09

Спектральная перестройка междиапазонных бифотонов, генерируемых в фотонно-кристаллическом волокне

© А.Ф. Хайруллин[1], О.А. Ермишев[1], С.А. Моисеев[1], М.А. Смирнов[1,2]

[1] Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева — КАИ, Казанский квантовый центр, Казань, Россия
[2] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия
E-mail: AlbertKQC@yandex.ru

Поступило в Редакцию 15 июня 2026 г.
В окончательной редакции 23 июля 2026 г.
Принято к публикации 24 июля 2026 г.

Реализован источник перестраиваемых по длине волн бифотонов в микроструктурированном волокне в видимом (~ 525 nm) и ближнем инфракрасном (~ 1550 nm) диапазонах на основе спонтанного четырехволнового смешения. Продемонстрирована широкополосная перестройка длин волн при изменении частоты накачки в области крутой дисперсии фазового согласования. Измеренные зависимости скорости генерации и кросскорреляционной функции ($g^{(2)}(0) > 100$) сопоставимы с полученными для известных оптоволоконных источников. Результаты, полученные при мощности накачки ~ 5 mW, указывают на возможность создания компактного перестраиваемого источника с использованием коммерческих диодных лазеров.

Ключевые слова: источники бифотонов, спектральная перестройка, фотонно-кристаллическое волокно, спонтанное четырехволновое смешение, квантовые корреляции.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.21.63663.20809

Источники фотонных пар (бифотонов) в коррелированных и запутанных квантовых состояниях являются важным компонентом, используемым в разработке многих направлений современных квантовых технологий. Квантовые корреляции пары фотонов находят применение в квантовой спектроскопии и микроскопии [1,2], квантовых повторителях оптических коммуникаций [3]. Особый интерес представляют междиапазонные бифотоны, несущие частоты которых лежат в существенно различных спектральных областях, например в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах [4–7]. Такие источники расширяют возможности реализации ИК-спектроскопии [4,8] и сенсорики [9]. Междиапазонные бифотоны также позволяют создавать гибридные квантовые сети, объединяя ИК-диапазон для передачи фотонных кубитов по волокну с оптическим диапазоном для их сохранения в квантовой памяти [8]. Многообразие перспективных приложений междиапазонных бифотонов стимулирует разработку компактных источников, способных перестраивать длины волн пар при сохранении сильных квантовых корреляций и высокой эффективности генерации.

Эффективная генерация бифотонов реализуется как в нелинейных кристаллах и волноводных структурах на основе спонтанного параметрического рассеяния, так и в оптических волокнах на основе спонтанного четырехволнового смешения (СЧВС) [6,10,11]. Преимуществом фотонно-кристаллического волокна (ФКВ) для генерации спектрально разнесенных бифотонов является возможность управления дисперсией и условиями фазового согласования, а также непосредственная совместимость с волоконно-оптическими системами. Ограничениями являются сравнительно низкая нелинейность кварцевого стекла и чувствительность спектральных характеристик генерации к дисперсионным параметрам и геометрии волокна [12]. Поэтому актуальной задачей является поиск режимов фазового согласования, обеспечивающих большое спектральное разнесение генерируемых фотонов при сравнительно небольшом изменении длины волны накачки.

В работе [13] перестройка частот бифотонов была реализована в ФКВ с подвесной сердцевиной, заполненном аргоном или ксеноном, путем изменения давления газа, что усложняет практическую реализацию такого источника. Ранее в работе [14] мы продемонстрировали генерацию междиапазонных бифотонов в ФКВ при фиксированном режиме накачки. Целью настоящей работы является исследование возможности широкополосной перестройки длины волны холостого фотона за счет изменения длины волны накачки. Показано, что изменение длины волны накачки от 770 до 800 nm обеспечивает перестройку холостого фотона в диапазоне 1470–1630 nm, включая телекоммуникационный C-диапазон, тогда как длина волны сигнального фотона изменяется только от 520 до 530 nm. Качественная генерация достигнута при малой интенсивности накачки, что указывает на возможность использования коммерческих диодных лазеров.

В стандартных одномодовых волокнах дисперсия не позволяет выполнить фазовый синхронизм $\Delta k \approx 0$ при большом спектральном разнесении сигнального и холостого фотонов (сотни терагерц). Эта задача решается в ФКВ с двумя точками нулевой дисперсии [13–15]. В настоящей работе мы использовали ФКВ NL-PM-750 (~ 750 и 1270 nm). Генерация междиапазонных фотон-

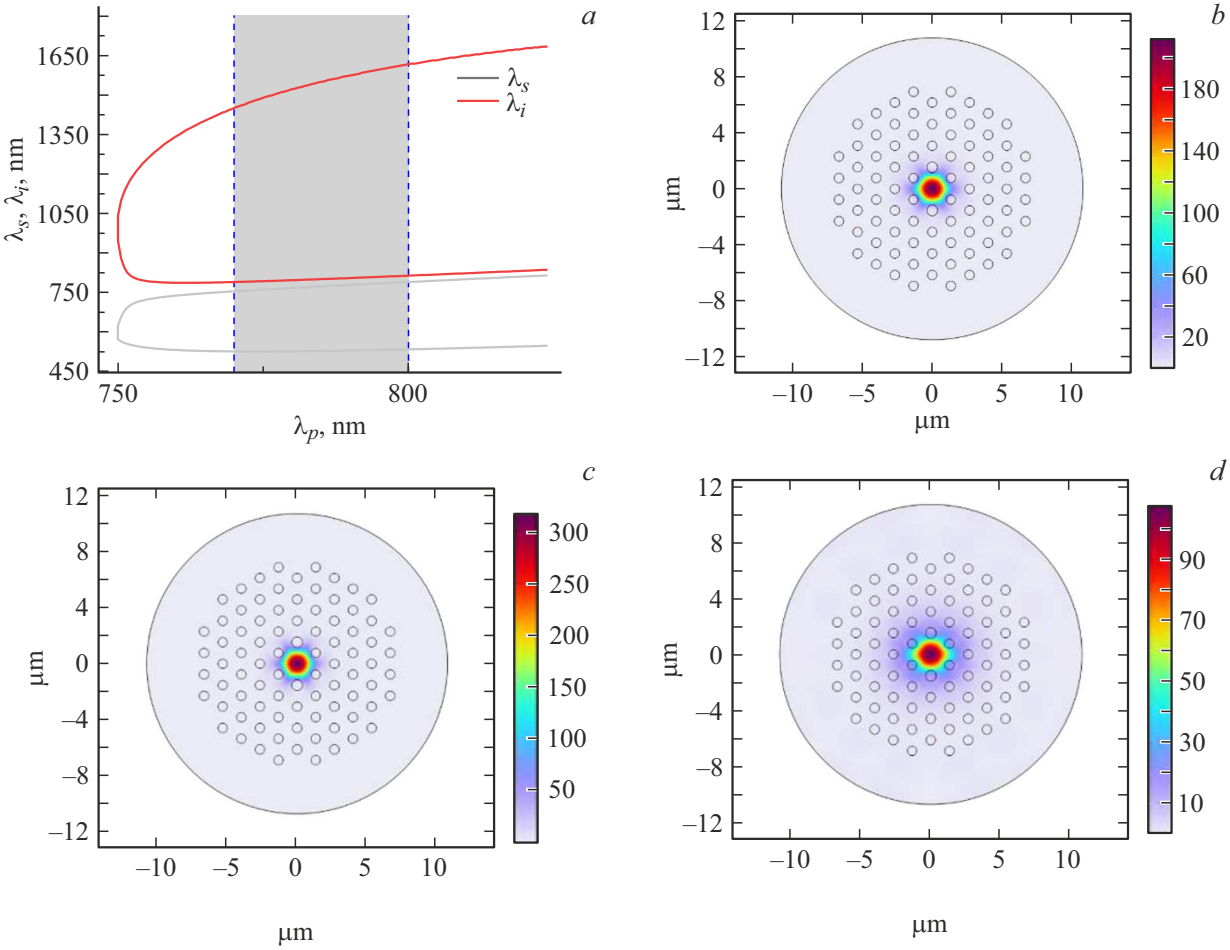


Рис. 1. *a* — кривая фазового синхронизма используемого ФКВ (NL-PM-750, NKT Photonics), рассчитанная на основе дисперсионных свойств волокна. Кривая включает две ветви: ближнюю (сигнальный фотон $\lambda_s \sim 750-780$ nm, холостой $\lambda_i \sim 780-800$ nm) и дальнюю ($\lambda_s \sim 520-530$ nm, $\lambda_i \sim 1450-1630$ nm). Вертикальными штриховыми линиями выделен рабочий диапазон накачки 770–800 nm, в котором крутизна зависимости $\lambda_i(\lambda_p)$ максимальна ($\sim 5-6$ nm/nm). В эксперименте используются дальние линии; ближние подавляются спектральной фильтрацией. Серая заливка соответствует диапазону перестройки накачки в настоящей работе. *b–d* — пространственное распределение нормированной интенсивности основной моды в поперечном сечении ФКВ для различных длин волн: *b* — накачки (775 nm), *c* — сигнального фотона (525 nm), *d* — холостого фотона (1550 nm).

ных пар происходит в процессе СЧВС при выполнении закона сохранения энергии и импульса (условия фазового согласования) [12,16]:

$$\omega_s + \omega_i = 2\omega_p, \tag{1}$$

$$\Delta k = 2k_p(\omega_p) - k_i(\omega_i) - k_s(\omega_s) + 2\gamma P_p = 0. \tag{2}$$

Здесь Δk — расстройка фазового синхронизма. При малой мощности накачки ($P_p \leq 5$ mW) нелинейной добавкой $2\gamma P_p$ можно пренебречь, так что $\Delta k \approx k_s + k_i - 2k_p = 0$. Двухфотонное состояние описывается волновой функцией [17]:

$$|\Psi\rangle \propto \iint d\omega_s d\omega_i F(\omega_s, \omega_i)\hat{a}_s^\dagger(\omega_s)\hat{a}_i^\dagger(\omega_i)|0\rangle, \tag{3}$$

где $F(\omega_s, \omega_i) = \alpha(\omega_s + \omega_i)\exp(i\frac{\Delta k L}{2})\mathrm{sinc}(\frac{\Delta k L}{2})$ — совместная спектральная амплитуда, $|F(\omega_s, \omega_i)|^2$ задает вероятность генерации фотонной пары с частотами ω_s и ω_i.

На участке дальней ветви кривой фазового синхронизма (рис. 1) в интервале накачки 770–800 nm крутизна достигает $\sim 5-6$ nm/nm (изменение λ_p на 1 nm смещает λ_i на 5–6 nm).

Благодаря этому при перестройке λ_p от 770 до 800 nm λ_i смещается более чем на 160 nm, покрывая C-диапазон (1530–1565 nm). При $\lambda_p < 770$ nm крутизна падает, а при $\lambda_p > 800$ nm скорость генерации бифотонов становится неприемлемо низкой из-за роста дисперсии, и скорость их детектирования уменьшается из-за снижения квантовой эффективности детектора.

Для анализа пространственной локализации основной моды ФКВ в рабочем диапазоне 520–1630 nm распределения интенсивности поля рассчитывались методом конечных элементов с использованием геометрии

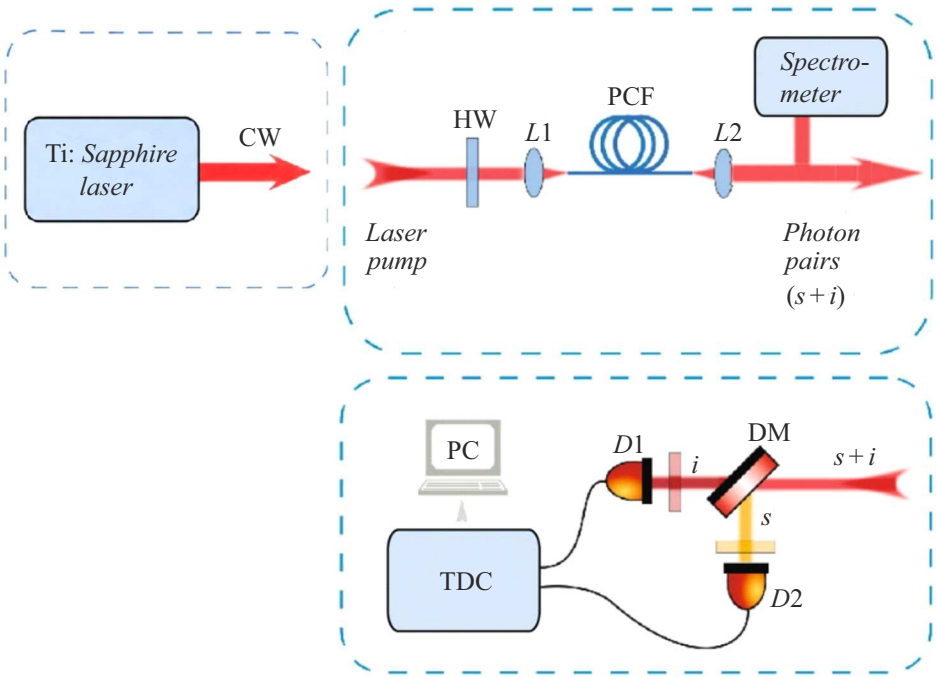


Рис. 2. Экспериментальная схема генерации и детектирования спектрально-перестраиваемых междиапазонных фотонных пар. Ti:*Sapphire laser* — перестраиваемый Ti:Sa-лазер; HW — $\lambda/2$-пластинка; $L1, L2$ — линзы; PCF — фотонно-кристаллическое волокно; DM — дихроичное зеркало; $D1, D2$ — детекторы: $D1$ (холостой, ИК) и $D2$ (сигнальный, видимый); TDC — схема совпадений.

волокна [18]. Результаты расчета для сигнальной моды (525 nm), моды накачки (775 nm) и холостой моды (1550 nm) представлены на рис. 1, *b*–*d*. Наилучшая локализация поля наблюдается для сигнальной моды и моды накачки. Для холостой моды поле частично выходит за пределы сердцевины (рис. 1, *d*), что может приводить к снижению эффективности нелинейного взаимодействия.

Экспериментальная схема представлена на рис. 2.

Накачкой являлся непрерывный Ti:Sa-лазер, перестраиваемый в диапазоне 770–800 nm с шагом 5 nm при фиксированной средней мощности ~ 5 mW. Излучение накачки фокусировалось в ФКВ с помощью асферической линзы в оптическую моду с $A_{eff} \approx 2\,\mu\text{m}^2$, что обеспечивало высокий нелинейный коэффициент $\gamma \approx 95\,(\text{W}\cdot\text{km})^{-1}$. Непрерывное изменение длины волны накачки λ_p обеспечивало непрерывную перестройку длин волн бифотонов λ_s и λ_i в соответствии с кривой синхронизма. Сигнальные и холостые фотоны разделялись дихроичным зеркалом (отсечка 850 nm) и очищались интерференционными фильтрами. Детектирование фотонов в видимом и ИК-диапазонах производилось детекторами SPDM Count NIR и ID230 с темновой скоростью счета ~ 80 и ~ 16 Hz и временны́м джиттером ~ 1 и ~ 0.2 ns соответственно. Времяцифровой преобразователь (ID801) регистрировал временны́е метки для построения гистограмм совпадений и вычисления скорости двухфотонных отсчетов N_{si}. Для каждой длины волны λ_p измерялись скорости счета в сигнальном (N_s) и холостом (N_i) каналах, а также скорости двухфотонных совпадений N_{si}. Для количественной характеристики временно́й кросскорреляции сигнального и холостого каналов использовалась функция $g^{(2)}_{si}(0)$, рассчитываемая по формуле [19,20]:

$$g^{(2)}_{si}(0) = \frac{N_{si}(\tau)}{N_s N_i T_b}, \tag{4}$$

где T_b — временно́е окно дискретизации.

Использовалась методика измерений, аналогичная приведенной в работе [14]: временно́е окно δt_μ для расчета N_{si} выбиралось равным 12 временны́м интервалам ($\delta t_\mu \approx 0.96$ ns), что обеспечивало более корректную оценку $g^{(2)}(0)$, чем при использовании одного интервала. Спектры сигнальных фотонов (не показаны) имели гауссову форму со средней шириной на полувысоте (FWHM, включая аппаратную функцию), равной 2.3 nm, при ширине накачки 1 nm. Смещение максимумов этих спектров показано на рис. 3 (зависимости центральных длин волн λ_s и λ_i от λ_p).

На рис. 4, *a* показана скорость счета сигнальных фотонов N_s в зависимости от λ_p. Наблюдается ее монотонное снижение: с 1900 Hz (770.2 nm) до 754.5 Hz (800 nm), вызванное сужением спектральной ширины бифотонов $\Delta\omega$ при удалении от точки нулевой дисперсии (750 nm), интегральная скорость генерации $r \propto \Delta\omega$ в согласии с теорией СЧВС.

Ключевой результат работы представлен на рис. 4, *b*: зависимость от λ_p функции $g^{(2)}(0)$ и числа совпадений N_{si} за 3 min эксперимента. Во всем иссле-

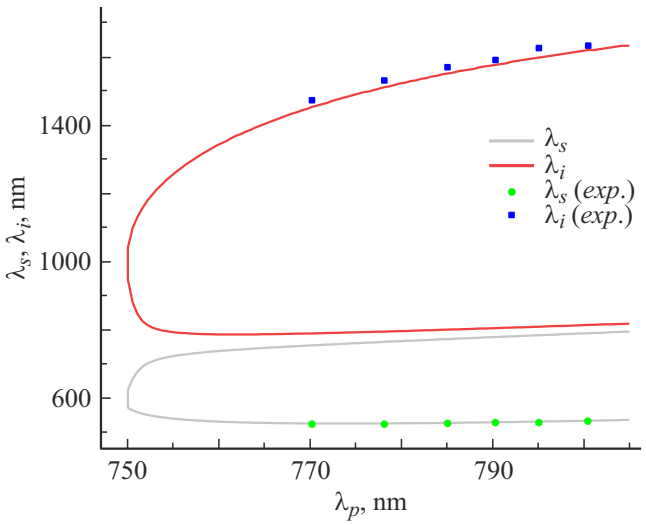


Рис. 3. Зависимости длин волн сигнального (λ_s) и холостого (λ_i) фотонов от длины волны накачки. Сплошные линии — теоретические кривые фазового синхронизма, рассчитанные на основе дисперсионных свойств волокна; символы — экспериментальные значения. Небольшое расхождение между теорией и экспериментом лежит в пределах погрешности определения параметров волокна и не влияет на качественное заключение о выполнении фазового синхронизма.

дованном диапазоне сохраняется выраженная кросс-корреляция сигнального и холостого каналов, причем в большей части диапазона $g_{si}^{(2)}(0) > 100$. Максимальное значение $g_{si}^{(2)}(0) \approx 1360$ при $N_{si} \approx 208$ достигается при $\lambda_p = 778$ nm. С учетом мощности накачки 5 mW и спектральной ширины сигнальных фотонов 2.3 nm (FWHM) это соответствует регистрируемой спектральной яркости источника $\sim 0.1\,\mathrm{Hz} \cdot \mathrm{mW}^{-1} \cdot \mathrm{nm}^{-1}$. При учете квадратичной зависимости скорости СЧВС от мощности соответствующий коэффициент $\sim 0.02\,\mathrm{Hz} \cdot \mathrm{mW}^{-2} \cdot \mathrm{nm}^{-1}$, что по порядку величины сопоставимо со значением $\sim 0.016\,\mathrm{Hz} \cdot \mathrm{mW}^{-2} \cdot \mathrm{nm}^{-1}$, получаемым из данных близкого перестраиваемого волоконного источника [13]. В режиме низкоинтенсивной многомодовой генерации, описываемой пуассоновской статистикой, $g_{si}^{(2)}(0) \cong 1 + \frac{1}{\mu}$ [21], где μ — среднее генерируемых пар в эффективном временно́м окне δt_μ. Отсюда при максимальном измеренном значении $g_{si}^{(2)}(0) \approx 1360$ получаем $\mu \approx 7.4 \cdot 10^{-4}$. При $\mu \ll 1$ доля событий генерации двух и более пар среди событий, в которых генерируется хотя бы одна пара, составляет пренебрежимо малое значение $\sim \frac{\mu}{2}$, меньшее 0.1 %. Наибольшая скорость счета сигнальных фотонов N_s достигалась при $\lambda_p = 770.2$ nm (рис. 4, *a*), что указывает на некоторое отличие оптимальных условий в достижении максимальных значений скорости генерации и корреляций из-за влияния спектрально-зависимых шумов и эффективности детектирования. Сильное падение $g^{(2)}(0)$ до ~ 75 и N_{si} до ~ 5 при $\lambda_p = 800$ nm обусловлено отклонением от точного фазового синхронизма при удалении от 750 nm и снижением квантовой эффективности детектора ID230 до 5 % при $\lambda_i \approx 1633$ nm. Данное обстоятельство демонстрирует необходимость совместной оптимизации параметров нелинейной среды и спектральных свойств детекторов при разработке междиапазонных квантовых устройств.

Наличие точки нулевой дисперсии вблизи $\lambda_p = 750$ nm объясняет монотонное снижение N_s с ростом λ_p (рис. 4, *a*), спектральная ширина генерируемых бифотонов $\Delta\omega$ достигает максимума при $\lambda_p = 750$ nm, поэтому N_s становится наибольшей. Смещение λ_p в длинноволновую сторону приводит к росту $|\Delta k|$ (см. (2)),

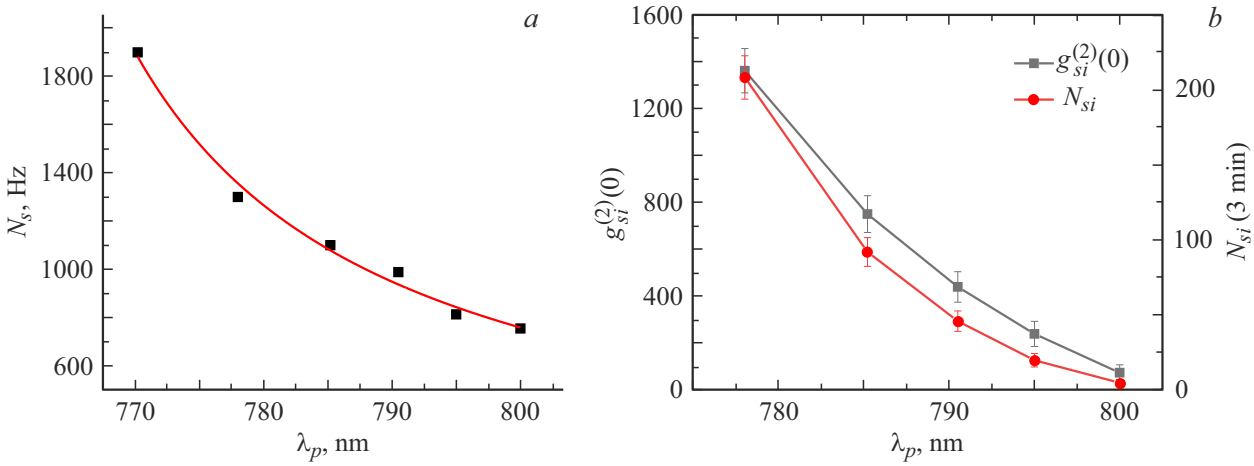


Рис. 4. *a* — скорость счета сигнальных фотонов N_s в зависимости от длины волны накачки λ_p (средняя мощность накачки 5 mW). Точки — эксперимент, сплошная линия — аппроксимация $N_s = A + \frac{B}{\lambda_p - 750}$ с коэффициентами $A = -3.02$, $B = 3.81 \cdot 10^4\,\mathrm{Hz} \cdot \mathrm{nm}$ ($R^2 = 0.991$). *b* — зависимости корреляционной функции второго порядка $g_{si}^{(2)}(0)$ и числа двухфотонных совпадений за 3 min от длины волны накачки λ_p. Значения $g_{si}^{(2)}(0)$ рассчитаны с временны́м окном 12 временны́х интервалов (~ 0.96 ns). Максимум обоих параметров достигается при $\lambda_p = 778$ nm, затем наблюдается резкое падение, вызванное изменением условий фазового синхронизма и снижением квантовой эффективности детектора холостого канала.

что сужает $\Delta\omega$ и уменьшает N_s. Высокие значения $g^{(2)}(0) > 100$ в большей части диапазона (770−795 nm, рис. 4, *b*) свидетельствуют о сохранении выраженной кросскорреляции сигнального и холостого каналов. Результаты достигнуты при мощности накачки ~ 5 mW и указывают на возможность замены Ti:Sa-лазера на коммерческие диодные лазеры для создания компактного устройства.

Таким образом, в работе реализован и экспериментально исследован спектрально-перестраиваемый источник междиапазонных фотонных пар на основе ФКВ с непрерывной маломощной накачкой. Метод основан на выборе диапазона накачки с большой крутизной кривой фазового синхронизма. Перестройка накачки 770−800 nm дает изменение λ_s в диапазоне 520−530 nm и λ_i в диапазоне 1470−1630 nm, включая C-диапазон (1530−1565 nm). Возможность достижения достаточно высокой кросскорреляции сигнального и холостого каналов ($g^{(2)}_{si}(0) > 100$) при мощности накачки ~ 5 mW открывает путь к созданию компактных перестраиваемых источников бифотонов на основе коммерческих диодных лазеров.

Финансирование работы

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки РФ (регистрационный номер НИОКТР 125012300688-6).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] F. Schlawin, K.E. Dorfman, S. Mukamel, Acc. Chem. Res., **54**, 2215 (2021). DOI: 10.1021/acs.accounts.1c00179
[2] Z. He, Y. Zhang, X. Tong, L. Li, L.V. Wang, Nat. Commun., **14**, 2441 (2023). DOI: 10.1038/s41467-023-38191-4
[3] С.А. Моисеев, М.М. Миннегалиев, К.И. Герасимов, Е.С. Моисеев, А.Д. Деев, Ю.Ю. Балега, УФН, **195** (5), 455 (2025). DOI: 10.3367/UFNr.2024.06.039694 [S.A. Moiseev, M.M. Minnegaliev, K.I. Gerasimov, E.S. Moiseev, A.D. Deev, Yu.Yu. Balega, Phys. Usp., **68** (5), 431 (2025). DOI: 10.3367/UFNe.2024.06.039694].
[4] D.A. Kalashnikov, A.V. Paterova, S.P. Kulik, L.A. Krivitsky, Nat. Photon., **10**, 98 (2016). DOI: 10.1038/nphoton.2015.252
[5] C. Söller, B. Brecht, P.J. Mosley, L.Y. Zang, A. Podlipensky, N.Y. Joly, P.S.J. Russell, C. Silberhorn, Phys. Rev. A, **81**, 031801 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevA.81.031801
[6] М.А. Смирнов, А.М. Смирнова, О.А. Ермишев, К.С. Мельник, С.А. Моисеев, Письма в ЖЭТФ, **122** (5), 271 (2025). DOI: 10.31857/S0370274X25090057 [M.A. Smirnov, A.M. Smirnova, O.A. Ermishev, K.S. Melnik, S.A. Moiseev, JETP Lett., **122** (5), 289 (2025). DOI: 10.1134/S0021364025607638].
[7] M.A. Smirnov, I.V. Fedotov, A.M. Smirnova, A.F. Khairullin, A.B. Fedotov, S.A. Moiseev, Opt. Lett., **49**, 3838 (2024). DOI: 10.1364/OL.524201
[8] B. Sun, K. Huang, H. Ma, J. Fang, T. Zheng, R. Qin, H. Zeng, Laser Photon. Rev., **19**, 2401099 (2025). DOI: 10.1002/lpor.202401099
[9] D.-H. Kim, S. Hong, Y.-S. Kim, Y. Kim, S.-W. Lee, R.C. Pooser, J.-H. Son, S. Moon, Nat. Commun., **15**, 266 (2024). DOI: 10.1038/s41467-023-44204-z
[10] L. Wang, C. Hong, S. Friberg, J. Opt. B, **3**, 346 (2001). DOI: 10.1088/1464-4266/3/5/313
[11] J. Rarity, J. Fulconis, J. Duligall, W. Wadsworth, P.S.J. Russell, Opt. Express, **13**, 534 (2005). DOI: 10.1364/OPEX.13.000534
[12] G.P. Agrawal, J. Opt. Soc. Am. B, **28**, A1 (2011). DOI: 10.1364/JOSAB.28.0000A1
[13] J. Hammer, M.V. Chekhova, D.R. Häupl, R. Pennetta, N.Y. Joly, Phys. Rev. Res., **2**, 012079 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.2.012079
[14] А.Ф. Хайруллин, А.М. Смирнова, Н.М. Арсланов, А.Б. Федотов, С.А. Моисеев, И.В. Федотов, М.А. Смирнов, Письма в ЖЭТФ, **119** (5), 336 (2024). DOI: 10.31857/S1234567824050033 [A.F. Khairullin, A.M. Smirnova, N.M. Arslanov, A.B. Fedotov, S.A. Moiseev, I.V. Fedotov, M.A. Smirnov, JETP Lett., **119** (5), 345 (2024). DOI: 10.1134/S0021364024600265].
[15] K. Garay-Palmett, D.B. Kim, Y. Zhang, F.A. Domínguez-Serna, V.O. Lorenz, A.B. U'Ren, J. Opt. Soc. Am. B, **40**, 469 (2023). DOI: 10.1364/JOSAB.479786
[16] J. Fulconis, O. Alibart, W. Wadsworth, P.S.J. Russell, J. Rarity, Opt. Express, **13**, 7572 (2005). DOI: 10.1364/OPEX.13.007572
[17] A. Migdall, S.V. Polyakov, J. Fan, J.C. Bienfang, *Single-photon generation and detection: physics and applications* (Academic Press, Amsterdam, 2013).
[18] D. De la Torre-Robles, D.A. Ortega-Ponce, I. Guryev, J. Garduño-Mejía, B. Ibarra-Escamilla, M. Durán-Sánchez, E. Kuzin, Sci. Rep., **11**, 18092 (2021). DOI: 10.1038/s41598-021-94612-8
[19] M. Cordier, P. Delaye, F. Gerôme, F. Benabid, I. Zaquine, Sci. Rep., **10**, 1650 (2020). DOI: 10.1038/s41598-020-58406-2
[20] О.А. Иванова, Т.Ш. Исхаков, А.Н. Пенин, М.В. Чехова, Квантовая электроника, **36** (10), 951 (2006). [O.A. Ivanova, T.S. Iskhakov, A.N. Penin, M.V. Chekhova, Quantum Electron., **36** (10), 951 (2006). DOI: 10.1070/QE2006v036n10ABEH013300].
[21] P. Sekatski, N. Sangouard, F. Bussières, C. Clausen, N. Gisin, H. Zbinden, J. Phys. B, **45**, 124016 (2012). DOI: 10.1088/0953-4075/45/12/124016