

## СЖАТИЕ КВАНТОВЫХ ШУМОВ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ЦИНК-ТЕЛЛУРИТНОМ ВОЛОКНЕ

А. А. Сорокин<sup>1</sup>, В. В. Дорофеев<sup>1,2</sup>, С. Е. Моторин<sup>1,2</sup>, Г. Лойхс<sup>1</sup>

*Получение неклассических многофотонных состояний света со сжатыми квантовыми флуктуациями востребовано для различных сверхточных измерений. В данной работе для сжатия квантовых шумов оптических сигналов предложено использовать волокно из модифицированного висмутом цинк-теллуридного стекла с высокой керровской нелинейностью. Мы экспериментально изготовили такое волокно, и с помощью численного моделирования нелинейной эволюции непрерывного лазерного сигнала с учетом характеристик волокна для оптимальных параметров теоретически продемонстрировали сжатие шумов лучше, чем  $-15$  дБ.*

**Ключевые слова:** сжатие квантовых шумов, керровская нелинейность, оптическое волокно, стохастическое нелинейное уравнение Шредингера, модифицированные висмутом цинк-теллуридные стекла.

*Введение.* В настоящее время получение неклассических многофотонных состояний света со сжатыми квантовыми флуктуациями – широко востребованная задача [1]. Формирование сжатого света – состояния, для которого флуктуации одной из квадратурных компонент поля меньше стандартного квантового предела – осуществляется за счет увеличения флуктуаций для другой квадратуры при распространении в нелинейной среде [1]. Сжатый свет может быть получен из оптических параметрических систем, оптических волокон с керровской нелинейностью, атомных ансамблей или полупроводниковых лазеров и др. [1]. В случае среды с керровской нелинейностью сжатие квантовой неопределенности происходит для квадратуры, повернутой под некоторым

<sup>1</sup> Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, 603950 Россия, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: arsorok1997@yandex.ru.

<sup>2</sup> Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Десятых РАН, 603950 Россия, Нижний Новгород, ул. Тропинина, 49.

углом в фазовом пространстве комплексных амплитуд светового поля [1]. Подобные состояния находят применения в прецизионной квантовой метрологии, квантовых сетях, при детектировании гравитационных волн [1, 2]. Создание источников с сильным сжатием квантовых шумов (лучше  $-10$  дБ) позволит повысить эффективность высокоточных измерительных устройств. Как правило, в экспериментах по сжатию шумов на керровской нелинейности используются кварцевые волокна [3–6]. При этом рекордное экспериментально достигнутое сжатие составляет  $-6.8$  дБ ( $-10.4$  дБ с учетом коррекции на линейные потери) [6]. Использование специальных волокон, обладающих высокими значениями керровской нелинейности, может привести к генерации неклассического света с более сильным сжатием [7]. Такие волокна могут быть выполнены на основе стекол со специальным химическим составом, включая теллуридные и халькогенидные [8]. Их нелинейный керровский коэффициент может на 2–3 порядка превышать значения для широко распространенных кварцевых волокон [8–10]. При использовании специальных высоконелинейных волокон требуются значительно меньшие длины, что помогает подавить рассеяния на акустических волнах (GAWBS – guided acoustic wave Brillouin scattering) [11]. Поиск новых стекол и разработка оптимальных конструкций волокон на их основе для сжатия квантовых шумов может привести к расширению границ возможностей современных источников неклассического света.

В данной работе для сжатия квантовых шумов света предложено использовать волокно из цинк-теллуридного стекла (основными компонентами являются диоксид теллура  $\text{TeO}_2$  и оксид цинка  $\text{ZnO}$ ), модифицированного висмутом (с добавлением  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  в состав стекла). Мы экспериментально изготовили такое волокно, и с помощью численного моделирования нелинейной эволюции непрерывного лазерного сигнала в рамках стохастического нелинейного уравнения Шредингера с учетом характеристик волокна исследовали возможности сжатия для различных оптических потерь.

*Изготовление волокна из модифицированного висмутом цинк-теллуридного стекла.* Одномодовое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления было изготовлено из стекол цинк-теллуридной системы. Некоторые составы из этой группы стекол на основе диоксида теллура обладают высокой устойчивостью против кристаллизации, прозрачностью в инфракрасной области и хорошей растворимостью редкоземельных оксидов [12, 13], что позволяет изготавливать волокна высокого качества с низкими потерями в ИК-области для различных применений [8, 14]. Исследуемое волокно состоит из сердцевины и двух оболочек. Увеличение показателей преломления сердцевины и первой оболочки для создания волноводной структуры достигалось до-

бавлением оксида висмута  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  в состав стекла.

Стекла были синтезированы внутри специализированной установки с атмосферой очищенного кислорода путем плавления исходных оксидов в платиновом тигле. Процедура приготовления более подробно описана в [12, 15]. Основные высокочистые компоненты для синтеза стекол – диоксид теллура  $\text{TeO}_2$  и оксид цинка  $\text{ZnO}$  – получали по оригинальным технологиям, вакуумной дистилляцией и окислением диэтилцинка в газовой фазе, соответственно. В качестве модифицирующих добавок применяли коммерчески доступные “ОСЧ” оксиды. Исходная смесь оксидов высокой чистоты и синтезированные по оригинальной технологии цинк-теллуритные стекла содержат  $3d$ -переходных металлов менее 0.1–2 ppm wt. в сумме и нежелательных редкоземельных ионов менее 1–2 ppm wt. каждого (ниже предела обнаружения лазерной масс-спектрометрии) [12].

Из стекол сердцевины и первой оболочки была сформирована двухслойная монолитная преформа, из стекла второй оболочки – жакетирующая трубка. Методика изготовления волокон со ступенчатым профилем показателя преломления с применением сплошной двухслойной заготовки обеспечивают защиту высокочистого стекла сердцевины оболочкой от внешнего загрязнения на всех этапах изготовления оптического волокна, обеспечивая таким образом низкие оптические потери. Изготовленные преформа и трубка характеризуются высокой оптической однородностью, не содержат точечных рассеивающих дефектов. Граница раздела между сердцевиной и оболочкой хорошо заметна и также не содержит видимых дефектов. Исследуемое волокно было изготовлено вытяжкой из сборки, составленной из жакетирующей трубки и растянутой в палочку преформы. Вариацией скоростей подачи заготовки и вытяжки световода было изготовлено волокно с диаметрами сердцевины / первой оболочки / второй оболочки – 10/90/300 мкм. На рис. 1((а),(б)) показаны фотографии преформы, а на рис. 1(в) – изображение торца волокна, полученное на оптическом микроскопе. Измеренные показатели преломления на длине волны 1.539 мкм составили 2.0236 для стекла сердцевины и 2.02 для стекла первой оболочки. Данное волокно является одномодовым на длине волны 1.55 мкм. Значения нелинейного керровского коэффициента  $\gamma$  и коэффициента квадратичной дисперсии  $\beta_2$  (рассчитанные как в [16]) составляют  $\gamma = 30 \text{ (Вт}\cdot\text{км)}^{-1}$ ,  $\beta_2 = 150 \text{ пс}^2/\text{км}$ .

*Численное моделирование сжатия квантовых шумов в нелинейных волокнах.* Для численного моделирования эволюции непрерывного лазерного сигнала в цинк-теллуритном волокне с учетом квантового шума в представлении Вигнера мы исполь-

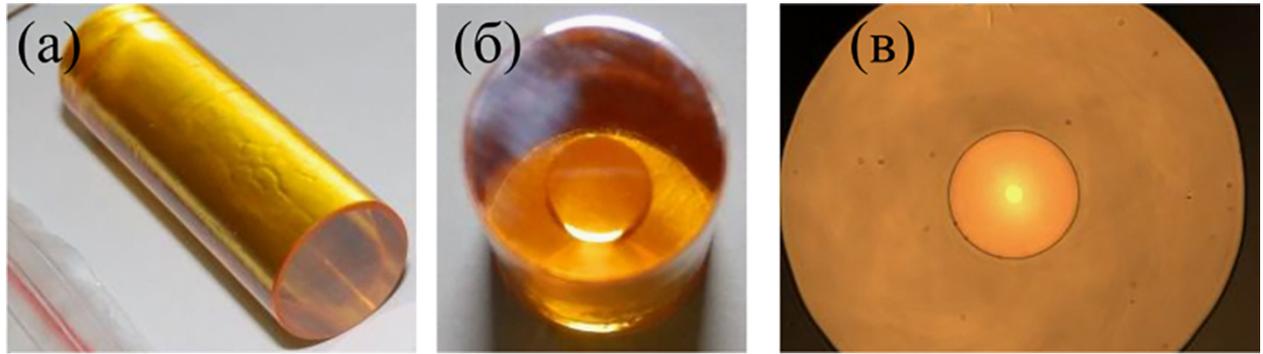


Рис. 1: (а), (б) фотографии изготовленной преформы; (в) изображение торца волокна, полученное на оптическом микроскопе.

зовали модифицированное стохастическое нелинейное уравнение Шредингера [17]:

$$\frac{\partial A(t, z)}{\partial z} = + \left[ i\gamma \int R(t-s)|A(s, z)|^2 ds + \Gamma^R(t, z) \right] A(t, z) - \alpha A(t, z) + \Gamma(t, z) + i\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A(t, z), \quad (1)$$

где  $A(t, z)$  – комплексная амплитуда поля,  $t$  – время,  $z$  – координата вдоль волокна,  $\alpha$  – линейные оптические потери,  $R(t)$  – детерминированный кубичный нелинейный отклик, учитывающий керровскую и рамановскую нелинейности, функции  $\Gamma$  и  $\Gamma^R$  описывают линейный квантовый шум и рамановский шум соответственно.  $\Gamma$  и  $\Gamma^R$  являются дельта-коррелированными случайными величинами с нулевым средним значением и нормальным распределением в частотной области [17, 18]. Для численного моделирования уравнения (1) применялся созданный нами численный код на основе метода Фурье расщепления по физическим факторам с применением быстрого преобразования Фурье. В качестве начального условия задавалось поле с постоянной амплитудой и фазой и добавленным стохастическим шумом  $\delta A(t, 0)$ , имеющим нормальное распределение:

$$A(t, 0) = \sqrt{P_0} + \delta A(t, 0), \quad (2)$$

$$\langle \delta A(t, 0) \delta A^*(t', 0) \rangle = \frac{\hbar \omega_0}{2} \delta(t - t'), \quad (3)$$

где  $P_0$  – мощность входного сигнала,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $\omega_0$  – центральная круговая частота входного сигнала,  $\delta(t)$  – дельта-функция Дирака.

Для выявления факторов, ограничивающих пределы сжатия шумов, мы также использовали аналитические формулы, позволяющие в пренебрежении рамановскими эффектами оценить сжатие без учета потерь ( $V_0$ ) и с учетом потерь ( $V_{\text{loss}}$ ) в модели, когда

они сосредоточены на выходном торце волокна [19]:

$$V_0 = 10 \cdot \log_{10} \left( 1 - 2r_{\text{Kerr}} \sqrt{1 + r_{\text{Kerr}}^2} + 2r_{\text{Kerr}}^2 \right), \quad (4)$$

$$V_{\text{loss}} = 10 \cdot \log_{10} [(1 - R)10^{V/10} + R], \quad (5)$$

здесь  $r_{\text{Kerr}} = \gamma P_0 \cdot z$ ;  $R = 1 - 10^{-\chi/10}$ , где  $\chi$  – “сосредоточенные” потери в дБ. В нашей модели  $\chi = \alpha z$ .

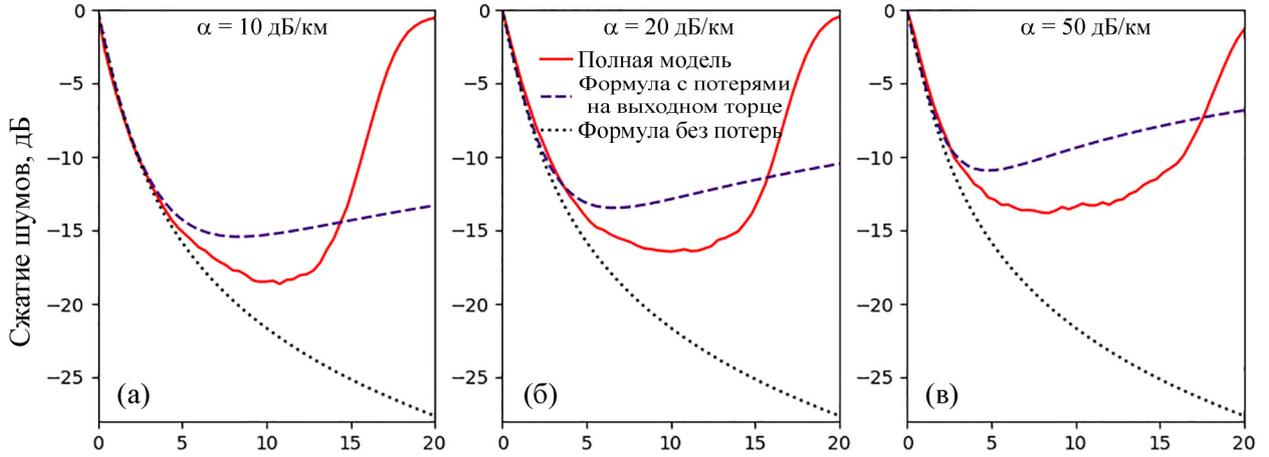


Рис. 2: Сжатие как функция длины волокна при  $\alpha = 10$  дБ/км (а); 20 дБ/км (б); 50 дБ/км (в).

Мы провели численное моделирование в рамках уравнения (1) с учетом выражений (2) и (3) при следующих параметрах системы:  $P_0 = 20$  Вт, длина волны 1.55 мкм, температура 300 К, потери  $\alpha = 10, 20, 50$  дБ/км. Следует отметить, что в настоящее время наименьшие достигнутые потери для теллуридных волокон составляют 20 дБ/км [20]. Для каждого значения выбранных потерь проводилось моделирование для 1000 случайных реализаций начальных шумов, после чего производился расчет сжатия аналогично процедуре, описанной в [18]. На рис. 2 показаны результаты, полученные в рамках полной модели, а также по аналитическим формулам (4) и (5). Зависимость сжатия от длины волокна имеет достаточно широкий минимум, т.е. достижение значений, близких к оптимальным, возможно в достаточно широком диапазоне  $z = 6 - 13$  м. Чем меньше потери, тем сильнее оптимальное сжатие. Для значения  $\alpha = 20$  дБ/км ожидается подавление квантовых флуктуаций сильнее, чем  $-15$  дБ. Аналитические формулы адекватно описывают систему лишь на начальном этапе нелинейной эволюции. При  $z > 5$  м становится важным влияние потерь, а при  $z > 13$  м становятся значительными

рамановские эффекты. Аналитическая формула (5) предсказывает меньшие абсолютные значения оптимального сжатия флуктуаций по сравнению с полным моделированием с распределенными потерями, что может быть объяснено следующим образом. Квантовый эффект распределенных потерь можно интерпретировать как добавление вакуумного шума вдоль волокна (классическое уменьшение мощности сигнала здесь не вносит заметного вклада). Шум, добавленный на ранней стадии эволюции, сжимается в последующем отрезке волокна. Напротив, формула (5) применяет потери на выходе волокна, поэтому на них не влияет нелинейная эволюция.

*Заключение.* Предложено и изготовлено волокно из модифицированного висмутом цинк-теллуридного стекла с высокой керровской нелинейностью для формирования неклассических многофотонных состояний света со сжатыми квантовыми флуктуациями. С помощью численного моделирования нелинейной эволюции непрерывного лазерного сигнала в рамках стохастического нелинейного уравнения Шредингера с учетом характеристик волокна исследована возможность сжатия шумов для различных оптических потерь. Также выполнены теоретические оценки сжатия в пренебрежении рамановскими эффектами без учета потерь и с учетом потерь (в модели, когда они сосредоточены на выходном торце волокна). Возможность сжатия, близкого к оптимальному (сильнее  $-15$  дБ), достигается в широком диапазоне длин волокна 6–13 м, что важно для потенциального эксперимента. Сжатие ограничивается потерями и рамановскими эффектами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 20-03-00874, 19-29-11032).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] U. L. Andersen, T. Gehring, C. Marquardt, G. Leuchs, Phys. Scr. **91**(5), 053001 (2016). DOI: 10.1088/0031-8949/91/5/053001.
- [2] J. Steinlechner, I. W. Martin, A. S. Bell, et al., Phys. Rev. Lett. **120**(26), 263602 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.263602.
- [3] M. Rosenbluh, R. M. Shelby, Phys. Rev. Lett. **66**(2), 153 (1991). DOI: 10.1103/PhysRevLett.66.153.
- [4] J. F. Corney, J. Heersink, R. Dong, et al., Phys. Rev. A **78**(2), 023831 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevA.78.023831.
- [5] T. X. Tran, K. N. Cassemiro, C. Söller, et al., Phys. Rev. A **84**(1), 013824 (2011). DOI:10.1103/PhysRevA.84.013824.

- [6] R. Dong, J. Heersink, J. F. Corney, et al., *Opt. Lett.* **33**(2), 116 (2008). DOI: 10.1364/OL.33.000116.
- [7] E. A. Anashkina, A. V. Andrianov, J. F. Corney, G. Leuchs, *Opt. Lett.* **45**(19), 5299 (2020). DOI:10.1364/OL.400326.
- [8] G. Tao, H. Ebendorff-Heidepriem, A. M. Stolyarov, et al., *Adv. Opt. Photonics* **7**(2), 379 (2015). DOI: 10.1364/AOP.7.000379.
- [9] E. A. Anashkina, V. V. Dorofeev, S. A. Skobelev, et al., *Photonics* **7**(3), 51 (2020). DOI: 10.3390/photonics7030051.
- [10] E. A. Anashkina, V. S. Shiryaev, M. Y. Koptev, et al., *J. Non-Cryst. Solids* **480**, 43 (2018). DOI: 10.1016/j.jnoncrysol.2017.07.033.
- [11] R. M. Shelby, M. D. Levenson, P. W. Bayer, *Phys. Rev. B* **31**(8), 5244 (1985). DOI: 10.1103/PhysRevB.31.5244.
- [12] A. N. Moiseev, V. V. Dorofeev, A. V. Chilyasov, et al., *Opt. Mater.* **33**(12), 1858 (2011). DOI: 10.1016/j.optmat.2011.02.042.
- [13] A. M. Kut'in, A. D. Plekhovich, K. V. Balueva, et al., *Thermochim. Acta* **673**, 192 (2019). DOI: 10.1016/j.tca.2019.01.027.
- [14] E. A. Anashkina, *Fibers* **8**(5), 30 (2020). DOI: 10.3390/fib8050030.
- [15] E. A. Anashkina, A. V. Andrianov, V. V. Dorofeev, et al., *J. Non-Cryst. Solids* **525**, 119667 (2019). DOI: 10.1016/j.jnoncrysol.2019.119667.
- [16] E. A. Anashkina, A. V. Andrianov, *Photonics* **8**(4), 113 (2021). DOI: 10.3390/photonics8040113.
- [17] P. D. Drummond, J. F. Corney, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**(2), 139 (2001). DOI: 10.1364/JOSAB.18.000139.
- [18] A. A. Sorokin, E. A. Anashkina, J. F. Corney, et al., *Photonics* **8**(6), 226 (2021). DOI: photonics8060226.
- [19] *A guide to experiments in quantum optics* by H. A. Bachor, T. C. Ralph, S. Lucia, and T. C. Ralph (Wiley-vch, Weinheim, Germany, 2004).
- [20] G. Qin, M. Liao, T. Suzuki, et al., *Opt. Lett.* **33**(17), 2014 (2008). DOI: 10.1364/OL.33.002014.

Поступила в редакцию 25 октября 2021 г.

После доработки 4 ноября 2021 г.

Принята к публикации 5 ноября 2021 г.

*Публикуется по рекомендации оргкомитета V Международной конференции “Сверхбыстрые Оптические Явления” (UltrafastLight-2021), Москва.*