

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

Оптимизация спонтанного четырехволнового смешения в кольцевом микрорезонаторе*

И.Н.Чуприна, П.П.Ан, Е.Г.Зубкова, В.В.Ковалюк, А.А.Калачёв, Г.Н.Гольцман

Разработана теория спонтанного четырехволнового смешения в кольцевом микрорезонаторе. Аналитически рассчитана скорость испускания бифотонов для импульсной и монохроматической накачки с учетом дисперсии групповых скоростей. В первом случае рассмотрены импульсы в виде возрастающей экспоненты, которые являются оптимальными для возбуждения отдельной моды резонатора. Изучено поведение дисперсии групповых скоростей как функции ширины и высоты волновода для конкретного случая кольцевого микрорезонатора из нитрида кремния. Результаты численного расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными. Кольцевой микрорезонатор изготовлен из двух типов волноводов: полностью протравленных и наполовину протравленных. Установлено, что последние позволяют лучше контролировать параметры в процессе изготовления, делая его более предсказуемым.

Ключевые слова: спонтанное четырехволновое смешение, кольцевой микрорезонатор, нитрид кремния.

1. Введение

Разработка интегрированных источников однофотонных и перепутанных двухфотонных состояний света является актуальной задачей квантовой оптики и квантовой информатики [1, 2]. Один из перспективных подходов к созданию таких источников состоит в использовании нелинейных оптических эффектов в CMOS-совместимых материалах, таких как нитрид кремния [3]. В частности, спонтанное четырехволновое смешение (СЧВС) в микрорезонаторе позволяет совместить в одном устройстве целый ряд полезных свойств [4–10]. Во-первых, скорость нелинейного процесса может быть существенно увеличена благодаря малому объему мод и высокой резкости резонатора, что позволяет снизить требования к мощности накачки [4, 6, 10], тогда как увеличение области дисперсии в небольших резонаторах дает возможность облегчить демultipлексирование по частотам и отсечение излучения накачки [9]. Во-вторых, повышение скорости генерации пар фотонов с помощью резонатора одновременно позволяет уменьшить их спектральную ширину [8], делая квантовые состояния света более пригодными для записи в устройствах квантовой памяти. В-третьих, CMOS-совместимый процесс изготовления и высокая стабильность материала позволяют встраивать источники в масштаби-

руемые оптические интегральные схемы [9] и приблизиться к детерминированному испусканию одиночных фотонов, используя пространственное мультимultipлексирование [11]. По сравнению с интегральными источниками, основанными на спонтанном параметрическом рассеянии, в случае СЧВС все оптические длины волн оказываются в относительно узком диапазоне вблизи телекоммуникационной длины волны, что упрощает разработку интегральных оптических элементов и согласование фаз взаимодействующих волн.

Теория СЧВС в кольцевых микрорезонаторах разрабатывалась в целом ряде работ [10, 12–19]. При этом обычно рассматривался режим монохроматической накачки, который часто используется в экспериментах, но не подходит для мультимultipлексирования и построения масштабируемых оптических схем. В случае импульсного режима накачки показано [12, 19], что, используя короткие и широкополосные импульсы накачки, можно снизить частотные корреляции между испущенными фотонами или даже полностью избавиться от них, что критично для условного приготовления чистых однофотонных состояний. Кроме того, как показано в работе [18], критическая связь, обычно используемая в случае непрерывной накачки, не является оптимальной с точки зрения эффективности условного приготовления фотонов. Для достижения высокой эффективности требуется резонатор, в котором доминируют радиационные потери (over-coupled resonator). Однако в этом случае снижается скорость генерации для заданной входной мощности излучения накачки. В настоящей работе мы анализируем СЧВС, рассматривая импульсы в виде возрастающей экспоненты, которые являются оптимальными для возбуждения одномодового резонатора при любом соотношении радиационных и нерадационных потерь.

2. Модель и основные уравнения

Процесс СЧВС подразумевает воздействие лазерного пучка накачки на нелинейный материал, характеризующийся нелинейностью третьего порядка по электрическому

* Доложена на Российско-Британском симпозиуме по квантовым технологиям (Москва, 20–23 марта 2017 г).

И.Н.Чуприна, А.А.Калачёв. Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского Казанского научного центра РАН, Россия, 420029 Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7; Казанский (Приволжский) федеральный университет, Россия, 420008 Казань, ул. Кремлевская, 18; e-mail: a.a.kalachev@mail.ru

П.П.Ан, Е.Г.Зубкова, В.В.Ковалюк, Г.Н.Гольцман. Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского Казанского научного центра РАН, Россия, 420029 Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7; Московский педагогический государственный университет, Россия, 119991 Москва, ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1

полю $\chi^{(3)}$. Нелинейное взаимодействие внутри кристалла приводит в случайные моменты времени к уничтожению двух фотонов в модах накачки и к рождению двух фотонов, обычно называемых сигнальным и холостым, в других модах электромагнитного поля. В настоящей работе мы рассматриваем однопортовый микрорезонатор типа «беговая дорожка» (рис. 1), характеризующийся резкостью

$$F = \frac{\pi\sqrt{\tau a}}{1 - \tau a}, \tag{1}$$

где τ – коэффициент связи и a – амплитуда пропускания за один обход, и скоростью затухания поля

$$\kappa = \frac{2\pi c}{Ln_g F}, \tag{2}$$

где L – длина резонатора и n_g – групповой показатель преломления.

Создаваемые двухфотонные состояния могут быть рассчитаны в рамках теории возмущений первого порядка СЧВС в оптическом волноводе или волокне (см. напр., [20]), модифицированной с учетом формализма «вход–выход» для открытых резонаторов [21]. Такой подход был использован для анализа СЧВС в резонаторе в работах [13, 22].

Для простоты мы рассматриваем вырожденную схему накачки. Предполагается, что поле накачки соответствует моде резонатора в области нулевой дисперсии кольцевого микрорезонатора. При этом сигнальный и холостой фотоны испускаются в смежные моды резонатора (рис. 1), которые удалены от моды накачки, в общем случае, на разные частотные интервалы из-за дисперсии групповых скоростей. Поскольку нас интересует резонатор с доминирующими радиационными потерями, можно положить $a = 1$.

СЧВС в резонаторе описывается следующим эффективным гамильтонианом:

$$H(t) = \frac{3\epsilon_0}{4} \int d\mathbf{r} \chi^{(3)}(\mathbf{r}) E_s^{(-)}(\mathbf{r}, t) E_i^{(-)}(\mathbf{r}, t) \times E_p^{(+)}(\mathbf{r}, t) E_p^{(+)}(\mathbf{r}, t) \exp(i\Phi_{NL}) + \text{э. с.} \tag{3}$$

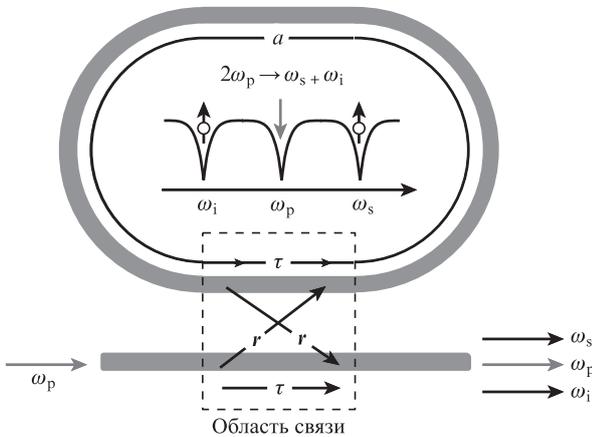


Рис. 1. Схема нелинейного микрорезонатора типа «беговая дорожка», связанного с прямолинейным волноводом (шиной). Коэффициенты r и τ – амплитуды вероятности перекачки и прохождения поля через область связи ($|r|^2 + |\tau|^2 = 1$), коэффициент a – амплитуда пропускания кольцевого резонатора за один обход.

Здесь положительно- и отрицательно-частотные части оператора электрического поля имеют вид

$$E_v^{(+)}(\mathbf{r}, t) = i\sqrt{\frac{\hbar\omega_{v0}}{2\epsilon_0 n_{v0} n_{gv0}}} \frac{u_v(x, y)}{\sqrt{L}} \times \int \frac{d\omega}{\sqrt{2\pi}} a_v(\omega) \exp(i\beta_v z - i\omega t), \tag{4}$$

$$E_v^{(-)} = [E_v^{(+)}]^\dagger,$$

где $v = s, i, p$ – индекс моды; $\beta_v(\omega) = \omega n_v(\omega)/c$ – константа распространения; $n_v(\omega)$ – эффективный показатель преломления; ω_{v0} – центральная частота поля, соответствующая моде резонатора; $n_{v0} = n_v(\omega_{v0})$; $n_{gv}(\omega) = c(d\beta_v/d\omega)$ – групповой показатель преломления моды; $n_{gv0} = n_{gv}(\omega_{v0})$; $u_v(x, y)$ – модовая функция, описывающая поперечное пространственное распределение поля и нормированная как $\int |u(x, y)|^2 dx dy = 1$; Φ_{NL} – нелинейный вклад само-модуляции и кросс-модуляции [23].

Операторы уничтожения фотонов в модах резонатора $a_v(\omega)$ и в модах свободного поля $a_{v, in}(\omega)$, $a_{v, out}(\omega)$ связаны следующими соотношениями:

$$a_v(\omega) = \frac{-i\sqrt{\kappa_v}}{\kappa_v/2 - i(\omega - \omega_{v0})} a_{v, in}(\omega) \equiv B_v(\omega) a_{v, in}(\omega), \tag{5}$$

$$a_v(\omega) = \frac{-i\sqrt{\kappa_v}}{-\kappa_v/2 - i(\omega - \omega_{v0})} a_{v, out}(\omega) \equiv B_v^\dagger(\omega) a_{v, out}(\omega). \tag{6}$$

Для простоты предполагаем, что $\kappa_s = \kappa_i = \kappa_p = \kappa$ и аналогичное соотношение имеет место для модовой резкости резонатора F_v .

Вектор состояния поля СЧВС в первом порядке теории возмущений вычисляется по формуле

$$|\psi\rangle = |0\rangle|\alpha\rangle - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dt H(t) |0\rangle|\alpha\rangle = |0\rangle|\alpha\rangle + |\psi_2\rangle|\alpha\rangle, \tag{7}$$

где $|0\rangle \equiv |0_s\rangle|0_i\rangle$ – вакуумное состояние сигнального и холостого полей; $|\alpha\rangle$ – когерентное состояние поля накачки с комплексной амплитудой α . Поскольку накачка предполагается классической, величину $\sqrt{\hbar\omega_{p0}} \alpha(\omega)$ можно заменить на $\sqrt{W} \alpha_p(\omega)$, где W – энергия импульса накачки и $\int |\alpha_p(\omega)|^2 d\omega = 1$. Подставляя (3)–(6) в формулу (7), получаем

$$|\psi_2\rangle = -i\gamma L W \sqrt{\frac{\omega_{s0}\omega_{i0}n_{p0}^2}{\omega_{p0}^2 n_{s0} n_{i0}}} \frac{1}{8\pi} \left(\frac{F\kappa}{2\pi}\right)^2 \times \int \int d\omega_s d\omega_i B_s(\omega_s) B_i(\omega_i) I_p(\omega_s, \omega_i) \times h(\Delta\beta) a_{out}^\dagger(\omega_s) a_{out}^\dagger(\omega_i) |0\rangle, \tag{8}$$

где

$$I_p(\omega_s, \omega_i) = \int d\omega_p B_p(\omega_p) B_p(\omega_s + \omega_i - \omega_p) \times \alpha_p(\omega_p) \alpha_p(\omega_s + \omega_i - \omega_p) \tag{9}$$

– свертка спектральной амплитуды поля накачки в резонаторе;

$$\gamma = \frac{3\chi^{(3)}\omega_{p0}}{4\epsilon_0 c^2 n_{p0}^2 A_{\text{eff}}} \quad (10)$$

– эффективная нелинейность, соответствующая СЧВС;

$$A_{\text{eff}} = \frac{1}{\iint dx dy u_p(x, y) u_p(x, y) u_s^*(x, y) u_i^*(x, y)} \quad (11)$$

– эффективная область взаимодействия;

$$h(\Delta\beta) = \frac{1}{L} \int_{-L}^0 \exp(i\Delta\beta z) dz = \text{sinc}(\Delta\beta L/2) \exp(i\Delta\beta L/2) \quad (12)$$

– функция фазового синхронизма;

$$\Delta\beta = \beta(\omega_p) + \beta(\omega_s + \omega_i - \omega_p) - \beta(\omega_s) - \beta(\omega_i) + \Phi_{\text{NL}} \quad (13)$$

– фазовое рассогласование. Далее мы рассматриваем мощность накачки, для которой величиной Φ_{NL} можно пренебречь.

Зная вектор состояния бифотонного поля (8), можно рассчитать число пар фотонов, генерируемых за один импульс накачки, используя формулу

$$N = \iint d\omega_s d\omega_i |\langle 0 | a_{\text{out}}(\omega_s) a_{\text{out}}(\omega_i) | \psi_2 \rangle|^2, \quad (14)$$

что дает

$$N = \frac{1}{(8\pi)^2} \frac{\omega_{s0}\omega_{i0}}{\omega_{p0}^2} \frac{n_{p0}^2}{n_{s0}n_{i0}} \left(\frac{F\kappa}{2\pi}\right)^4 (\gamma L W)^2 \text{sinc}^2(\Delta\beta_0 L/2) \times \iint d\omega_s d\omega_i |B_s(\omega_s) B_i(\omega_i) I_p(\omega_s, \omega_i)|^2. \quad (15)$$

Здесь учтено, что функция $|h(\Delta\beta)|^2$ является медленно меняющейся функцией в пределах профиля резонаторной линии и может быть вынесена за знак интеграла в виде $\text{sinc}^2(\Delta\beta_0 L/2)$, где $\Delta\beta_0 = 2\beta(\omega_{p0}) - \beta(\omega_{s0}) - \beta(\omega_{i0})$. Оставшийся интеграл можно рассчитать аналитически для определенных форм импульса накачки, которые рассматриваются в следующем разделе.

3. Импульсы в виде возрастающей экспоненты

Рассмотрим импульс накачки в виде возрастающей экспоненты

$$\alpha_p(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{-\sqrt{\epsilon}}{(-\epsilon/2) - i(\omega - \omega_{p0})}. \quad (16)$$

Если $\epsilon = \kappa$, то импульс является оптимальным для возбуждения резонаторной моды со скоростью затухания κ . В этом случае спектр поля накачки внутри резонатора, который описывается функцией $B_p(\omega_p)\alpha_p(\omega_p)$ в свертке (9), становится лоренцианом и соответствует импульсу в виде двусторонней экспоненты, имеющей максимальное значение для заданной энергии входного поля. Для оптимального импульса накачки функция свертки принимает вид

$$I_p(\omega_s, \omega_i) = -\frac{2\kappa}{(2\omega_{p0} - \omega_s - \omega_i)^2 + \kappa^2}, \quad (17)$$

и интеграл в уравнении (15) может быть записан как

$$\iint d\omega_s d\omega_i |B_s(\omega_s) B_i(\omega_i) I_p(\omega_s, \omega_i)|^2 = \frac{3(2\pi)^2}{2\kappa^2} G(\Delta), \quad (18)$$

где

$$G(\Delta) = \frac{2}{3} \frac{\kappa^2}{(2\pi)^2} \iint dv_s dv_i \frac{\kappa}{v_s^2 + (\kappa/2)^2} \times \frac{\kappa}{v_i^2 + (\kappa/2)^2} \frac{4\kappa^2}{[(v_s + v_i + \Delta)^2 + \kappa^2]^2} \approx \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta}{\kappa}\right)^2\right]^{-1}. \quad (19)$$

Здесь Δ – частотная расстройка между двумя модами, соответствующими сигнальному и холостому фотонам, которая обусловлена дисперсией групповых скоростей. Если сигнальная и холостая моды находятся с одной стороны от длины волны, соответствующей нулевой дисперсии групповой скорости, то частотная расстройка принимает вид $\Delta = -\beta_2/\beta_1(\Delta_{\text{FSR}} m)^2$, где $\beta_1 = n_g/c$; $\beta_2 = -[d^2/(2\pi c)^2] \times dn_g/d\lambda$; $\Delta_{\text{FSR}} = 2\pi c/(Ln_g)$; m – количество областей дисперсии между модой накачки и сигнальной (или холостой) модой. Полагая, что дисперсия мала, и рассматривая моды одного типа, можно положить $\forall v, n_{\text{gr}0} = n_g$. Наконец, после умножения числа испущенных пар фотонов на частоту следования импульсов накачки R приходим к следующей скорости излучения пар фотонов:

$$N_{\text{puls}} = 2^{-8} (\gamma L P_{\text{av}})^2 \frac{3\kappa^2}{2R} G(\Delta) \times \frac{\omega_{s0}\omega_{i0}}{\omega_{p0}^2} \frac{n_{p0}^2}{n_{s0}n_{i0}} \left(\frac{F}{\pi}\right)^4 \text{sinc}^2 \frac{\Delta\beta_0 L}{2}, \quad (20)$$

где $P_{\text{av}} = WR$ – средняя мощность накачки.

4. Режим монохроматической накачки

Рассмотрим теперь СЧВС в случае непрерывной накачки. Можно показать, что, устремляя $\epsilon \rightarrow 0$ в уравнении (9) и используя соотношения

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} |\alpha_p(\omega_p)|^2 = \delta(\omega_p - \omega_{p0}), \quad (21)$$

$$\int dx \delta(\xi - x) \delta(x - \eta) = \delta(\xi - \eta), \quad (22)$$

получаем интеграл свертки

$$I_p(\omega_s, \omega_i) = \frac{2\pi\epsilon}{\kappa} \delta(\omega_s + \omega_i - 2\omega_{p0}), \quad (23)$$

так что интеграл в формуле (15) принимает вид

$$\iint d\omega_s d\omega_i |B_s(\omega_s) B_i(\omega_i) I_p(\omega_s, \omega_i)|^2 = 2\epsilon \frac{(2\pi)^2}{\kappa^2} G'(\Delta), \quad (24)$$

где

$$G'(\Delta) = \left[1 + \left(\frac{\Delta}{\kappa}\right)^2\right]^{-1}. \quad (25)$$

Далее, определяя мощность непрерывной накачки P_{cw} как пиковую мощность импульса в пределе бесконечной длительности, $P_{cw} = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} (W\epsilon)$, приходим к следующей скорости испускания пар фотонов:

$$N_{cw} = 2^{-8} (2\kappa) G'(\Delta) \frac{\omega_{s0} \omega_{i0}}{\omega_{p0}^2} \frac{n_{p0}^2}{n_{s0} n_{i0}} \left(\frac{F}{\pi}\right)^4 \times (\gamma L P_{cw})^2 \text{sinc}^2(\Delta \beta_0 L/2). \quad (26)$$

Уравнения (19) и (25) дают примерно одинаковую скорость генерации, когда $P_{av} = P_{cw}$ и частота следования импульсов R близка к скорости затухания κ . Однако, когда R уменьшается, процесс генерации пар фотонов в случае импульсного режима становится более эффективным при одинаковой средней мощности поля накачки. К тому же, сравнивая $G(\Delta)$ и $G'(\Delta)$, можно заключить, что скорость СЧВС в монохроматическом импульсном режиме более чувствительна к дисперсии групповых скоростей, чем в случае импульсного режима накачки, как и следовало ожидать.

5. Вопросы экспериментальной реализации

Рассмотрим кольцевой микрорезонатор, образованный волноводом из нитрида кремния ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$). Волноводы из этого материала образуют перспективную CMOS-совместимую платформу для приложений интегральной фотоники [3]. В частности, в работе [24] были продемонстрированы кольцевые микрорезонаторы из нитрида кремния с резкостью, превышающей 10^3 в телекоммуникационном С-диапазоне длин волн. Чтобы получить в этом диапазоне длину волны с нулевой дисперсией, волновод должен быть достаточно толстым [25]. В настоящей работе выполнено численное моделирование дисперсии групповой скорости $D \equiv (-\lambda/c) d^2 n/d\lambda^2$, аналогичное проведенному в работе [25], однако при этом рассмотрен микрорезонатор, сформированный из двух прямых и двух полукруглых волноводов (см. рис.1). Численное моделирование выполнено с использованием коммерческой программы на основе метода FDTD (Lumerical Mode Solutions). Формулы Селлмейера для нитрида кремния и диоксида кремния были взяты из работ [26] и [27] соответственно.

Когда достигается нулевая дисперсия групповой скорости, становится возможным невырожденное СЧВС, что позволяет генерировать перепутанные по частоте бифотонные состояния и упростить разделение фотонов по частотам. В соответствии с численным расчетом (рис.2), для реализации такого режима необходим волновод высотой примерно 500 нм. Для проверки этого вывода на коммерчески доступных кремниевых подложках были изготовлены два кольцевых микрорезонатора с одинаковой полной длиной, одинаковой шириной волновода (1 мкм), но с разной высотой (330 и 450 нм). Процесс изготовления включал этапы фото- и электронной литографии.

На первом этапе при помощи позитивного фоторезиста AZ1512 были сделаны выравнивающие метки. Используя термическое испарение, мы распылили около 5 нм титана в качестве адгезионного слоя и 200 нм золота. Для формирования знаков совмещения применялся

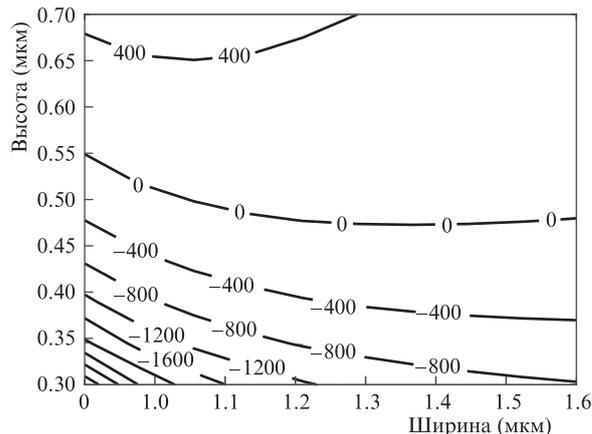


Рис.2. Расчетные зависимости дисперсии групповой скорости D от ширины и высоты волновода для фундаментальной ТЕ-моды на длине волны 1550 нм. Микрорезонатор типа «беговая дорожка» имеет длину 360 мкм и содержит два полукольца радиусом 31 мкм. Цифры у кривых – значения D в $\text{пс} \cdot \text{км}^{-1} \cdot \text{нм}^{-1}$

«взрыв» (list-off) в ацетоне. На втором этапе волноводные структуры были перенесены на слой Si_3N_4 путем электронной литографии на резист с высокой разрешающей способностью ZEP 520A и последующего реактивного ионного травления с помощью плазмы $\text{Ar} + \text{CHF}_3$. Затем остаточный резист удалялся путем плазменной очистки кислородом.

Для ввода излучения из одномодового волокна в кольцевой микрорезонатор использовались фокусирующие устройства на основе дифракционных решеток [28], оптимизированные для длины волны 1550 нм. Потери на связь не превышали -10 дБ. Спектр пропускания измерялся температурно перестраиваемым лазерным модулем с распределенной обратной связью FRL15DC (Fitel) и оптическим анализатором спектра HP 70950A. Рассчитанные параметры дисперсии D для волноводов высотой 330 и 450 нм оказались равными -1600 и -400 $\text{пс} \cdot \text{км}^{-1} \cdot \text{нм}^{-1}$ соответственно. Из полученных данных можно оценить различие величин двух смежных областей свободной дисперсии, которое составило 0.03 и 0.007 нм. Соответствующие экспериментальные значения, равные 0.05 и 0.01 нм, подтверждают приближение к нулевой дисперсии с увеличением высоты волновода.

В качестве примера рассмотрим волновод высотой 500 нм и шириной 1050 нм. При этом эффективная область взаимодействия $A_{\text{eff}} = 0.5$ мкм^2 и, полагая $n_2 = 2.4 \times 10^{-19} \text{ м}^2 \cdot \text{Вт}^{-1}$ [29], мы получаем эффективную нелинейность $\gamma = 3.7 \text{ м}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$. Далее, полагая $F = 100$, $L = 100$ мкм и мощность непрерывной накачки $P_{cw} = 10$ мВт, получаем скорость рождения пар фотонов $\sim 10^4 \text{ с}^{-1}$.

На рис.3 показан спектр пропускания микрорезонатора типа «беговая дорожка» одной и той же длины (380 мкм), но с разными зазорами и длинами области связи. Увеличение зазора, как и следовало ожидать, приводит к росту добротности Q , так что при зазоре в 1.4 мкм и области связи длиной 80 мкм мы получаем добротность $Q \approx 13000$. Таким образом, мы изготовили резонаторы с двумя типами волноводов – полностью протравленными и наполовину протравленными. Мы обнаружили что последние позволяют лучше контролировать параметры в ходе процесса изготовления, делая его более предсказуемым.

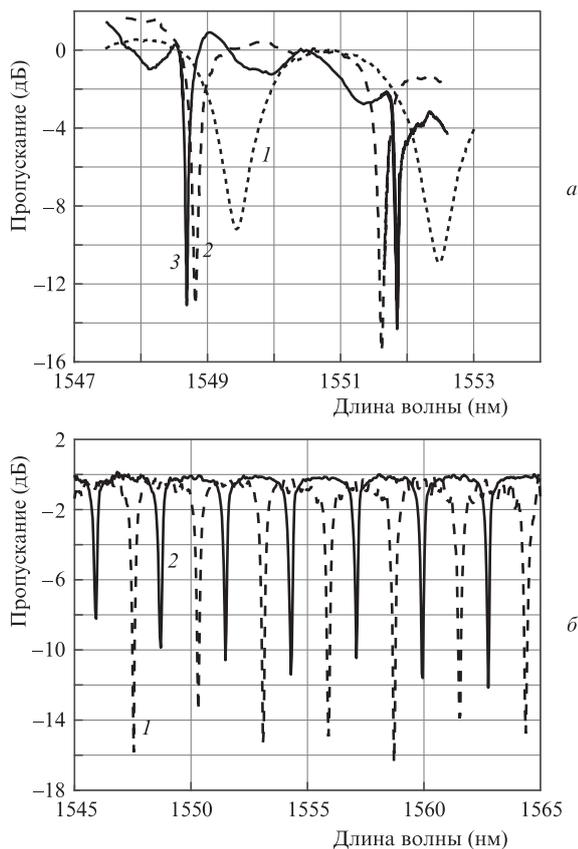


Рис.3. Спектры пропускания микрорезонаторов типа «беговая дорожка» как функции длины волны: *a* – при зазоре между шиной и кольцом 0.75 мкм (1), 1.0 мкм (2) и 1.4 мкм (3) для длин связи 80, 100 и 80 мкм соответственно (первый резонатор сделан из полностью протравленного волновода, остальные два – из наполовину протравленного волновода); *б* – спектры пропускания для наполовину протравленного кольцевого микрорезонатора при зазоре 0.6 мкм (1) и 1.4 мкм (2) (длина связи 120 мкм). В обоих случаях волноводы имели высоту 0.45 мкм и ширину 1 мкм, общая длина резонатора составляла 380 мкм.

6. Заключение

Итак, в настоящей работе изучено спонтанное четырехволновое смешение в диэлектрическом кольцевом резонаторе. Получено аналитическое выражение для скорости испускания пар фотонов при непрерывной и импульсной накачках. Во втором случае рассмотрены экспоненциальные импульсы, являющиеся оптимальными для возбуждения одномодового резонатора. В частном случае волноводов из нитрида кремния показано, что область нулевой дисперсии групповой скорости может находиться в телекоммуникационном С-диапазоне при подходящих значениях ширины и высоты волновода. В таких условиях становится возможным невырожденное СЧВС, что позволяет создавать перепутанные по частоте бифотонные состояния и направлять выходящие фотоны в разные пространственные каналы. Изготовлены кольцевые микрорезонаторы из нитрида кремния с разной

шириной и высотой волноводов и теоретически показано, что при оптимальной высоте волновода дисперсия групповых скоростей уменьшается.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12-00045).

- O'Brien J.L., Furusawa A., Vučković J. *Nature Photon.*, **3**, 687 (2009).
- Tanzilli S., Martin A., Kaiser F., De Micheli M.P., Alibart O., Ostrowsky D.B. *Laser Photon. Rev.*, **6**, 115 (2012).
- Moss D.J., Morandotti R., Gaeta A.L., Lipson M. *Nature Photon.*, **7**, 597 (2013).
- Turner A.C., Foster M.A., Gaeta A.L., Lipson M. *Opt. Express*, **16**, 4881 (2008).
- Clemmen S., Huy K.P., Bogaerts W., Baets R.G., Emplit P., Massar S. *Opt. Express*, **17**, 16558 (2009).
- Azzini S., Grassani D., Strain M.J., Sorel M., Helt L.G., Sipe J.E., Liscidini M., Galli M., Bajoni D. *Opt. Express*, **20**, 23100 (2012).
- Engin E., Bonneau D., Natarajan C.M., Clark A.S., Tanner M.G., Hadfield R.H., Dorenbos S.N., Zwiller V., Ohira K., Suzuki N., Yoshida H., Iizuka N., Ezaki M., O'Brien J.L., Thompson M.G. *Opt. Express*, **21**, 27826 (2013).
- Reimer C., Caspani L., Clerici M., Ferrera M., Kues M., Peccianti M., Pasquazi A., Razzari L., Little B.E., Chu S.T., Moss D.J., Morandotti R. *Opt. Express*, **22**, 6535 (2014).
- Harris N.C., Grassani D., Simbula A., Pant M., Galli M., Baehr-Jones T., Hochberg M., Englund D., Bajoni D., Galland C. *Phys. Rev. X*, **4**, 041047 (2014).
- Savanier M., Kumar R., Mookherjea S. *Opt. Express*, **24**, 3313 (2016).
- Collins M.J., Xiong C., Rey I.H., Vo T.D., He J., Shahnia S., Reardon C., Krauss T.F., Steel M.J., Clark A.S., Eggleton B.J. *Nature Commun.*, **4**, 2582 (2013).
- Helt L.G., Yang Z., Liscidini M., Sipe J.E. *Opt. Lett.*, **35**, 3006 (2010).
- Chen J., Levine Z.H., Fan J., Migdall A.L. *Opt. Express*, **19**, 1470 (2011).
- Helt L.G., Liscidini M., Sipe J.E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, 2199 (2012).
- Camacho R. M. *Opt. Express*, **20**, 21977 (2012).
- Vernon Z., Sipe J.E. *Phys. Rev. A*, **92**, 033840 (2015).
- Vernon Z., Sipe J.E. *Phys. Rev. A*, **91**, 053802 (2015).
- Vernon Z., Liscidini M., Sipe J. E. *Opt. Lett.*, **41**, 788 (2016).
- Vernon Z., Menotti M., Tison C.C., Steidle J.A., Fanto M.L., Thomas P.M., Preble S. F., Smith A.M., Alsing P.M., Liscidini M., Sipe J.E. *Opt. Lett.*, **42**, 3638 (2017).
- Garay-Palmett K., U'Ren A.B., Rangel-Rojo R. *Phys. Rev. A*, **82**, 043809 (2010).
- Walls D.F., Milburn G.J. *Quantum Optics* (Berlin: Springer, 2008, p. 425).
- Garay-Palmett K., Jerónimo-Moreno Y., U'Ren A.B. *Laser Phys.*, **23**, 015201 (2012).
- Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics*. (Amsterdam: Elsevier, 2007, p. 552).
- Gondarenko A., Levy J.S., Lipson M. *Opt. Express*, **17**, 11366 (2009).
- Krückel C.J., Fülöp A., Klintberg T., Bengtsson J., Andrekson P.A., Torres-Company V. *Opt. Express*, **23**, 25827 (2015).
- Luke K., Okawachi Y., Lamont M.R.E., Gaeta A.L., Lipson M. *Opt. Lett.*, **40**, 4823 (2015).
- Malitson I.H. *J. Opt. Soc. Am.*, **55**, 1205 (1965).
- Taillaert D., Van Laere F., Ayre M., Bogaerts W., Van Thourhout D., Bienstman P., Baets R. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **45**, 6071 (2006).
- Ikeda K., Saperstein R.E., Alic N., Fainman Y. *Opt. Express*, **16**, 12987 (2008).