

УДК 535.3

ДИЗАЙН СТРУКТУРЫ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКОН ДЛЯ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ОДНОФОТОННЫХ СОСТОЯНИЙ

© 2019 г. И. А. Чуприна^{1, *}, И. З. Латыпов^{1, 2}

¹Казанский физико-технический институт имени Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение
Федерального государственного бюджетного учреждения науки “Федеральный исследовательский центр
“Казанский научный центр Российской академии наук”, Казань, Россия

²Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия

*E-mail: bibidey@mail.ru

Предложены структуры фотонно-кристаллических волокон для приготовления широкополосных однофотонных состояний с помощью процесса спонтанного четырехволнового смешения. Проведено математическое моделирование новых типов структур, рассчитаны спектральные и корреляционные характеристики генерируемых состояний.

DOI: 10.1134/S0367676519010289

ВВЕДЕНИЕ

Устройства, позволяющие генерировать однофотонные состояния с заданными и стабильными во времени характеристиками являются основой для большого класса устройств квантовых информационных технологий. Возможность применения однофотонных источников определяется соответствием его характеристик заданным требованиям [1]. Наиболее перспективные применения однофотонных источников связаны с реализацией алгоритмов квантовых вычислений, квантовой памяти, квантовых повторителей, квантовой связи (необходимых для построения масштабируемых квантовых сетей с абсолютной степенью секретности) и других приложений квантовой метрологии и квантовой информатики.

Одним из эффективных и широко развитых методов генерации двухфотонных и однофотонных состояний являются процессы спонтанного параметрического рассеяния (СПР) и спонтанного четырехволнового смешения (СЧВС). В процессе СПР и СЧВС генерируются неклассические двухфотонные состояния света. Коррелированная пара фотонов позволяет реализовать схему однофотонного источника с оповещением. При детектировании одного фотона из пары (оповещающего фотона) можно рассчитать вероятность наличия второго фотона (сигнального) на выходе однофотонного источника в определенный момент времени. Основными достоинствами данного метода являются стабильность характеристик генерируемых состояний во времени при комнатной температуре; широкие воз-

можности перестройки длины волны и ширины спектра при управлении параметрами лазерной накачки и среды генерации; низкий вклад многофотонных состояний при высокой спектральной яркости (скорость генерации фотонов на спектральный интервал). К основным недостаткам данного метода можно отнести случайный характер генерации однофотонных состояний во времени (отсутствии детерминированности); наличие корреляции между сигнальным и холостым фотоном (генерируемое однофотонное состояние не является чистым). Наличие корреляции вызвано особенностью процесса двухфотонной генерации, то есть в процессе СПР и СЧВС рождаются смешанные однофотонные состояния. Это значит, что генерируемая пара фотонов обладает пространственной, поляризационной и частотной корреляциями. Для получения чистого однофотонного состояния необходимо “очистить” фотоны по всем параметрам корреляций. Использование волоконных сред для генерации пар фотонов позволяет устранить все виды корреляций, кроме частотной (спектральной) корреляции между сигнальным и холостым фотоном. Такая процедура заключается в подборе параметров нелинейной среды и лазерной накачки для получения специальных условий синхронизма и является актуальной проблемой в создании однофотонного источника.

Одномодовые волноводные структуры имеют ряд преимуществ перед другими средами: возможность генерации в одну пространственную моду; возможность использования протяженных

сред (от одного до нескольких метров длиной) для генерации пар фотонов, что позволяет повысить эффективность генерации; высокая степень согласования с волоконными сетями и волоконными квантовыми информационными устройствами. Фотонно-кристаллические волокна (ФКВ) обладают большим потенциалом и широко применяются для генерации коррелированных пар фотонов в процессе СЧВС с помощью спектрально-ограниченных лазерных импульсов [1, 2]. Дизайн структуры таких волокон, как правило, создается для получения специфических профилей дисперсии и применяется для генерации супер континуума, в фемтосекундных лазерах и пр. В данной работе предложен и проанализирован новый дизайн структуры ФКВ, с плоским профилем дисперсии, оптимизированный для генерации широкополосных однофотонных состояний. Данная структура может быть использована для генерации ультракоротких широкополосных однофотонных состояний света.

СПОНТАННОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ В ВОЛОКНЕ

С точки зрения квантовой электродинамики процесс спонтанного четырехволнового смешения (СЧВС) может быть определен как виртуальное поглощение двух фотонов накачки p с последующей генерацией пары фотонов (бифотон), называемых сигнальным s и холостым i [1]. Четырехволновое смешение является спонтанным, если в один момент времени в среде рождается только одна пара фотонов. Для заданных свойств волоконной структуры и накачки лазерного излучения длины сигнальной и холостой волн, генерируемые в процессе СЧВС, определяются условиями фазового синхронизма и законом сохранения энергии (формулы 1 и 4).

$$2w_p = w_s + w_i. \quad (1)$$

В фотонно-кристаллических волокнах, используемых для генерации пар фотонов через СЧВС, нелинейное взаимодействие осуществляется в кварцевой сердцевине волокна, а оболочка представляет собой периодическую двумерную структуру, состоящую из отверстий различной формы, заполненных газом с другим показателем преломления.

Состояние двухфотонного поля, генерируемое спонтанным четырехволновым смешением в оптическом волокне длиной L , описывается функцией состояния [3, 4]:

$$|\Psi\rangle = |0\rangle_s |0\rangle_i + \kappa \iint dw_s dw_i F(w_s, w_i) |w_s\rangle_s |w_i\rangle_i, \quad (2)$$

где κ – константа, характеризующая эффективность генерации (линейно пропорциональна длине волокна, амплитуде электрического поля для каждого из полей накачки и зависит от относительных

поляризации полей накачки и сгенерированных пар); $F(w_s, w_i)$ – функция спектральной амплитуды бифотона (сигнального и холостого фотона), которая описывает спектральные и корреляционные свойства сгенерированной фотонной пары. Функция совместной спектральной амплитуды может быть выражена следующим образом:

$$F(w_s, w_i) = \int dw' \alpha_1(w') \alpha_2(w_s + w_i - w') \times \sin c \left[\frac{L}{2} \Delta k(w', w_s, w_i) \right] \exp \left[i \frac{L}{2} \Delta k(w', w_s, w_i) \right], \quad (3)$$

где $\alpha_{1,2}(w)$ – спектральные амплитуды накачки; $\Delta k(w', w_s, w_i)$ – функция фазового синхронизма, которая в случае двухфотонной накачки одной поляризации для сигнального и холостого поля задается формулой

$$\Delta k(w_p, w_s, w_i) = k(w_p) + k(w_s + w_i - w_p) - k(w_s) - k(w_i) - \gamma P, \quad (4)$$

$$k_q = \frac{\omega_q n^{eff}(\omega_q)}{c}, q = p, s, i, \quad (5)$$

где P – пиковая мощность лазерного импульса, γ – нелинейный коэффициент, определяемый физическими свойствами волокна и параметрами собственной моды [6]. Как правило, в процессе СЧВС пиковая мощность импульса мала, и вклад члена γP в выражении (4) пренебрежимо мал. Ограничение сохранения энергии определяется аргументом второго члена для фазовой расстройки в выражении (3). Факторизованное состояние, при котором между фотонами в паре отсутствуют все виды корреляции, определяется функцией спектральной амплитуды $F(w_s, w_i)$, которую можно представить как произведение двух функций $F(w_s, w_i) = S(w_s)I(w_i)$, где функции $S(w_s)$ и $I(w_i)$ являются собственными функциями сигнального и холостого фотона соответственно.

СПОНТАННОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ В ВОЛОКНЕ

Для определения спектральных и корреляционных характеристик, генерируемых в процессе СЧВС двух фотонных полей, необходимы точные значения показателей преломления и дисперсии собственных мод фотонно-кристаллических волокон на длинах, участвующих в параметрических процессах. Сложная и объемная структура фотонно-кристаллических волокон, как правило, не позволяет получить аналитических решений для поиска и расчета собственных мод. Поэтому значения эффективного показателя преломления, дисперсионных и других характеристик фотонно-кристаллических волокон рассчитываются методом численных решений уравнений Максвелла. В данной работе моделирование осуществлялось в программной среде Lumerical mode solutions.

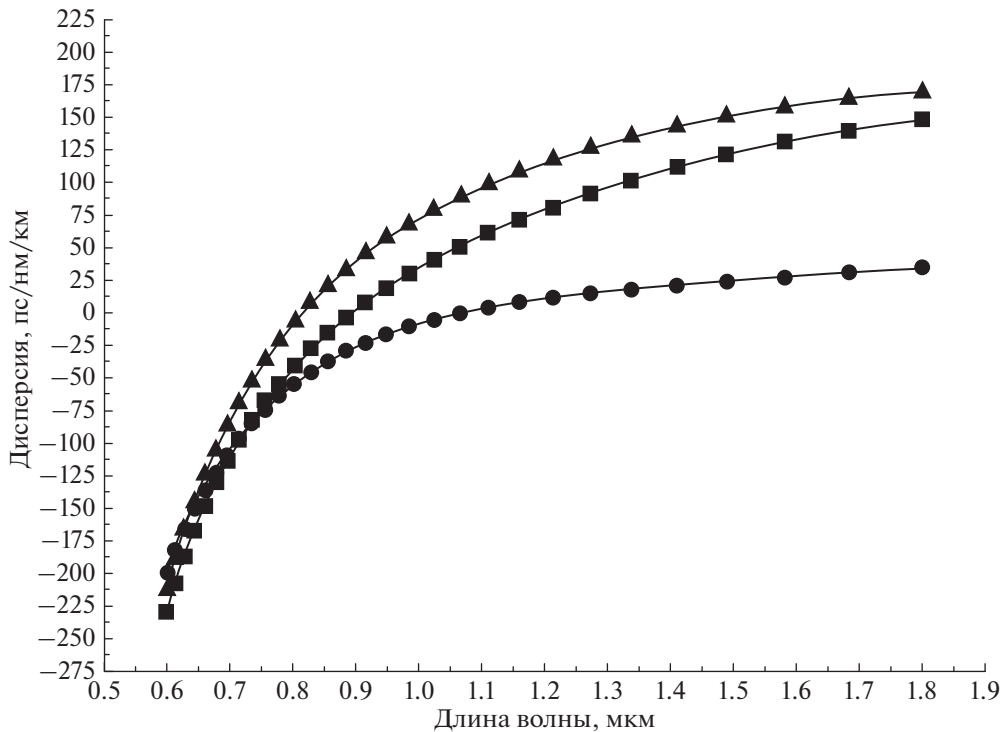


Рис. 1. Дисперсия для различных структур волокна: треугольники — стандартное волокно с нулевой дисперсией на 800 нм; квадраты — аналогичное волокно с отверстием в центре сердцевины диаметром 260 нм; круги — аналогичное волокно с диаметром 500 нм.

Результаты моделирования фотонно-кристаллического волокна с нулевой дисперсией на 800 нм (аналог коммерческого волокна NL-800), перспективного с точки зрения генерации факторизованных пар фотонов в процессе СЧВС, приведены в работе [7], где были определены параметры, при которых спектральная корреляция минимальна.

Спектральная ширина пар фотонов, генерируемых в процессе СЧВС, зависит от ширины импульса накачки и дисперсии на длинах волн накачки, сигнального и холостого фотонов. Как показывают расчеты, для структуры волокна с “плоским” профилем дисперсии (уменьшение величины дисперсии в широком диапазоне длин волн) спектральная ширина сигнального и холостого фотонов становится шире, при этом длительность однофотонного импульса становится короче (спектрально-ограниченные импульсы).

Для получения структур с плоским профилем дисперсии, оптимизированных для генерации широкополосных пар фотонов, было проведено моделирование большого класса волокон с нулевой дисперсией на 750, 800, 890 и 1040 нм. В данные структуры добавлялись “дефекты” в виде отверстий в сердцевине волокна с различной формой и показателем преломления. Для каждой структуры находились собственные моды (близкие к гауссовой моде) и дисперсия. Таким обра-

зом, в моделировании изменялись параметры: размер отверстий; показатель преломления внутри отверстия; форма отверстий. Для различных комбинаций данных параметров были рассчитаны дисперсионные характеристики и совместные спектральные амплитуды генерируемых фотонов.

Наиболее показательный результат приведен на рис. 1, где изображены дисперсионные кривые для трех различных структур: коммерческое волокно с нулевой дисперсией на 800 нм; аналогичное по структуре волокно, но с отверстием диаметром 260 нм в центре сердцевины; аналогичное по структуре волокно, но с отверстием диаметром 500 нм. В последнем случае наблюдается значительное снижение уровня дисперсии в широком диапазоне длин волн.

На рис. 2 представлена совместная спектральная амплитуда пары фотонов, показывающая зависимость длины волны сигнального фотона от длины волны холостого фотона. Рис. 2а получен для случая коммерческого волокна с нулевой дисперсией на 800 нм и имеет ширину спектра сигнального фотона $\Delta\lambda = 3.4$ нм (при заданных параметрах лазера накачки и длине волокна $l = 1$ м). На рис. 2б представлена совместная спектральная амплитуда для аналогичного волокна с отверстием диаметром 500 нм. Ширина спектра (при аналогичных параметрах) в данном случае составила

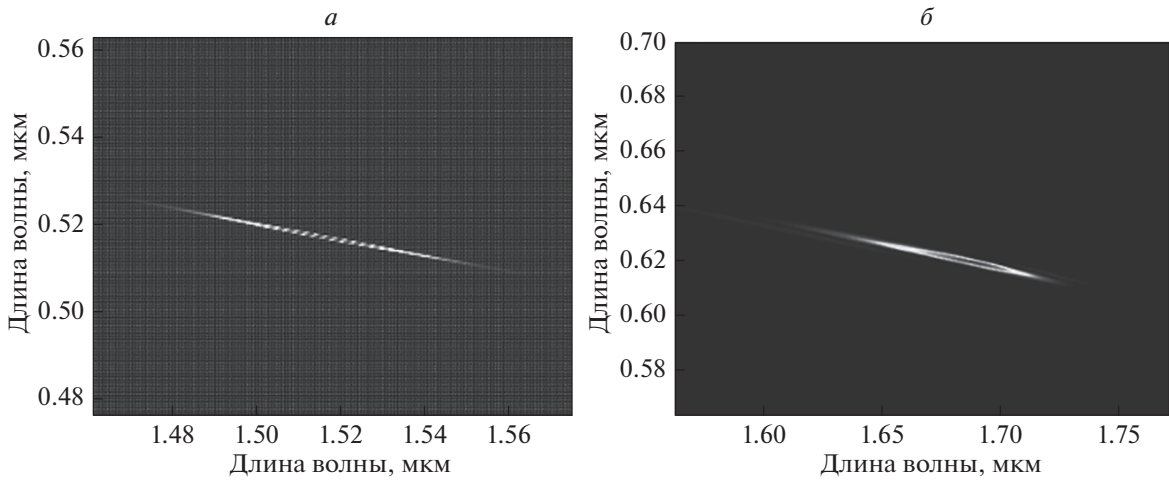


Рис. 2. Совместная спектральная амплитуда для сигнального (ось ординат) и холостого (ось абсцисс) фотонов: *a* – стандартное волокно, *б* – волокно с отверстием с диаметром 500 нм.

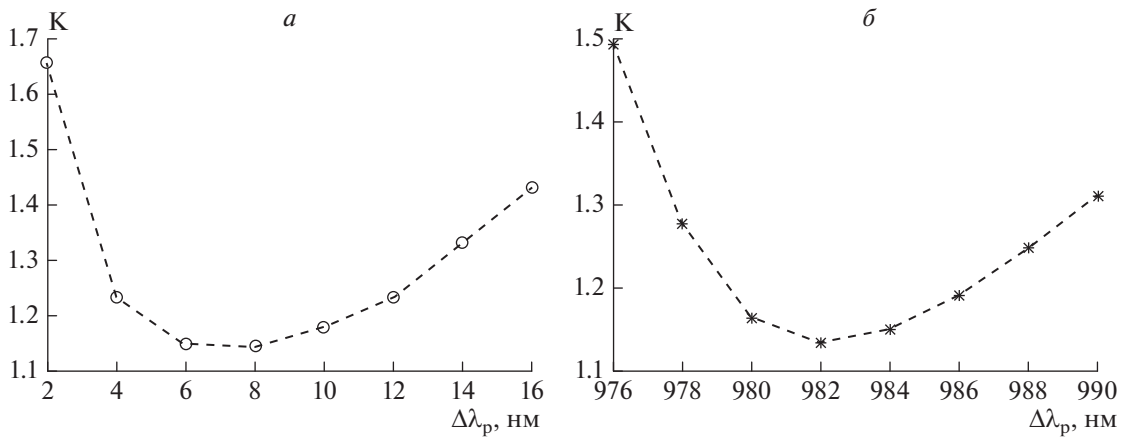


Рис. 3. Зависимость числа Шмидта от длины волны накачки (*a*) и ширины спектральной линии накачки (*б*) для фотонно-кристаллического волокна с нулевой дисперсией на 1040 нм.

$\Delta\lambda = 12$ нм. Таким образом, данный дизайн структуры волокна позволяет значительно увеличить ширину спектральной линии сигнального фотона. Для волокон с нулевой дисперсией на других длинах волн также наблюдалась данная зависимость, но величина уширения была меньше.

Также рассмотрена возможность факторизации функции сигнального и холостого фотонов для волокна с нулевой дисперсией на 1040 нм (аналог коммерческого волокна SC-1040). Было проведено моделирование данного волокна и получена зависимость показателя преломления и дисперсии от длины волны для собственной моды волокна.

Для оценки степени спектральной корреляции однофотонных состояний был развит метод разложения функции спектральной амплитуды F

двухфотонного состояния в моды Шмидта. Если исходный вектор состояния равен:

$$|\psi\rangle = |0\rangle + \iint F(\omega_i, \omega_s) a^+(\omega_i) a^+(\omega_s) d\omega_i d\omega_s, \quad (6)$$

тогда разложение Шмидта имеет вид:

$$F(\omega_i, \omega_s) = \sum_n \sqrt{\lambda_n} \alpha_n(\omega_i) \beta_n(\omega_s), \quad \sum_n \lambda_n = 1, \quad (7)$$

где $\alpha_n(\omega_i)$ и $\beta_n(\omega_s)$ – функции (моды) Шмидта, а λ_n – коэффициенты разложения по модам Шмидта [9]. В случае чистого (факторизованного) состояния в разложении Шмидта остается только одна мода, при этом число Шмидта равняется единице. Таким образом, расчет числа Шмидта для режима генерации СЧВС дает оценку “чистоты” однофотонного состояния. На рис. 3 приведена зависимость числа Шмидта K от длины волны накачки (при длительности импульса 150 фс и спектраль-

ной ширине 6 нм) и ширины импульса накачки. На обоих графиках присутствует локальный минимум, который соответствует минимальной спектральной корреляции между сигнальным и холостым фотоном и является наиболее перспективным с точки зрения генерации факторизованных однофотонных состояний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе впервые предложен дизайн структуры фотонно-кристаллических волокон, оптимизированной под генерацию широкополосных пар фотонов в процессе спонтанного четырехволнового смешения. Для волокна с нулевой дисперсией на 800 нм найдена структура, соответствующая значительному уширению спектра. Для волокна с нулевой дисперсией на длине волны 1040 проведена оптимизация по длине волны накачки и ширине импульса с целью уменьшения спектральной корреляции и генерации чистых однофотонных состояний.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант РФФИ № 16-

02-00972-а) и темой государственного задания № АААА-А18-118030690040-8 (расчет волокна с нулевой дисперсией на 1040 нм).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Migdall A., Polyakov S.V., Fan J., Bienfang J.C.* Single-Photon Generation and detection. *Experim. Methods in the Phys. Sci.* Oxford: Elsevier, 2013. 624 p.
2. *Garay-Palmett K. et al.* // *Opt. Express* 2007. V. 15(22). P. 14870.
3. *Mandel F., Wolf E.* *Optical Coherence and Quantum Optics.* Cambridge: University Press, 1995. 1190 p.
4. *Chen X.Li, Kumar P.* // *Phys. Rev. A.* 2005. V. 73. P. 033801.
5. *Agrawal G.P.* *Nonlinear Fiber Optics.* 4th Ed. Oxford: Elsevier, 2007.
6. *McKinstrie C.J., Kogelnik H. et al.* // *Intern. J. Engineer. and Advanc. Techn.* 2014. V.15. P. 8516.
7. *Talipov A.A., Latypov I.Z. et al.* // *Nanosyst.: phys., chem., mathem.* 2017. V. 8(3). P. 347.
8. *Law Sh.C.K., Walmsley I.A., Eberly J.H.* // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 5304.