

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

С. Н. Багаев<sup>1</sup>, И. Б. Мехов<sup>2</sup>, И. А. Чехонин<sup>2</sup>, М. А. Чехонин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт Лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

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

Целью работы является разработка прототипов новой элементной базы резонансной радиофотоники (quantum microwave photonics) для лазерного процессинга сигналов в СВЧ области спектра. Экспериментально исследован процесс одновременного излучения  $N$  когерентных резонансных импульсов с различной площадью ( $-3\lambda \dots 0 \dots 3\lambda$ ) из короткой каустики (0.1 ... 1 мм) резонансного лазерного импульса накачки. При самодифракции импульса накачки число излучаемых сигнальных импульсов с различной площадью достигало  $N = 16$ . Импульсы были разделены по углу распространения в интервале  $[-5^\circ \dots +4^\circ]$ . В проведённых экспериментах показано, что эффект резонансной самодифракции короткого импульса может использоваться в качестве метода шейпинга площади импульса. Импульс накачки имел сходящийся цилиндрический волновой фронт в парах  $^{87}\text{Rb}$  (резонансный переход  $D_2$ , длина волны 780,24 нм). Импульсная мощность лазера не превышала 8,5 мВт при длительности импульса 4–5 нс, временное разрешение системы регистрации — 27 пс. Система регистрации позволяла регистрировать не только временной профиль поля излучения поляризации среды  $E_p(t)$ , но также её знак. В каустике лазерного импульса накачки  $E(t, x) = E(t) \cdot f(x)$  пространственный профиль поля имел вид функции Гаусса:  $f(x) = \exp[-(x/s)^2]$ ,  $s = 0,017$  мм. Обсуждается эффективность применения разработанных нами компьютерных синтезированных голограмм (CGH) для создания произвольного пространственного профиля импульса накачки  $f(x)$ . Случаю нулевой площади импульса соответствует процесс нелинейной генерации 0п-импульса с ненулевой энергией. Отмечается, что такой способ генерации 0п-импульса на малой длине нелинейного взаимодействия со средой предложен впервые.

*Ключевые слова:* Самодифракция, Площадь импульса, Радиофотоника, Компьютерная синтезированная голограмма.

*Цитирование:* Багаев, С. Н. Одновременная генерация  $N$  когерентных импульсов с различной площадью при самодифракции в парах  $^{87}\text{Rb}$  / С. Н. Багаев, И. Б. Мехов, И. А. Чехонин, М. А. Чехонин // HOLOEXPO 2022: XIX Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — Барнаул: ИП Колмогоров И. А., 2022. — С. 46–51.

## Введение

Проблема быстрой угловой развёртки лазерного излучения является одной из сложных задач управления параметрами лазерного излучения [1]. В [2–3] нами был предложен новый принцип контроля угла распространения лазерного излучения в течение короткого импульса накачки вследствие динамики светоиндуцированной дифракционной решётки резонансной поляризации среды (Раби-дефлектор или Раби-шейпер). В таком методе пространственный период решётки поляризации среды изменяется во времени и управляется текущей "площадью" импульса накачки  $\theta_{in}(t)$ .

Как известно, лазерные импульсы с шейпированной во времени амплитудой, частотой, фазой и волновым вектором  $K$  возбуждают атомы и молекулы более эффективно [4], что может быть использовано в задачах полностью оптического сигнального процессинга и в квантовых технологиях. Обзор современных линейных методов шейпирования импульсов приведен в [5].

В данной работе представлено исследование нелинейного преобразования формы и площади импульса вследствие эффектов самодифракции лазерного импульса накачки с цилиндрическим волновым фронтом в резонансной среде паров рубидия. Преобразование площади выходного импульса происходит в широком диапазоне ( $-3\pi \dots 0 \dots 3\pi$ ). Серия  $N$  выходных импульсов может быть легко разделена по величине их площади благодаря различию их углов самодифракции  $\varphi$  в резонансной среде.

$2\pi$ -импульсы и  $0\pi$ -импульсы являются классическими объектами резонансной атомной оптики. Согласно теории самоиндуцированной прозрачности МакКола–Хана, их площадь сохраняется при распространении в резонансной среде. После прохождения импульса атомная система возвращается в своё исходное состояние. Это свойство очень важно для задач оптического сигнального процессинга, т.к. в этом случае предельная частота следования обрабатываемых сигналов ограничивается только их длительностью.

Однако, у  $0\pi$ -импульсов есть несколько замечательных свойств, которые отсутствуют у  $2\pi$ -импульсов. В случае, когда волновой фронт  $2\pi$ -импульса отличается от плоского фронта, он теряет устойчивость при распространении в среде на большие расстояния. В тоже время,  $0\pi$ -импульс может иметь произвольный волновой фронт при сохранении устойчивости.

$0\pi$ -импульсы также устойчивы к вырождению резонансного перехода и наличию у перехода неоднородного уширения.

Теория превращения импульса малой площади в  $0\pi$ -импульс была приведена в [6] и подтверждена многочисленными экспериментами с классическими полями, см., например, [7]. Впоследствии образование резонансных  $0\pi$ -импульсов наблюдалось для однофотонных волновых пакетов [8, 9]. Преобразование импульса малой площади в  $0\pi$ -импульс при распространении в резонансной среде является квазилинейным фазовым эффектом и требует большой длины взаимодействия и плотности атомов резонансной среды  $N_0$ .

В данном докладе мы демонстрируем новый нелинейный метод шейпирования импульсов с использованием эффектов нелинейной самодифракции импульсов в резонансных средах [2, 3].

## 1. Экспериментальная установка

Описание экспериментальной установки и метода обработки сигналов приведено в [3].

Лазер накачки состоит из непрерывного одночастотного лазерного диода с шириной линии генерации 100 кГц, который может перестраиваться вблизи частоты резонансной линии  $D_2$   $^{87}\text{Rb}$  ( $\lambda = 780.24$  нм). Дискретная перестройка частоты генерации в пределах  $\pm 100$  МГц в окрестности линии  $D_2$   $^{87}\text{Rb}$  производится изменением тока инжекции задающего лазерного диода с помощью программируемого в LabVIEW DAQ-устройства NI USB-6363.

Лазерный диод является задающим генератором для импульсного лазерного усилителя.

Полупроводниковый лазерный усилитель возбуждается наносекундным генератором тока. На выходе усилителя формируется лазерный импульс с длительностью 5.15 нс и мощностью 10 мВт с частотой повторения импульсов 200 кГц. Таким образом, энергия импульса не превышает 40 пДж.

Площадь импульса накачки была равна  $\theta_{in} = 3\lambda$ .

Параллельный гауссовый пучок диаметром 800 мкм фокусируется цилиндрической линзой с фокусным расстоянием 100 мм. В фокальной плоскости линзы формируется необходимый профиль лазерного пучка накачки  $E(x)$  в резонансной ячейке с парами рубидия.

В случае профиля в виде функции Гаусса, его размер по координате  $x$  составляет 20 мкм, распределение  $E(x)$  в каустике пучка имеет вид:  $E(x) = E_0 \cdot \exp[-(x/s)^2]$ ,  $s = 0,017$  мм.

Лазерный импульс накачки распространяется в ячейке с изотопически чистым рубидием  $^{87}\text{Rb}$ . Концентрация атомов Rb составляет  $N_0 = 2,72 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

В эксперименте генерация Оп-импульсов происходила на малом расстоянии нелинейного взаимодействия со средой – 0.1...1 мм.

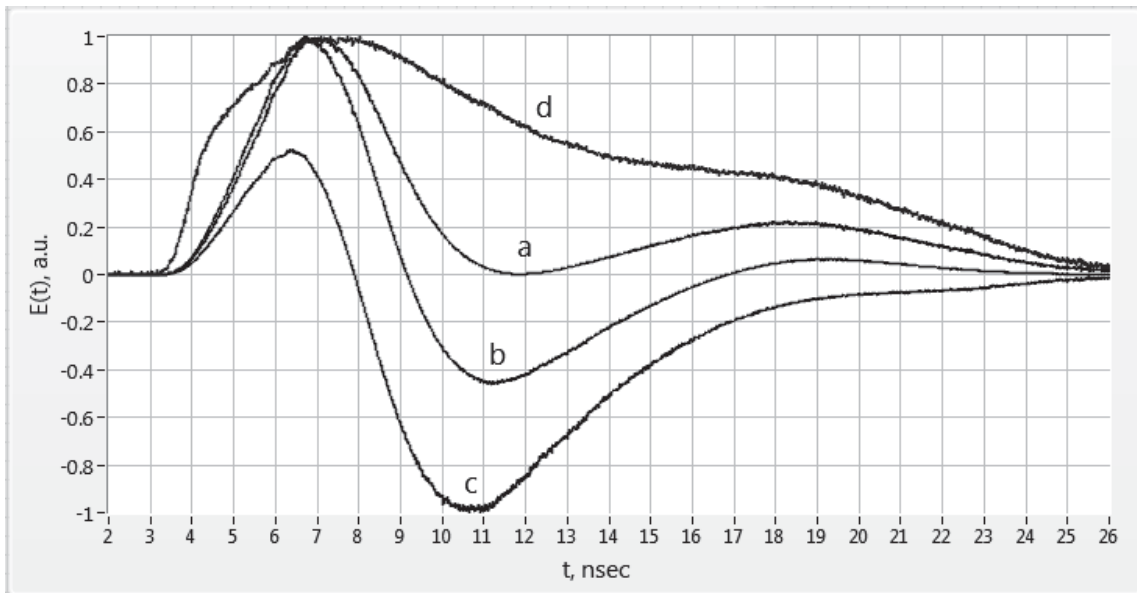
Излучение, выходящее из ячейки под различными углами дифракции  $\varphi$ , фокусируется коллиматором в одномодовый световод диаметром 10 мкм и затем направляется в Single Photon Avalanche Diode (SPAD).

Импульсы от одиночных фотонов, сформированные SPAD, поступают в многоканальный временной анализатор, который формирует временную гистограмму зарегистрированных фотонов – число фотонов на временной канал. Число каналов – 4096. Временное разрешение всей системы регистрации определяется временным разрешением применённого SPAD и составляет 27 пс.

## 2. Полученные результаты

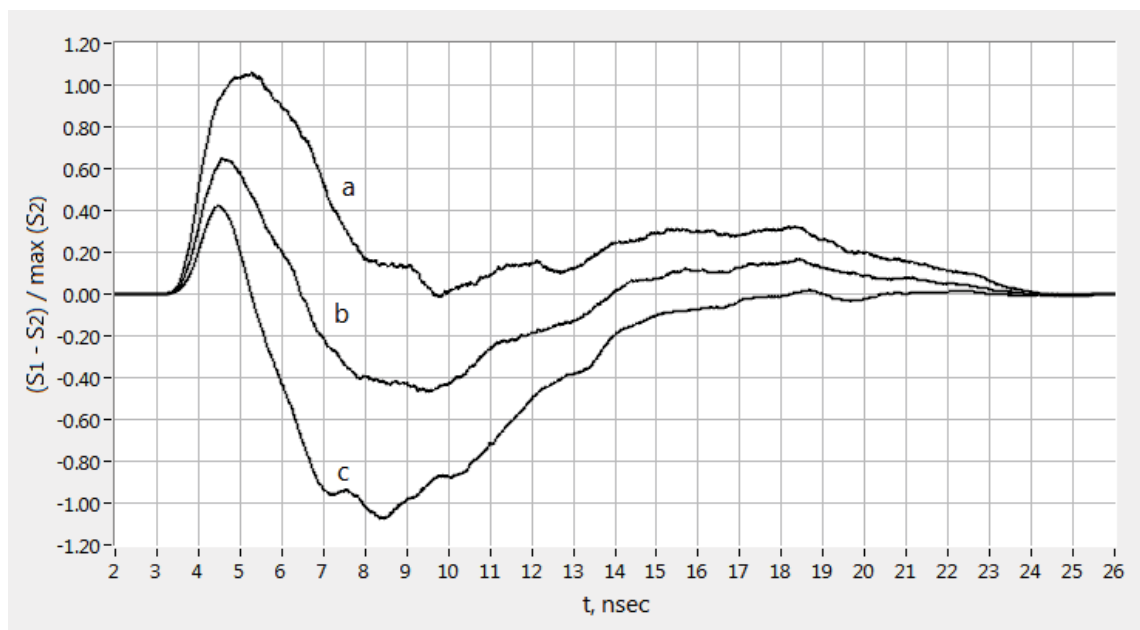
После обработки временных гистограмм зарегистрированных фотонов можно получить форму импульса  $E_p(t)$  и площадь импульса излучения резонансной поляризации среды в форме сигнала  $S_1(t) - S_2(t) \approx 2 \cdot E_{in}(t) \cdot E_p(t)$  [3]. Важно отметить, что применённый метод обработки экспериментальных сигналов позволяет выделить поле излучения поляризации среды  $E_p(t)$  с учётом её знака.

Нами также были выполнены вычисления по моделированию работы прототипа Раби-шейпера. Для этого численно решались полуклассические уравнения Максвелла–Блоха для модели резонансной двухуровневой среды с переходом с однородным типом уширения и заданным пространственным профилем поля накачки  $E_{in}(t, x) = E_{in}(t) \cdot G(x)$ .



- (a) угол дифракции  $\varphi = 0.78^\circ$  (импульс с положительной площадью)
- (b)  $\varphi = 1.82^\circ$  (0л-импульс)
- (c)  $\varphi = 2.86^\circ$  (импульс с отрицательной площадью)
- (d) реалистическая форма импульса  $E_{in}(t)$ ,  $E_{in}(t) \sim (N_{ph}/channel)^{1/2}$

**Рис. 1.** Вычисленная нормированная величина  $2E_{in}(t) \cdot E_p(t)$ .



- (a) угол дифракции  $\varphi = 0.78^\circ$  (импульс с положительной площадью); (b)  $\varphi = 1.82^\circ$  (0л-импульс)
- (c)  $\varphi = 2.86^\circ$  (импульс с отрицательной площадью)

**Рис. 2.** Измеренная величина  $2 \cdot E_{in}(t) \cdot E_p(t)$

На рисунках 1 и 2 приведены примеры результатов численного расчета для реалистичной формы импульса резонансной накачки  $E_{in}(t) \sim (N_{ph}/channel)^{1/2}$  и соответствующие результаты экспериментального наблюдения нелинейной трансформации формы выходных импульсов для различных углов самодифракции  $\varphi$  в резонансной среде паров  $^{87}\text{Rb}$ .

Есть основания полагать, что существует хорошее качественное соответствие между расчётными и экспериментальными данными.

## Заключение

Таким образом, показано, что нелинейный когерентный Раби-шейпер обладает следующими степенями свободы для управления временным профилем и площадью классических и однофотонных волновых пакетов в широких пределах:

- амплитуда импульса накачки, его пространственный профиль  $E_{in}(x)$ ;
- временной (амплитудно-фазовый) профиль импульсов накачки  $E_{in}(t)$ ;
- угол дифракции  $\varphi$ .

Нелинейная генерация  $0\pi$ -импульсов в предложенном методе происходит на малом расстоянии (0.1...1 мм) нелинейного взаимодействия импульса накачки  $E_{in}(t)$  с резонансной средой.

## Благодарность

Работа поддержана Российским научным фондом, проект № 17–19–01097.

## Список источников

- [1] **Sarantos, C. H.** Solid-state ultrafast all-optical streak camera enabling high-dynamic-range picosecond recording / C. H. Sarantos, J. E. Heebner // *Opt. Lett.* — 2010. — Vol. 35. — № 9. — P. 1389-1391.
- [2] **Arkhipov, R. M.** The new ultra high-speed all-optical coherent streak-camera / R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, V. S Egorov, I. A. Chekhonin, M. A. Chekhonin, S. N. Bagayev // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2015. — Vol. 643. — P. 012029.
- [3] **Bagayev, S. N.** Experimental new ultra-high-speed all-optical coherent streak-camera / S. N. Bagayev, V. A. Averchenko, I. A. Chekhonin, M. A. Chekhonin, I. M. Balmaev, I. B. Mekhov // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2020. — Vol. 1695. — P. 012129.
- [4] **Dudovich, N.** Coherent transient enhancement of optically induced resonant transitions / N. Dudovich, D. Oron, Y. Silberberg // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 88. — № 12. — P. 123004-1.
- [5] **Monmayrant, A.** A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization / A. Monmayrant, S. Weber, B. Chatel // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* — 2010. — Vol. 43. — P. 103001.
- [6] **Crisp, M. D.** Propagation of small-area pulses of coherent light through a resonant medium / M. D. Crisp // *Phys. Rev. A.* — 1970. — V. 1. — № 6. — P. 1604-1611.
- [7] **Rothenberg, J. E.** Observation of the formation of the  $0\pi$  pulse / J. E. Rothenberg, D. Grischkowsky, A. C. Balant // *Phys. Rev. Lett.* — 1984. — Vol. 53. — № 6. — P. 552-555.
- [8] **Costanzo, L. S.** Zero-area single-photon pulses / L. S. Costanzo, A. S. Coelho, D. Pellegrino et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Vol. 116. — P. 023602.
- [9] **Specht, H.** Phase shaping of single-photon wave packets / H. Specht, J. Bochmann, M. Mücke et al. // *Nature Photon.* — 2009. — Vol. 3. — P. 469-472.

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

*S. N. Bagayev<sup>2</sup>, I. B. Mekhov<sup>1</sup>, I. A. Chekhonin<sup>1</sup>, M. A. Chekhonin<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia

<sup>2</sup> Institute of Laser Physics, Novosibirsk, Russia

The goal of this work is the development of prototypes of a new element basis of resonant quantum microwave photonics for laser signal processing in the super high frequency range (microwave range). We study experimentally a process of simultaneous radiation of  $N$  coherent resonant pulses of various areas ( $-\pi \dots 0 \dots \pi$ ) from the short caustics (0.1 ... 1 mm) of the resonant laser pump pulse. During the self-diffraction of the pump pulse, the number of radiating signal pulses of various areas reached the value of  $N = 16$ . The pulses were separated by the propagation angle in the range of  $[-5^\circ \dots +4^\circ]$ . In our experiments, we have shown that the effect of resonant self-diffraction of a short pulse can be used as method for pulse area shaping. The pump pulse has a converging cylindrical wave front in  $^{87}\text{Rb}$  vapours (the  $D_2$  resonant transition of the 780.24 nm wavelength). The pulse laser power did not exceed 8.5 mW at the pulse duration of 4–5 ns, the temporal resolution of the system was 27 ps. The recording system enabled registering not only the temporal profile of the field  $E_p(t)$  radiated by the matter polarisation, but the sign of this field as well. In the caustics of the pump laser pulse  $E(t,x) = E(t) \cdot f(x)$ , the spatial profile of the field had a Gaussian form  $f(x) = \exp[-(x/s)^2]$ ,  $s = 0.017$  mm. We discuss the efficiency of application of the developed computer-generated holograms (CGH) for creating an arbitrary spatial profile of the pump pulse  $f(x)$ . The nonlinear process of the  $0\pi$ -pulse generation of a non-zero energy corresponds to the case of a pulse with zero area. We underline that we suggested for the first time such a method to generate  $0\pi$ -pulses at a short propagation distance.

*Keywords:* Self-diffraction, Pulse area, Quantum microwave photonics, Computer-generated hologram.