равна длительности импульса накачки, т.е. задача сохранения малой длительности импульса оказывается достигнутой.

Излучение $0\pi$-импульсов возникает в малой области нелинейного взаимодействия импульса накачки и атомной среды (на оси $x$ на рис. 1), размер которой составляет 0,1–1 мм, т.е. задача создания компактного генератора $0\pi$-импульсов также оказывается достигнутой.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что описанный нелинейный способ генерации серии импульсов с различной площадью имеет следующие возможности для управления временной формой и площадью выходного импульса:

– регулируемый поперечный профиль импульса $f(x)$,

– изменяемый профиль импульсов накачки во времени $E_{\text{in}}(t)$ и его амплитуда,

– переменный угол регистрации импульса $\varphi$.

Показано, что эффект нелинейного формирования импульсов требуемой площади наблюдается при использовании лазерных диодов малой мощности (10 мВт) и малой энергии импульса (40 пДж), что упрощает разработку прототипов новых устройств квантовой электроники для обработки оптических сигналов и управления их характеристиками во времени и пространстве.

Предложенный метод генерации $0\pi$-импульсов отличается от известных методов тем, что импульсы излучения $E_{\text{p}}(t)$ нелинейной поляризации среды возникают в малом объеме среды на коротком расстоянии (0,1–1 мм) нелинейного распространения импульса накачки.

В данной работе использовался пространственный профиль импульса в виде функции Гаусса — $f(x) = \exp[-(x/s)^2]$. Для создания произвольного профиля $f(x)$ удобно использовать компьютерные синтезированные голограммы. После расчета голограмма выводится на амплитудный или фазовый пространственный модулятор света. Примененный нами метод математического расчета компьютерных синтезированных голограмм обеспечивает возможность управления произвольной функцией $f(x)$ распределения амплитуды поля по координате $x$ с отношением интенсивностей max/min порядка $10^3$.

### СПИСОК ИСТОЧНИКОВ


1. Sarantos C.H., Heebner J.E. Solid-state ultrafast all-optical streak camera enabling high-dynamic-range picosecond recording // Opt. Lett. 2010. V. 35. № 9. P. 1389–1391. https://doi.org/10.1364/OL.35.001389
2. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Egorov V.S., et al. The new ultra high-speed all-optical coherent streak-camera // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 643. P. 012029. http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/643/1/012029
3. Bagayev S.N., Averchenko V.A., Chekhonin I.A., et al. Experimental new ultra-high-speed all-optical coherent streak-camera // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1695. P. 012129 (1–6). http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1695/1/012129
4. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978. 222 p.
5. Carvalho A.J.A., Moreira R.S.N., Ferraz J., et al. Enhanced absorption of weak ultrashort light pulses by a narrowband atomic medium // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. P. 053426. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.101.053426


### REFERENCES


1. Sarantos C.H., Heebner J.E. Solid-state ultrafast all-optical streak camera enabling high-dynamic-range picosecond recording // Opt. Lett. 2010. V. 35. № 9. P. 1389–1391. https://doi.org/10.1364/OL.35.001389
2. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Egorov V.S., et al. The new ultra high-speed all-optical coherent streak-camera // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 643. P. 012029. http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/643/1/012029
3. Bagayev S.N., Averchenko V.A., Chekhonin I.A., et al. Experimental new ultra-high-speed all-optical coherent streak-camera // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1695. P. 012129 (1–6). http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1695/1/012129
4. Allen L., Eberly J.H. Optical resonance and two-level atoms. N.Y.: Wiley, 1975. 256 p.
5. Carvalho A.J.A., Moreira R.S.N., Ferraz J., et al. Enhanced absorption of weak ultrashort light pulses by a narrowband atomic medium // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. P. 053426. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.101.053426

6. Dudovich N., Oron D., Silberberg Y. Coherent transient enhancement of optically induced resonant transitions // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 123004. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.123004
7. Dudovich N., Dayan B., Gallagher Faeder S.M., et al. Transform-limited pulses are not optimal for resonant multiphoton transitions // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 47. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.47
8. Lozovoy V.V., Dantus M. Systematic control of nonlinear optical processes using optimally shaped femtosecond pulses (review) // Chem. Phys. Chem. 2005. V. 6. P. 1970–2000. https://doi.org/10.1002/cphc.200400342
9. Архипов Р.М., Архипов М.В., Егоров В.С. и др. Излучение резонансной среды, возбуждаемое лазерным излучением с периодической фазовой модуляцией в режиме сильной связи поля и вещества // Опт. и спектр. 2019. Т. 127. № 6. С. 967–974. http://dx.doi.org/10.21883/OS.2019.12.48694.180-19
10. Bagayev S.N., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., et al. Polariton condensation, superradiance and difference combination parametric resonance in mode-locked laser // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 917. P. 062028 (1–6). https://doi.org/10.1088/1742-6596/917/6/062028
11. Crisp M.D. Distortionless propagation of light through an optical medium // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. № 16. P. 820–823. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.22.820
12. Crisp M.D. Propagation of small-area pulses of coherent light through a resonant medium // Phys. Rev. A. 1970. V. 1. № 6. P. 1604–1611. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.1.1604
13. Rothenberg J.E., Grischkowsky D., Balant A.C. Observation of the formation of the 0π pulse // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. № 6. P. 552–555. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.552
14. Costanzo L.S., Coelho A.S., Pellegrino D., et al. Zero-area single-photon pulses // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 023602. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.023602
15. Specht H., Bochmann J., Mücke M., et al. Phase shaping of single-photon wave packets // Nature Photon. 2009. V. 3. P. 469–472. https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.115
16. Monmayrant A., Weber S., Chatel B. A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2010. V. 43. P. 103001. http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/43/10/103001
17. Silberberg A. Quantum coherent control for nonlinear spectroscopy and microscopy (review) // Annu. Rev. Phys. Chem. 2009. V. 60. P. 277–292. https://doi.org/10.1146/annurev.physchem.040808.090427
18. Chen L., Zhu W., Huo P., et al. Synthesizing ultrafast optical pulses with arbitrary spatiotemporal control // Sci. Advances. 2022. V. 8. № 43. http://dx.doi.org/10.1126/sciadv.abq8314

6. Dudovich N., Oron D., Silberberg Y. Coherent transient enhancement of optically induced resonant transitions // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 123004. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.88.123004
7. Dudovich N., Dayan B., Gallagher Faeder S.M., et al. Transform-limited pulses are not optimal for resonant multiphoton transitions // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 47. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.47
8. Lozovoy V.V., Dantus M. Systematic control of nonlinear optical processes using optimally shaped femtosecond pulses (review) // Chem. Phys. Chem. 2005. V. 6. P. 1970–2000. https://doi.org/10.1002/cphc.200400342
9. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Egorov V.S., et al. Radiation of a resonant medium excited by a periodically phase-modulated laser in the regime of strong coupling between the field and the matter // Opt. Spectrosc. 2019. V. 127. № 6. P. 1062–1069. http://dx.doi.org/10.1134/S0030400X19120038
10. Bagayev S.N., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., et al. Polariton condensation, superradiance and difference combination parametric resonance in mode-locked laser // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 917. P. 062028 (1–6). https://doi.org/10.1088/1742-6596/917/6/062028
11. Crisp M.D. Distortionless propagation of light through an optical medium // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. № 16. P. 820–823. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.22.820
12. Crisp M.D. Propagation of small-area pulses of coherent light through a resonant medium // Phys. Rev. A. 1970. V. 1. № 6. P. 1604–1611. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.1.1604
13. Rothenberg J.E., Grischkowsky D., Balant A.C. Observation of the formation of the 0π pulse // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. № 6. P. 552–555. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.552
14. Costanzo L.S., Coelho A.S., Pellegrino D., et al. Zero-area single-photon pulses // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. P. 023602. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.023602
15. Specht H., Bochmann J., Mücke M., et al. Phase shaping of single-photon wave packets // Nature Photon. 2009. V. 3. P. 469–472. https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.115
16. Monmayrant A., Weber S., Chatel B. A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2010. V. 43. P. 103001. http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/43/10/103001
17. Silberberg A. Quantum coherent control for nonlinear spectroscopy and microscopy (review) // Annu. Rev. Phys. Chem. 2009. V. 60. P. 277–292. https://doi.org/10.1146/annurev.physchem.040808.090427
18. Chen L., Zhu W., Huo P., et al. Synthesizing ultrafast optical pulses with arbitrary spatiotemporal control // Sci. Advances. 2022. V. 8. № 43. http://dx.doi.org/10.1126/sciadv.abq8314

## АВТОРЫ

**Сергей Николаевич Багаев** — доктор физико-математических наук, профессор, академик РАН, научный руководитель Института лазерной физики СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия; Scopus ID: 7005032723; https://orcid.org/0000-0003-4470-2779; bagayev@laser.nsc.ru

## AUTHORS

**Sergey N. Bagaev** — Doctor of Sciences (Habilitation), Professor, Academician of the RAS, Scientific Director of the Institute of Laser Physics of the SB of the RAS, Novosibirsk, 630090, Russia; Scopus ID: 7005032723; https://orcid.org/0000-0003-4470-2779; bagayev@laser.nsc.ru

**Игорь Борисович Мехов** — доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504, Россия; Scopus ID: 6507284221; https://orcid.org/0000-0001-9699-8335; mekhov@yahoo.com

**Игорь Анатольевич Чехонин** — кандидат физико-математических наук, доцент физического факультета, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504, Россия; Scopus ID: 6602545933; https://orcid.org/0000-0001-6862-6737; chekhonin@mail.ru

**Михаил Анатольевич Чехонин** — научный сотрудник, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504, Россия; Scopus ID: 6503884312; https://orcid.org/0009-0003-0182-9267; chekhonin@bk.ru

**Igor B. Mekhov** — Doctor of Sciences (Habilitation), Senior Researcher, St. Petersburg State University, St. Petersburg, 198504, Russia; Scopus ID: 6507284221; https://orcid.org/0000-0001-9699-8335; mekhov@yahoo.com

**Igor A. Chekhonin** — PhD, Associate Professor, Faculty of Physics, St. Petersburg State University, St. Petersburg, 198504, Russia; Scopus ID: 6602545933; https://orcid.org/0000-0001-6862-6737; chekhonin@mail.ru

**Mikhail A. Chekhonin** — Researcher, St. Petersburg State University, St. Petersburg, 198504, Russia; Scopus ID: 6503884312; https://orcid.org/0009-0003-0182-9267; chekhonin@bk.ru

*Статья поступила в редакцию 30.11.2022*
*Одобрена после рецензирования 03.02.2023*
*Принята к печати 26.03.2023*

*The article was submitted to the editorial office 30.11.2022*
*Approved after review 03.02.2023*
*Accepted for publication 26.03.2023*