

УДК 535.32:535.14

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ СТРУКТУРЫ НАНОВОЛНОВОДА ИЗ $\text{LiNbO}_3$ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ БИФОТОНОВ В БЛИЖНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

© 2022 г. О. А. Ермишев<sup>1</sup>, М. А. Смирнов<sup>1</sup>, А. Ф. Хайруллин<sup>1</sup>, Н. М. Арсланов<sup>1</sup>, \*

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Казанский квантовый центр”, Казанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия

\*E-mail: narkis@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.07.2022 г.

После доработки 15.08.2022 г.

Принята к публикации 22.08.2022 г.

Квантовые источники запутанных фотонных пар активно применяются в технологиях коммуникаций, процессинга и в биомикроскопии. Для квантовой биомикроскопии с целью реализации квантовых источников запутанных фотонных пар с высокими яркостью и скоростью двухфотонной генерации и надежным сигналом для флуоресценции образцов при низких уровнях интенсивности в ближней инфракрасной области, исследованы возможности использования нановолновода из ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) с управляемым профилем дисперсии и пространственным профилем поля. В результате моделирования и численных расчетов найдены оптимальные параметры нановолновода, обеспечивающие генерацию сверхширокополосных двухфотонных состояний в ближней инфракрасной области. Максимальная ширина спектра достигает  $\sim 180$  ТГц для длины волны излучения вблизи 1.0 мкм.

DOI: 10.31857/S0367676522120109

### ВВЕДЕНИЕ

Генераторы фотонных пар являются ключевыми элементами во многих современных активно разрабатываемых устройствах в области квантовых технологий, среди которых можно выделить квантовый повторитель [1], а также генераторы одиночных фотонов [2]. В настоящее время большой интерес представляют фотонные пары (бифотоны) с широкой частотной полосой спектра (десятки – сотни ТГц), которые часто называют широкополосными [3–5]. Широкая полоса спектра дает ряд преимуществ, так как позволяет увеличить количество оптических каналов связи на основе мультиплексирования с разделением по длине волны [6], использовать многоуровневое кодирование информации [7], улучшить чувствительность измерительных систем в метрологии [8]. Также широкополосные бифотоны находят широкое применение в литографии [9], квантовой томографии [11], микроскопии [10] и биомикроскопии [15].

В настоящее время существует достаточно большое количество способов генерации фотонных пар с широкой спектральной полосой. Наиболее распространенными являются способы, ос-

нованные на использовании волоконных микроструктурированных световодов [15], тонких нелинейных кристаллов, например ВВО (максимальная ширина спектра – до 144 ТГц) [3], кристаллов с периодическими (20 ТГц) [12] и апериодическими (до 40 ТГц) [4] поляризованными структурами.

Для биомикроскопии требуется создание двухфотонного источника, который совместит в себе не только большую яркость, широкий спектр и высокую скорость генерации фотонных пар, но и возможность контролировать параметры генерируемых фотонных пар в широком диапазоне длин волн в ближнем инфракрасном диапазоне [15], где уже могут быть активными маркеры и не поглощает вода. Перспективным подходом, позволяющим решать подобные задачи, являются генераторы фотонных пар на основе наноразмерных волноводов [13]. Возможность управлять их дисперсионными параметрами путем конструирования оптимальной структуры позволяет достичь высокой эффективности генерации фотонных пар при широком спектре двухфотонного излучения, что продемонстрировано, например, в работе [14], в которой путем моделирования

вблизи центральной длины волны 1550 нм была показана возможность генерации фотонных пар с шириной спектра 100 ТГц. Кроме того, такие генераторы могут быть интегрированы в нанофотонные чипы вместе с другими оптическими и электрооптическими устройствами, такими как модуляторы Маха-Цендера, детекторами, резонаторами, что позволяет значительно уменьшить размеры всей системы и открывает большие перспективы практического применения таких устройств [13]. Однако в работе [14] практически не был затронут вопрос оптимизации геометрии волновода и длины волны накачки для достижения максимальной ширины спектра бифотонов и минимальной длины волны фотонов в ближнем инфракрасном диапазоне частот, что очень актуально для двухфотонной микроскопии биологических объектов [15]. В нашей работе мы исследуем нанофотонные волноводные структуры из ниобата лития в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн и находим оптимальные параметры геометрии волновода при которых возможно увеличение ширины спектра бифотонов до 177 ТГц.

### ФАЗОВЫЙ СИНХРОНИЗМ В НАНОВОЛНОВОДЕ

Наиболее распространенным методом генерации фотонных пар является метод, основанный на явлении спонтанного параметрического рассеяния света: фотон накачки, распространяющийся в среде с квадратичной нелинейностью распадается на два фотона с меньшей энергией – сигнальный и холостой. Необходимым условием возникновения данного процесса является выполнение условий фазового синхронизма. Фазовый синхронизм фактически определяет спектральные и временные параметры генерируемых фотонных пар [2, 16, 17]. Существует множество способов достичь фазового синхронизма в нелинейных материалах. В данной работе нами был использован квазифазовый синхронизм (волновод с периодической поляризацией), ввиду его большой управляемости и высокой точности настройки [2].

Условие квазисинхронизма при генерации вырощенного двухфотонного состояния с центральной частотой  $\omega_0$  в общем случае принимает вид [14]:

$$\Delta k L = \left[ k(2\omega_0) - k\left(\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}\right) - k\left(\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}\right) - \frac{2\pi}{\Lambda} \right] L, \quad (1)$$

где  $k(2\omega_0)$  – волновой вектор поля накачки,  $k\left(\omega_0 \pm \frac{\Delta\omega}{2}\right)$  – волновые векторы двухфотонного поля,  $\Lambda$  – период поляризации волновода,  $L$  –

общая длина структуры. Волновые векторы определяются выражением:

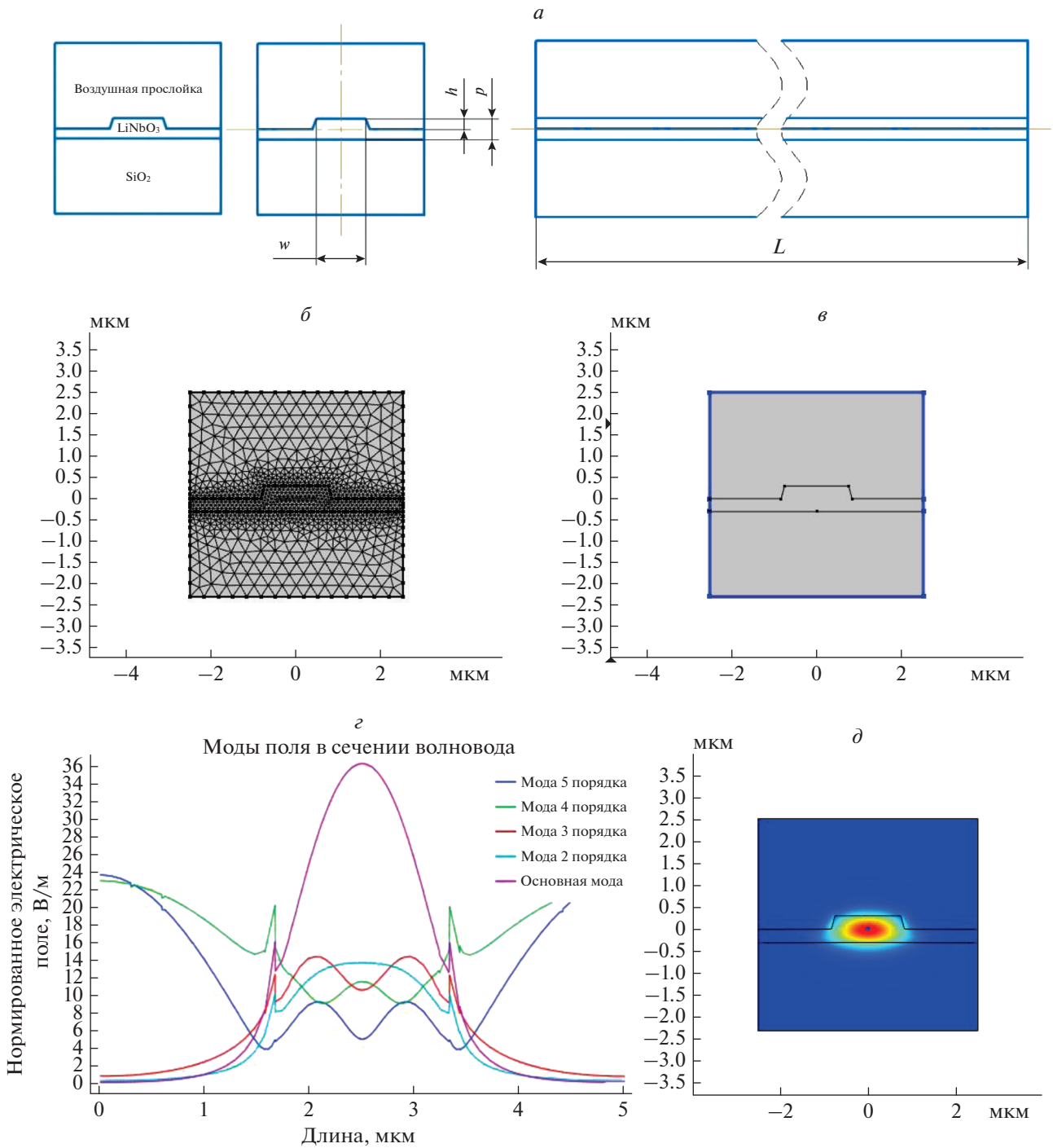
$$k(\omega) = \frac{n_{eff}(\omega)\omega}{c}, \quad (2)$$

где  $n_{eff}(\omega)$  – эффективный показатель преломления. С учетом дисперсионных свойств волновода условие (1) запишется в виде [14]:

$$\Delta k L = \left[ k(2\omega_0) - 2k(\omega_0) - \frac{2\pi}{\Lambda} \right] \times L - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{L \beta_{2n}(\omega_0)}{(2n)!} \left( \frac{\Delta\omega}{2} \right)^{2n}, \quad (3)$$

где  $\beta_{2n}(\omega_0) = \frac{d^{2n}}{d\omega^{2n}} k(\omega_0)$  – дисперсия четного порядка. Первое слагаемое выражения (3) можно уменьшить практически до 0 при правильном подборе периода домена  $\Lambda$ . Второе слагаемое определяется дисперсионными свойствами волновода, поэтому при проектировании волновода необходимо минимизировать дисперсию  $\beta_{2n}$  на центральной частоте генерируемых бифотонов  $\omega_0$  большего числа порядков ряда разложения. Это приведет к уширению возможного спектра, который будет ограничиваться только вкладом дисперсий высших порядков.

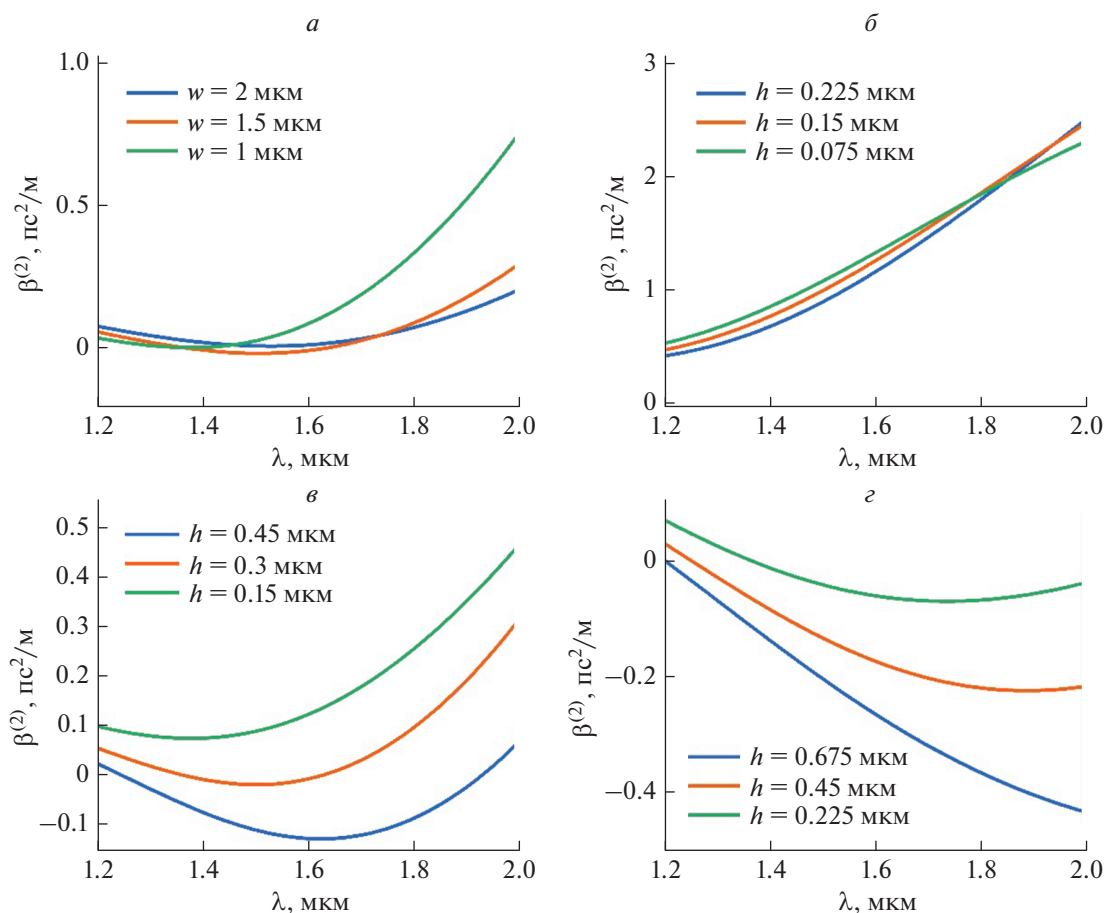
Для расчета дисперсии  $\beta_{2n}$  выполнено моделирование зависимости волновых чисел мод от частоты в различных структурах поперечного сечения волновода в программном пакете Comsol Multiphysics. На рис. 1а изображена конфигурация поперечного сечения волновода, которая исследовалась в данной работе с указанием всех размеров и материалов слоев. Мы варьировали следующие параметры:  $w$  – ширина верхней части выступа,  $h$  – ширина верхней части выступа,  $p$  – толщина слоя ниобата лития на подложке. Параметры подложки не менялись. Значение длины нановолновода  $L = 5$  мм было выбрано как в работе [5] для уменьшения влияния граничных условий и поиск его минимального значения представляет отдельную задачу. Для решения уравнения Максвелла методом конечных элементов в частотной области и анализа мод поперечного электрического поля в волноводе был использован модуль волновой оптики Comsol Multiphysics, что позволило получить картину поперечного распределения моды электромагнитного поля любого порядка, а также определить для него параметры волнового вектора и эффективного показателя преломления. Для увеличения точности моделирования мы использовали автоматическое построение треугольной сетки конечных элементов с изменяемыми максимальными и минимальными значениями в различных областях и которые мы подстраивали до получе-



**Рис. 1.** Модовый анализ структуры в программе Comsol Multiphysics. Общий вид модели с указанием размеров (а). Значение длины  $L = 5$  мм было выбрано аналогично указанному в работе [5], параметры  $w, h, p$  варьировались при построении поля. Пример сетки, построенной для модели в программе (б). Обозначение граничных условий модели (в). Решение уравнений для мод первых 5 порядков на длине волны 1550 нм (е). Пример распределения поля основной моды (д).

ния стабильных значений. Пример сетки, использованной в моделировании показан на рис. 1б. Для ограничения расчетов на больших расстояниях от поперечного сечения мы исполь-

зовали приближение так называемого идеально согласованного слоя, который не отражает электромагнитных волн (граничный слой модели показан на рис. 1в). Модовый анализ электромагнитного



**Рис. 2.** Дисперсионные кривые для различных геометрических параметров волновода: для трех значений ширины  $w$  (а), для трех значений высоты  $h$  при фиксированном значении  $p = 0.3$  мкм (б), для трех значений высоты  $h$  при фиксированном значении  $p = 0.6$  мкм (в), для трех значений высоты  $h$  при фиксированном значении  $p = 0.9$  мкм (г).

поля проводился в диапазоне длин волн 400–3000 нм. Пример результата автоматического решения уравнения для мод первых 5 порядков на длине волны 1550 нм показан на рис. 1г и 1д, где первая, вторая и третья моды оказываются локализованными в сердцевине волновода, а для четвертой и пятой моды параметры волновода уже не удовлетворяют условиям локализации и распространения этих мод. На основе построенной модели и численного расчета дисперсионной зависимости эффективного показателя преломления  $n_{eff}(\omega)$

далее была рассчитана дисперсия мод  $\beta^{(2)}$  для анализа спектральных параметров генерируемых фотонных пар с использованием выражений (1)–(3).

### ДИСПЕРСИЯ ОСНОВНОЙ МОДЫ НАНОВОЛНОВОДА

На рис. 2а показаны кривые дисперсии групповых скоростей основной моды нановолновода  $\beta^{(2)}$  для трех различных значений ширины волно-

вода  $w = 1, 1.5$  и  $2$  мкм. Увеличение ширины волновода смещает минимум кривой  $\beta^{(2)}$  в область больших длин волн. При длине волны 1400 нм дисперсия близка к нулю у нановолновода с шириной  $w = 1$  мкм, при увеличении ширины волновода до  $1.5$  мкм минимум дисперсии смещается в область 1500 нм в соответствии с [14]. Дальнейшее увеличение значения  $w$  приводит к сдвигу кривой в правую часть и исчезновению нулей дисперсии.

Для учета влияния высоты нановолновода были проведены расчеты дисперсионных и спектральных свойств мод при различных значениях высоты  $h$  для трех значений толщины слоя ниобата лития  $p$ . Для  $p = 0.3$  мкм дисперсионные кривые изображены на рис. 2б в диапазоне длин волн 1200–2000 нм. Для таких параметров нановолновода нули дисперсии отсутствуют при любых значениях  $h$ . При  $p = 0.6$  мкм (рис. 2в) и увеличении  $h$  дисперсионная кривая смещается вниз и при этом при  $h = 0.15$  мкм нули дисперсии вообще отсутствуют, при  $h = 0.3$  мкм появляется один нуль

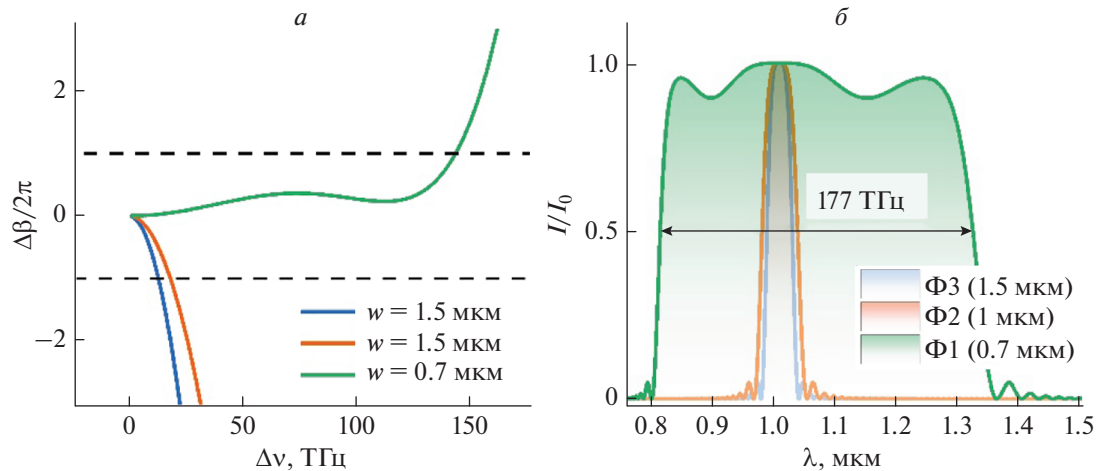


Рис. 3. Фазовая расстройка (а) и форма спектра бифотонов (б) на длине волны вблизи 1010 нм.

дисперсии, который приходится на длину волны примерно 1550 нм, а при  $h = 0.45$  мкм имеется уже два нуля дисперсии на длинах волн примерно 1250 и 1900 нм.

При дальнейшем увеличении  $p$  кривая дисперсии начинает переходить в отрицательную область. В случае  $p = 0.9$  мкм (рис. 2г) увеличение  $h$  аналогично предыдущим случаям приводит к смещению дисперсионной кривой вниз по вертикали, что в свою очередь приводит к смещению нуля дисперсии в область меньших длин волн и остается только один нуль дисперсии в исследуемом диапазоне длин волн.

Таким образом, чтобы сместить нуль дисперсии в сторону меньших длин волн, необходимо: уменьшить ширину выступа  $w$ , увеличить высоту выступа  $h$ . Если при этом значение  $h$  становится слишком близко к  $p$ , необходимо увеличить  $p$  и выполнить пересчет параметров  $w$  и  $h$ . Для того, чтобы сместить нуль дисперсии в область больших длин волн, необходимо выполнить обратные действия.

Методом, описанным выше, мы выполнили расчет дисперсионных и спектральных свойств для структуры с различными параметрами  $w$  в диапазоне 0.4–2 мкм для поиска максимальной ширины спектра бифотонов. Для демонстрации результатов мы приводим расчеты для нановолновода со следующими параметрами:  $w = 0.7, 1, 1.5$  мкм,  $h = 0.8$  мкм,  $p = 1$  мкм, центральная длина волны генерируемых фотонов – 1010 нм. На рис. 3а изображены кривые фазовой расстройки, на рис. 3б – форма спектра бифотонов для трех различных значений  $w$ . При параметрах структуры  $w = 0.7$  мкм,  $h = 0.8$  мкм,  $p = 1$  мкм, центральная длина волны генерируемых фотонов – 1010 нм получена максимальная ширина спектра бифотонов – 177 ТГц (см рис. 3б). Полученная макси-

мальная ширина спектра бифотонов превышает величину 100 ТГц, указанную в работе [14]. При этом отклонение ширины верхней части выступа от  $w = 0.7$  мкм может приводить к значительному уменьшению ширины спектра бифотонов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было проведено моделирование и численный анализ волноводной наноструктуры на основе ниобата лития, предназначенной для генерации на фотонных пар на различных длинах волн. Было проанализировано поведение дисперсионных свойств оптической моды при изменении геометрических параметров нановолновода. Найдены оптимальные параметры, которые могут позволить получить фотонные пары с очень протяженной частотной полосой спектра шириной на центральной длине волны в ближней инфракрасной зоне (на длине волны 1.0 мкм ширина спектра достигает ширины  $\sim 180$  ТГц). Полученные результаты могут быть полезны в нелинейной микроскопии биологических объектов, использующих двухфотонное поглощение.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки России (рег. номер НИОКТР 121020400113-1).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liu X., Hu J., Li Z.-F. et al. // Nature. 2021. V. 594. No. 7861. P. 41.
2. Migdall A., Polyakov S., Fan J., Bienfang J.C. // Exp. Meth. Phys. Sci. 2013. V. 45. P. 1.
3. Katamadze K.G., Borshchevskaya N.A., Dyakonov I.V. et al. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. No. 2. Art. No. 023812.
4. Chekhova M.V., Germanskiy S., Horoshko D.B. et al. // arXiv: 1710.08330v2 [quant-ph]. 2017.

5. *Javid U.A., Ling J., Staffa J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. No. 18. Art. No. 183601.
6. *Lim H.C., Akio Y., Hidemi T., Kazuro K.* // Opt. Express. 2008. V. 16. No. 26. Art. No. 22099.
7. *Bessire B., Bernhard C., Feurer T., Stefanov A.* // New J. Phys. 2014. V. 16. Art. No. 033017.
8. *Giovannetti V., Lloyd S., MacCone L.* // Nature Photon. 2011. V. 5. No. 4. P. 222.
9. *Boto A.N., Kok P., Abrams D.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. No. 13. P. 2733.
10. *Dayan B., Péér A., Friesem A.A., Silberberg Y. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. No. 2. Art. No. 023005.
11. *Abouraddy A.F. Nasr M.B., Saleh B.E.A. et al.* // Phys. Rev. A. 2002. V. 65. No. 5. P. 6.
12. *Bisht N.S., Shimizu R.* // J. Opt. Soc. Amer. B. 2015. V. 32. No. 4. P. 550.
13. *Zhu D., Shao L., Yu M. et al.* // Adv. Opt. Photonics. 2021. V. 12. No. 2. P. 242.
14. *Javid U.A., Ling J., Staffa J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. No. 18. Art. No. 183601.
15. *Желтиков А.М., Скалли М.О.* // УФН. 2020. Т. 190. № 7. P. 749; *Zheltikov A.M., Scully M.O.* // Phys. Usp. 2020. V. 63. No. 7. P. 698.
16. *Калачев А.А.* Спонтанное параметрическое рассеяние и задачи квантовой информатики: учеб.-метод. пособ. Казань: Казан. университет, 2012.
17. *Клышко Д.Н.* Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука, 1980. 254 с.

## Optimization of the parameters of the structure of a $\text{LiNbO}_3$ nanowaveguide with periodic polarization for the generation of ultrabroadband biphotons in the near infrared range

O. A. Ermishev<sup>a</sup>, M. A. Smirnov<sup>a</sup>, A. F. Khairullin<sup>a</sup>, N. M. Arslanov<sup>a, \*</sup>

<sup>a</sup> Kazan National Research Technical University, Kazan, 420111 Russia

\*e-mail: narkis@yandex.ru

To generate entangled photon pairs with a high brightness and two-photon generation rate, providing a reliable signal for fluorescence of samples at low intensity levels in the near-infrared region we have investigated the possibilities of a lithium niobate ( $\text{LiNbO}_3$ ) nanowaveguide with a controlled dispersion profile and a spatial field profile. As a result of modeling and numerical calculations, optimal parameters of the nanowaveguide were found that ensure the generation of ultra-wide-band two-photon states in the near infrared region. The maximum width of the spectrum reaches  $\sim 180$  THz for a wavelength of radiation near 1.0 microns.