



## ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩЕЙ КВАНТОВОЙ СВЯЗИ

### ЧАСТЬ 2\*

А.А.Калачев, д.ф.-м.н., *a.kalachev@mail.ru*,  
КФТИ им Е.К.Завойского КазНЦ РАН, Казань

Во второй части обзора рассматриваются актуальные направления исследований в области создания однофотонных и коррелированных двухфотонных состояний света, предназначенных для использования в системах дальнейдействующей квантовой связи.

**В**ажнейшими элементами систем дальнейдействующей квантовой связи наряду с устройствами квантовой памяти являются источники однофотонных состояний света. Идеальный однофотонный источник – это источник однофотонных световых импульсов, который удовлетворяет следующим условиям:

- световой импульс испускается в заданную пространственно-временную моду электромагнитного поля, то есть квантовое состояние поля, создаваемого источником, является чистым. Практически это означает неразличимость и спектральную ограниченность испускаемых однофотонных импульсов;
- вероятность обнаружения одного фотона в световом импульсе на выходе источника (эффективность источника) равна 100%. Это означает, что световой импульс, с одной стороны, не должен содержать вакуумного состояния и, с другой стороны, не должен содержать более одного фотона.

Основной параметр, описывающий качество однофотонного источника, – степень соответствия состояния на выходе источника тому состоянию, которое нужно получить. Если состояние на выходе не является идеальным и описывается оператором плотности  $\rho$ , а целевое состояние задается вектором  $|\psi\rangle$ , то качество  $F$  (Fidelity) источника определяется как среднее значение  $F = \langle \psi | \rho | \psi \rangle$ . Эта величина

## COMPONENTS OF LONG-DISTANCE QUANTUM COMMUNICATION

### PART 2

A.A. Kalachev, Doctor of Physical and Mathematical  
Sciences *a.a.kalachev@mail.ru*

Federal State Budgetary Institution of Science  
Kazan E.K. Zavoisky Physical-Technical Institute (KPhTI)  
of the Kazan Scientific Center of the Russian Academy of  
Sciences

**T**he second part of the review is devoted to the topical areas of research aimed at creating sources of single-photon and correlated two-photon states of light, which are intended for use in long-range quantum communication systems.

The most important components of long-range quantum communication systems, along with quantum memory devices, are the sources of single-photon states of light. The ideal single-photon source is the source of single-photon light pulses meeting the following conditions:

- Light pulse is emitted into a target spatial-temporal mode of the electromagnetic field, i.e., the field created by the source is in a pure quantum state. In practice, it means indistinguishability of the transform-limited single-photon pulses.
- The probability of detection of the single photon at the output (efficiency of the source) is equal to 100%. It means that the output light pulse, from the one hand, should not contain the vacuum state and, from the other hand, should not contain more than one photon.

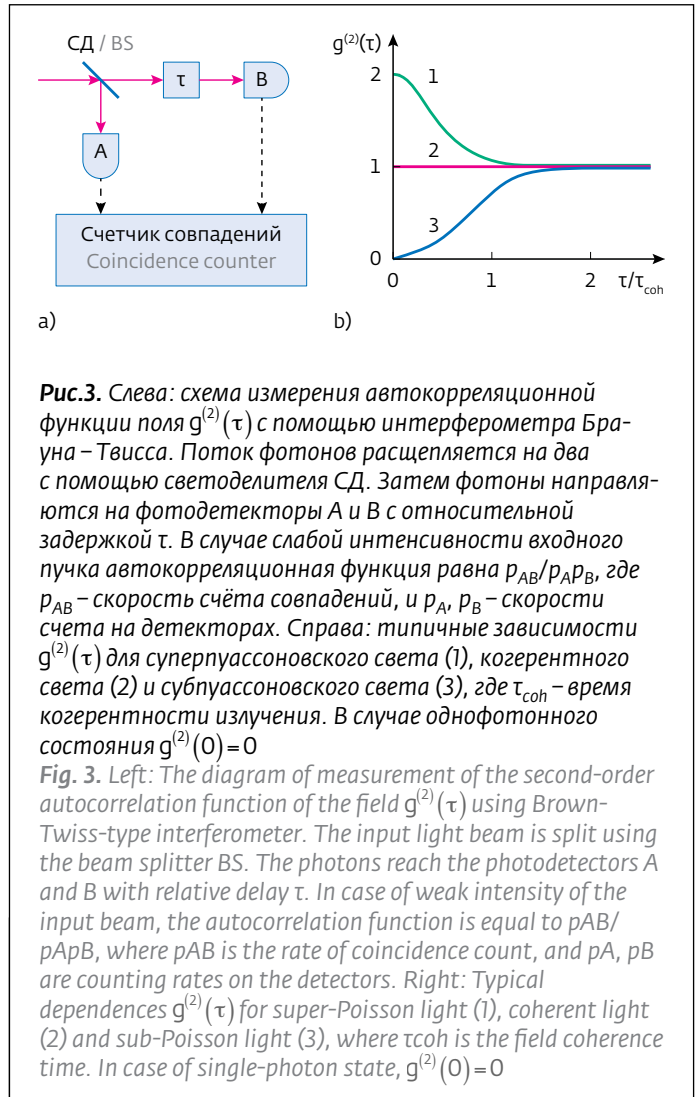
The key parameter describing the quality of the single-photon source is the fidelity, which is the measure of compliance of the output state to the target state. If the state at the output is not ideal and described by the density operator  $\rho$ , while the target one by vector  $|\psi\rangle$ , the fidelity  $F$  of the source is defined as the mean  $F = \langle \psi | \rho | \psi \rangle$ . This value equals 1 in case of full compliance, when  $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$ , and equals 0 in case of maximum discrepancy (when the states are orthogonal). Experimentally, the second-order zero-time autocorrelation function  $g^{(2)}(0)$  is usually measured (fig. 3). Under generation in a single spatial-temporal mode of the field (stable wave packet), we obtain  $g^{(2)}(0) = \langle a^{\dagger 2} a^2 \rangle / \langle a^{\dagger} a \rangle^2$ , where  $a(a^{\dagger})$  are the annihilation (creation) operators of the photons in the

\* Часть 1 см.: "Фотоника", 2017, № 1, с. 88–98.



равна 1 в случае полного соответствия, когда  $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$ , и равна 0 в случае максимального несоответствия (когда состояния ортогональны). В экспериментах, как правило, измеряется значение автокорреляционной функции поля при нулевой задержке  $g^{(2)}(0)$  (рис.3). При условии генерации в одну пространственно-временную моду поля (стабильный волновой пакет) имеем  $g^{(2)}(0) = \langle a^{\dagger 2} a^2 \rangle / \langle a^{\dagger} a \rangle^2$ , где  $a(a^{\dagger})$  – операторы уничтожения (рождения) фотонов в заданной пространственно-временной моде на выходе источника. В случае однофотонного состояния эта величина должна быть равна нулю. Кроме того, в одномодовом случае существует однозначная связь между качеством F и значением автокорреляционной функции, которую можно записать в виде  $F = 1 - g^{(2)}(0)/2$ , когда  $g^{(2)}(0) \ll 1$ . Отличие качества F от единицы, или величины  $g^{(2)}(0)$  от нуля, отражает вклад многофотонных состояний в данную моду поля. Если же генерация многомодовая, то ситуация усложняется, поскольку потеря качества может быть связана не только с вкладом многофотонных состояний, но и с различимостью фотонов, что соответствует смешанному состоянию на выходе источника. В этом случае одного значения  $g^{(2)}(0)$  недостаточно для характеристики выходного поля. Тогда подходящей мерой является видность антикорреляционного провала Хонга – Оу – Мандела (рис.4), которая достигает 100% только при условии, если два независимых состояния на входе в интерферометр являются однофотонными и чистыми, т.е. неразличимыми.

Поскольку на практике, естественно, можно лишь приблизиться к идеалу, важно понимать, каким минимальным требованиям должен удовлетворять однофотонный источник, чтобы представлять практический интерес с точки зрения дальнедействующей квантовой связи. В качестве примера приведем теоретические оценки, сделанные в обзорной работе [64]: квантовый повторитель на основе однофотонных источников будет эффективнее остальных вариантов (прежде всего, известной схемы DLCZ [65]) при условии, что эффективность генерации однофотонного импульса превышает 67%, а вклад двухфотонных состояний не превышает  $10^{-4}$ . При этом подразумевается, что источники создают чистые однофотонные состояния. Кроме того, существенные требования выдвигаются со стороны оптической квантовой памяти, использование которой необхо-



**Рис.3.** Слева: схема измерения автокорреляционной функции поля  $g^{(2)}(\tau)$  с помощью интерферометра Брауна – Твисса. Поток фотонов расщепляется на два с помощью светоделителя СД. Затем фотоны направляются на фотодетекторы А и В с относительной задержкой  $\tau$ . В случае слабой интенсивности входного пучка автокорреляционная функция равна  $p_{AB}/p_A p_B$ , где  $p_{AB}$  – скорость счёта совпадений, и  $p_A, p_B$  – скорости счёта на детекторах. Справа: типичные зависимости  $g^{(2)}(\tau)$  для суперпуассоновского света (1), когерентного света (2) и субпуассоновского света (3), где  $\tau_{coh}$  – время когерентности излучения. В случае однофотонного состояния  $g^{(2)}(0) = 0$

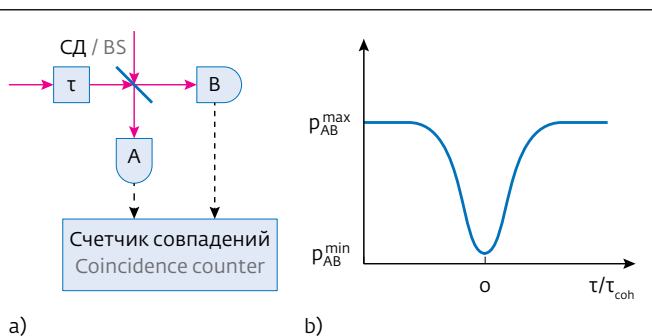
**Fig. 3.** Left: The diagram of measurement of the second-order autocorrelation function of the field  $g^{(2)}(\tau)$  using Brown-Twiss-type interferometer. The input light beam is split using the beam splitter BS. The photons reach the photodetectors A and B with relative delay  $\tau$ . In case of weak intensity of the input beam, the autocorrelation function is equal to  $p_{AB}/p_A p_B$ , where  $p_{AB}$  is the rate of coincidence count, and  $p_A, p_B$  are counting rates on the detectors. Right: Typical dependences  $g^{(2)}(\tau)$  for super-Poisson light (1), coherent light (2) and sub-Poisson light (3), where  $\tau_{coh}$  is the field coherence time. In case of single-photon state,  $g^{(2)}(0) = 0$

target spatial-temporal mode at the source output. In case of the single-photon state, this value should be equal to zero. Furthermore, in case of the single-mode field, there is one-to-one correspondence between the fidelity F and the second-order zero-time autocorrelation function, which can be written as  $F = 1 - g^{(2)}(0)/2$  for  $g^{(2)}(0) \ll 1$ . A deviation of F from unit or that of  $g^{(2)}(0)$  from zero describes a contribution of multi-photon states into this mode. In case of multi-mode generation, the situation becomes more complicated since loss of quality can be connected not only with contribution of multi-photon states, but also with distinguishability of the photons, which corresponds to a mixed state at the source output. In this case,  $g^{(2)}(0)$  alone is not enough to characterize the output field. Then the suitable measure is the visibility of Hong-Ou-Mandel dip (fig. 4) reaching 100% provided only that two independent states at the input of the interferometer are single-photon and pure, i.e. indistinguishable.

димо для реализации квантовых повторителей. Если в качестве носителей информации использовать примесные кристаллы, активированные редкоземельными ионами, то в ближайшей перспективе устройства квантовой памяти смогут записывать и воспроизводить оптические импульсы, спектральная ширина которых не превышает нескольких гигагерц. Если же рассматривать полностью оптический протокол квантового повторителя (без квантовой памяти) [66], то его реализация потребует создания многофотонных перепутанных квантовых состояний с помощью огромного числа (миллиона) однофотонных источников [67].

В настоящее время проблема создания эффективного однофотонного источника разрабатывается по двум направлениям: создание источников на основе спонтанного излучения одиночной квантовой системы (квантовые точки, центры окраски, атомы или ионы в оптической ловушке) и создание источников на основе нелинейных оптических явлений (спонтанное параметрическое рассеяние, спонтанное четырехволновое смешение) в протяженных средах (кристаллы, волноводы, волокна). Особенности каждого подхода подробно рассмотрены в обзоре [68]. Поэтому ниже сформулированы только принципиальные моменты и отмечены самые последние экспериментальные результаты.

Наиболее простым подходом к созданию однофотонных источников представляется использование спонтанного излучения одиночных квантовых систем после воздействия импульса накачки. Основными преимуществами данного подхода являются возможность генерации фотонов по требованию и отсутствие вкладов двух- или многофотонных состояний. В качестве перспективных квантовых систем, которые можно использовать в интегральных оптических схемах, предлагаются квантовые точки [69, 70] и центры окраски в алмазе [71, 72] – такие как NV-центры и SiV-центры. Анализируя подход в целом, в качестве основных недостатков обычно указывают: низкую эффективность сбора излучения (collection efficiency) точечного источника, в особенности находящегося в материале с высоким показателем преломления; некогерентный характер однофотонных импульсов (отсутствие спектральной ограниченности) вследствие большого однородного уширения оптических переходов при комнатной температуре; уникальность каждого



**Рис.4.** Слева: схема интерферометра Хонга – Оу – Мандела. Два фотона, испущенные последовательно одним однофотонным источником или двумя независимыми источниками, направляются на два входа светоделителя СД и скорость совпадений фотоотсчетов  $P_{AB}$  на детекторах А и В регистрируется как функция относительной задержки  $\tau$ . Справа: типичная зависимость  $P_{AB}(\tau)$ , имеющая вид провала (провал Хонга-Оу-Мандела). Видность провала  $V = (P_{AB}^{\max} - P_{AB}^{\min}) / (P_{AB}^{\max} + P_{AB}^{\min})$  равна 100% в случае неразличимых чистых однофотонных состояний на входе интерферометра

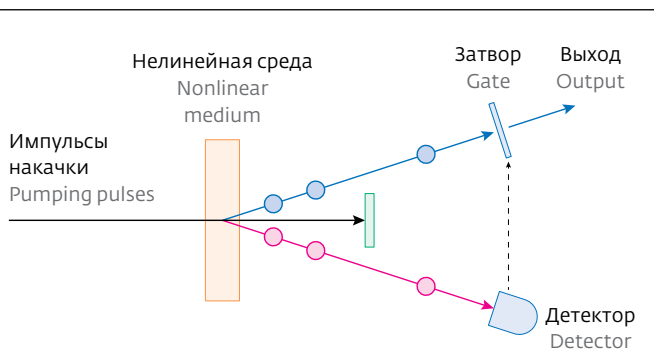
**Fig. 4.** Left: The diagram of Hong-Ou-Mandel interferometer. Two photons emitted in turn by a single-photon source or by two independent sources "collide" on the beam splitter BS, and the coincidence rate  $P_{AB}$  is registered as a function of the relative delay  $\tau$ . Below: Typical dependence  $P_{AB}(\tau)$  in the form of a dip (Hong-Ou-Mandel dip). Visibility of the dip  $V = (P_{AB}^{\max} - P_{AB}^{\min}) / (P_{AB}^{\max} + P_{AB}^{\min})$  equals 100% in case of indistinguishable pure single-photon states at the input ports of the interferometer

Since in practice it is only possible to approximate the ideal case, it is important to understand which minimum requirements the single-photon source should meet to represent practical interest from the point of view of long-range quantum communication. As an example, let us consider theoretical estimates carried out in the review paper [64]: a quantum repeater based on single-photon sources will be more effective than others (i.e., than DLCZ scheme [65]) provided that efficiency of generation of single-photon pulses exceeds 67%, and contribution of two-photon states does not exceed  $10^{-4}$ . It also implies that sources create pure single-photon states. Furthermore, essential requirements are imposed by optical quantum memories which are necessary for implementation of quantum repeaters. If rare-earth ion doped crystals are used as data carriers, then quantum memory devices in the short term will be able to record and retrieve optical pulses which spectral width does not exceed several GHz. If the completely optical protocol of quantum repeater (without quantum memory) was considered [66], its implementation would require the creation of multi-photon entangled quantum states by



отдельного центра в твердотельной матрице (неоднородное уширение оптических переходов), приводящая к различимости фотонов, испускаемых различными центрами. Кроме того, следует еще отметить, что временная форма испускаемых однофотонных импульсов имеет вид затухающей экспоненты с резким передним фронтом, что усложняет синхронизацию световых импульсов при реализации квантовых алгоритмов и уменьшает эффективность записи и воспроизведения однофотонных импульсов в устройствах квантовой памяти. На сегодняшний день наилучшие параметры однофотонных источников продемонстрированы с помощью квантовых точек InAs/GaAs при температуре жидкого гелия: высокое качество однофотонных состояний ( $g^{(2)}(0) < 0,01$ ) [73, 74], испускание более 1000 фотонов с неразличимостью (видностью антикорреляционного провала), превышающей 92% [75], высокая эффективность сбора излучения (более 65%) [73, 74, 76], генерация перепутанных двухфотонных состояний на каскадных переходах [76, 77]. В настоящее время активно ведется разработка однофотонных излучателей с электрической накачкой, источников, которые встроены или сильно связаны с интегральными оптическими схемами, а также исследование новых перспективных систем, таких как дефекты в двумерных материалах и углеродные нанотрубки (см. недавний обзор [78]).

В основе работы однофотонных источников на основе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) или спонтанного четырехволнового смешения (СЧВС) лежит корреляция чисел фотонов в модах рассеянного поля (рис.5). Детектирование одного из фотонов в паре (скажем, холостого) однозначно говорит о наличии второго фотона (сигнального), поэтому такие источники называются источниками с оповещением (heralded source). Поскольку реальная эффективность оповещающего детектора меньше 100%, отсутствие фотоотсчета не означает отсутствия сигнального фотона. Чтобы избавиться от таких неконтролируемых вкладов в выходное поле источника, на пути сигнального фотона можно поставить затвор, который будет открываться только по сигналу детектора (т.е. при наличии триггерного импульса). Идея такого условного приготовления однофотонных состояний была предложена Д.Н. Клышко в 1977 году [79], а первый эксперимент был поставлен Хонгом и Манделем в 1986 году [80].



**Рис.5.** Схема однофотонного источника с оповещением на основе СПР или СЧВС. В процессе СПР излучение накачки возбуждает квадратично-нелинейную среду, в которой случайным образом происходит уничтожение высокочастотного фотона накачки и одновременное рождение двух низкочастотных фотонов, называемых обычно холостым и сигнальным. В процессе СЧВС коррелированные пары фотонов рождаются аналогичным образом при возбуждении кубично-нелинейной среды в результате уничтожения двух фотонов поля накачки. Детектирование одного из коррелированных фотонов однозначно говорит о наличии второго, что соответствует условному приготовлению однофотонного состояния

**Fig. 5.** The diagram of a single-photon heralded source based on SPDC or SFWM. In the case of SPDC, pumping radiation excites a second-order nonlinear medium where a high-frequency pumping photon is annihilated randomly and two low-frequency photons, usually called idler and signal, are born. In the course of SFWM, correlated pairs of photons are created similarly via pumping a third-order nonlinear medium as a result of annihilation of two photons of the pumping field. Detecting one of the correlated photons unambiguously proves the presence of another that corresponds to conditional preparation of a single-photon state

means of huge number (of the order of one million) of single-photon sources [67].

Currently, the problem of creating an effective single-photon source is elaborated in two directions: creation of sources based on spontaneous emission of a single quantum system (quantum dots, color centers, atoms or ions in an optical trap) and creation of sources based on nonlinear optical phenomena (spontaneous parametrical down-conversion, spontaneous four-wave mixing) in extended media (crystals, waveguides, fibers). Each approach is described in detail in the review [68]. Therefore, only the basic moments are considered below and the latest experimental results are discussed.

The simplest approach to creation of single-photon sources is the use of spontaneous emission of single quantum systems initiated by a pumping pulse. The main advantages of this approach are the possibility of generation on demand and absence of contributions of



Основными достоинствами источников на основе СПР или СЧВС являются возможность генерации фотонов в широком диапазоне частот, возможность генерации чистых квантовых состояний (спектрально ограниченных импульсов) при комнатных температурах, возможность приготовления однофотонных импульсов различной длительности и временной формы. Основные недостатки – случайный характер генерации (во время действия поля накачки пары фотонов рождаются в случайные моменты времени) и ненулевой вклад многофотонных состояний (наряду с парами фотонов рождаются четверки, шестерки и т.д.).

Повысить детерминированность источника и одновременно понизить вклад многофотонных состояний можно путем мультиплексирования нескольких источников. В этом случае несколько процессов СПР или СЧВС комбинируются в одном источнике так, чтобы вероятность условного приготовления фотонов (heralding efficiency) можно было увеличить без увеличения мощности накачки для каждого процесса в отдельности, сохраняя таким образом высокое качество источника. В настоящее время проводятся активные теоретические и экспериментальные исследования, связанные с разработкой и реализацией различных схем мультиплексирования. Среди последних результатов можно выделить эксперименты по временному [81, 82] и пространственному [83, 84] мультиплексированию. В частности, в работе [83] реализовано пространственное мультиплексирование двух однофотонных источников на основе СЧВС в оптической интегральной схеме (фотонном чипе). Возможность создания массива подобных однофотонных источников на одном фотонном чипе продемонстрирована недавно в работе [85].

Типичные значения спектральной ширины бифотонных полей, создаваемых в нелинейных кристаллах или волноводах, – несколько нанометров. Однако для записи и воспроизведения одиночных фотонов в устройствах квантовой памяти требуется спектральная ширина порядка 10 МГц – 100 МГц, если речь идет о квантовой памяти на основе примесных кристаллов, активированных редкоземельными ионами. В этом плане перспективно использование СПР в резонаторе, что позволяет сузить спектр генерации до десятков МГц и меньше, одновременно повышая спектраль-

two- or multi-photon states. Quantum dots [69, 70] and color centers in diamonds [71, 72], such as NV-centers and the SiV-centers, are suggested as promising quantum systems which can be used in integrated photonic circuits. When analyzing the approach in general, low collection efficiency from the point source locating, in particular, in materials with high refraction index, incoherent nature of single-photon pulses (non transform-limited pulses) due to large homogeneous broadening of optical transitions at room temperature and uniqueness of each separate center in a solid-state matrix (inhomogeneous broadening of optical transitions) thus resulting in distinguishability of the photons emitted by the different centers are specified as the main shortcomings. Furthermore, it should be also noted that spontaneously emitted single-photon pulses are of exponential fall temporal form with sharp leading edge that complicates synchronization of light pulses when implementing quantum algorithms and reduces efficiency of storage and retrieval of single-photon pulses in quantum memory devices. Today the best parameters of single-photon sources are demonstrated by quantum dots InAs/GaAs at the temperatures of liquid helium: high quality of single-photon states ( $g^{(2)}(0) < 0,01$ ) [73, 74], emission of over 1000 photons with indistinguishability (the visibility of the HOM dip) exceeding 92% [75], high collection efficiency (over 65%) [73, 74, 76], generation of entangled two-photon states via cascade transitions [76, 77]. Currently, the topics of active research are electrically pumped single-photon sources, sources that are built-in or tightly connected with photonic chips, and new promising systems, such as defects in two-dimensional materials and carbon nano-tubes (see the recent review [78]).

The functioning of single-photon sources based on spontaneous parametric down-conversion (SPDC) or spontaneous four-wave mixing (SFWM) is founded on the photon number correlation in the modes of the scattered field (fig. 5). Detecting one of the correlated photons in a pair (say, idler photon) unambiguously informs about existence of the second photon (signal photon). Therefore, such sources are called heralded sources. Since the actual efficiency of the heralding detector is less than 100%, the absence of the photocount does not mean the absence of the signal photon. In order to get rid of such uncontrollable contributions to the source output field, it is possible to put a gate on the way of the signal photon which is opened only on a detector signal (i.e., in the presence of a trigger pulse). The concept of such conditional preparation of single-photon states has been suggested by D.N. Klyshko in 1977 [79], and the first experiment has been performed by Hong and Mandel in 1986 [80].



ную яркость источника [86–96]. Кроме того, использование резонатора позволяет реализовать управление временной формой однофотонных импульсов за счёт модуляции импульсов накачки [97, 98], что обеспечивает наибольшую эффективность условного приготовления фотонов. Если же говорить об узкополосных однофотонных источниках на основе СЧВС, то весьма перспективным представляется использование кольцевых микрорезонаторов [99–105]. Данный подход позволяет одновременно решить несколько задач: повысить эффективность генерации и снизить требуемую мощность накачки [99, 101, 105]; упростить разделение фотонов по частоте и фильтрацию излучения накачки за счет большой области дисперсии микрорезонатора [104]; генерировать узкополосные фотоны, совместимые с устройствами квантовой памяти [103] и, наконец, изготавливать масштабируемые интегральные оптические схемы [104], которые необходимы для реализации, например, пространственного мультиплексирования [83]. Кроме того, кольцевые микрорезонаторы могут оказаться полезными и для наблюдения трехфотонного СПР [106], позволяющего создавать источники коррелированных пар фотонов с оповещением.

Возвращаясь к общей теме настоящего обзора, можно сказать, что реализация дальнедействующей квантовой связи с помощью квантовых повторителей представляется сейчас наиболее достижимой из тех амбициозных задач, которые ставятся в области квантовых оптических технологий. Для реализации протоколов квантовых повторителей необходимо, чтобы устройства квантовой памяти соединились друг с другом через волоконно-оптические линии. Поэтому одной из актуальных задач исследований является создание согласованных между собой (по рабочей длине волны и спектральной ширине) источников неклассических состояний света и запоминающих устройств, позволяющих, так или иначе, реализовать квантовую связь на телекоммуникационных длинах волн. Кроме того, как оптическая память, так и однофотонные источники должны при этом обладать высокой (близкой к 100%) эффективностью. Демонстрация подобных устройств остается пока наиболее важной и сложной задачей в области развития элементной базы дальнедействующей квантовой связи.

The main advantages of the sources based on SPDC or SFWM are the possibility of generating photons with the broad range of frequencies, the possibility to generate pure quantum states (or transform-limited pulses) at room temperatures, the possibility of preparation of single-photon pulses of different duration and temporal forms. The main shortcomings are the random nature of generation (during the pumping field action, the pairs of photons are born at random moments of time) and non-zero contribution of multi-photon states (along with the photon pairs, the fours, the sixs, etc. are also born).

To make the source more deterministic and simultaneously to decrease the contribution of multi-photon states, one can take advantage of multiplexing of several sources. In this case, several SPDC or SFWM processes are combined in one source so that the probability of conditional preparation of photons (heralding efficiency) could be increased without the increase in pumping power for each process separately, thus keeping high quality of the source. The development and implementation of different multiplexing schemes is an active area of research. The latest experiments on temporal [81, 82] and spatial [83, 84] multiplexing are worth noting. In particular, spatial multiplexing of two single-photon sources based on SFWM in a photonic chip is implemented in work [83]. The possibility of creating an array of identical single-photon sources in a photon chip has been recently shown in work [85].

Typical values of spectral width of bi-photon fields created in nonlinear crystals or waveguides are of several nanometers. However, in order to store and recall single photons in quantum memory devices, one needs spectral width of about 10 – 100 MHz if referred to quantum memory based on rare-earth ion doped crystals. In this respect, the use of SPDC in a resonator that allows one to reduce generation bandwidth down to tens of MHz and less, while increasing spectral brightness of the source [86–96] is very promising. Furthermore, the use of a resonator allows us to control the temporal form of single-photon pulses via modulation of the pumping pulses [97, 98] thus providing the maximum efficiency of conditional single-photon preparation. As for narrow-band single-photon sources based on SFWM, the use of ring micro-resonators [99–105] seems to be very promising. This approach allows one to solve several problems simultaneously: to increase the efficiency of generation and to reduce the required pumping power [99, 101, 105], to simplify frequency division of photons and pumping radiation filtering at the expense of large free spectral range of micro-resonators [104], to generate narrow-band photons compatible with quantum memory devices [103] and, finally, to produce scalable photonic



Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-12-00806).

## ЛИТЕРАТУРА

64. **Sangouard N. and Zbinden H.** What are single photons good for. – Journal of Modern Optics, 59(17), 1458 (2012).
65. **Duan L.-M., Lukin M. D., Cirac J. I., Zoller P.** Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. – Nature, 414 (6862), 413 (2001).
66. **Azuma, K., Tamaki, K. and Lo, H.-K.** All-photon quantum repeaters. – Nat. Commun. 6, 6787 (2015).
67. **Pant M., Krovi H., Englund D. and Guha S.** Rate-distance tradeoff and resource costs for all-optical quantum repeaters. – Phys. Rev. A, 95(1), 012304 (2017).
68. **Eisaman M. D., Fan J., Migdall A., Polyakov S. V.** Single-photon sources and detectors. – Rev. Sci. Instrum., 82(7), 071101 (2011).
69. **Yao P., Manga Rao V. S. C. and Hughes S.** On-chip single photon sources using planar photonic crystals and single quantum dots. – Laser & Photon. Rev., 4(4), 499 (2009).
70. **Buckley S., Rivoire K., and Vučković J.** Engineered quantum dot single-photon sources. – Rep. Prog. Phys., 75(12), 126503 (2012).
71. **Aharonovich I., Castelletto S., Simpson D. A. et al.** Diamond-based single-photon emitters. – Rep. Prog. Phys., 74(7), 076501 (2011).
72. **Aharonovich I. and Neu E.** Diamond nanophotonics. – Adv. Opt. Mater. 2(10), 911 (2014).

chips [104] necessary for implementation, for example, of spatial multiplexing [83]. Furthermore, ring microresonators can also be useful for implementation of three-photon SPDC [106] allowing to create heralded sources of correlated photon pairs.

Turning to the general subject of this review, one can say that implementation of long-range quantum communication using quantum repeaters currently seems to be the most achievable of those ambitious tasks which are set in the field of quantum optical technologies. In order to implement the protocols of quantum repeaters, it is necessary to communicate quantum memory devices through the optical fibers. Therefore, one of the urgent tasks is the development of compatible (regarding the wavelength and spectral width) sources of non-classical states of light and storage devices allowing implementing, in one way or another, quantum communication on telecommunication wavelengths. Furthermore, both optical memories and single-photon sources have to possess high (near to 100%) efficiency. Demonstration of such devices remains the most important and complex challenge in the field of development of components of long-range quantum communication so far.

*The work was supported by the Russian Science Foundation (grant No. 14-12-00806).*

## ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ НЕПРЕРЫВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ C-WAVE ДЛЯ СПЕКТРА ОТ БЛИЖНЕГО УФ-ДО ИК-ДИАПАЗОНОВ ОТ КОМПАНИИ HÜBNER PHOTONICS



Hübner Photonics – немецкий производитель высокотехнологичных лазерных систем для различных областей науки и техники.

Концепция C-WAVE лазеров позволяет создавать перестраиваемые лазерные источники непрерывного излучения для областей спектра от ближнего УФ- до ИК-диапазонов без необходимости изменения лазерной среды или оптических компонентов. Система полностью автоматизирована и обладает модульной конструкцией. Выходная мощность: >200 мВт для видимого диапазона, >400 мВт для ИК-диапазона. Ширина линии: <1 МГц.



Принцип работы C-WAVE лазеров сочетает в себе два нелинейных процесса. В первой ступени (оптический параметрический генератор), используется 532-нм лазер для накачки нелинейных кристаллов с периодической поляризацией. Таким образом, генерируются сигнальные и холостые фотоны с перестраиваемой частотой в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн от 900 нм до 1300 нм. Последующая генерация второй гармоники (ГВГ) с использованием кристалла удвоителя частоты приводит к перестройке сигнальных фотонов в диапазон от синего до зеленого (450–525 нм), в то время как холостые фотоны преобразуются в диапазон от зеленого до красного (540–650 нм). Например, технические характеристики одной из конфигураций C-Wave лазера модели AbsoluteLambda C-Wave IR + VIS:

- Диапазон перестройки: 450–650 нм (за исключением 525–540 нм, ±2 нм)
- Диапазон перестройки >100 ГГц (скорость перестройки >1 ГГц/с)
- Ширина линии: <1 МГц
- Абсолютная точность перестройки длины волны: ±1 МГц (±0,000001 нм)
- Выходная мощность: >80 мВт

Источник: [www.hubner-photonics.com](http://www.hubner-photonics.com)

Жукова Мария, [m.zhukova@oessp.ru](mailto:m.zhukova@oessp.ru)





73. **Somaschi N., Giesz V., De Santis L., et al.** Near-optimal single-photon sources in the solid state. – *Nat. Photon.*, 10(5), 340 (2016).
74. **Ding X., He, Y., Duan Z.-C. et al.** On-demand single photons with high extraction efficiency and near-unity indistinguishability from a resonantly driven quantum dot in a micropillar. – *Phys. Rev. Lett.*, 116(2), 020401 (2016).
75. **Wang H., Duan Z.-C., Li Y.-Y. et al.** Near-transform-limited single photons from an efficient solid-state quantum emitter. – *Phys. Rev. Lett.*, 116 (21), 213601 (2016).
76. **Muller M., Bounouar S., Jons K. et al.** On-demand generation of indistinguishable polarization-entangled photon pairs. – *Nat. Photon.*, 8 (3), 224 (2014).
77. **Versteegh M., Reimer M., Jöns K. et al.** Observation of strongly entangled photon pairs from a nanowire quantum dot. – *Nat. Commun.*, 5, 5298 (2014).
78. **Aharonovich I., Englund D. and Toth M.** Solid-state single-photon emitters. – *Nature Photonics*, 10(10), 631 (2016).
79. **Клышко Д. Н.** Об использовании вакуумных флуктуации в качестве репера яркости света. – *Квантовая электроника*, 4(5), 1056 (1977).  
**Klyshko D. N.** Ob ispol'zovanii vakuumnnykh fluktuacii v kachestve repera jarkosti sveta. – *Kvantovaja jelektronika*, 4(5), 1056 (1977).
80. **Hong C., Mandel L.** Experimental realization of a localized one-photon state. – *Phys. Rev. Lett.*, 56(1), 58 (1986).
81. **Christensen B., Kaneda F., Park H. et al.** Time-multiplexed heralded single-photon source. – *Optica*, 2(12), 1010 (2015).
82. **Xiong C., Zhang X., Liu Z., et al.** Active temporal multiplexing of indistinguishable heralded single photons. – *Nature Communications*, 7, 10853 (2016).
83. **Collins M.J., Xiong C., Rey I.H. et al.** Integrated spatial multiplexing of heralded single-photon sources. – *Nature Communications*, 4, 2582 (2013).
84. **Meany T., Ngah L., Collins M. et al.** Hybrid photonic circuit for multiplexed heralded single photons. – *Laser & Photonics Reviews*, 8(3), L42 (2014).
85. **Spring J., Mennea P., Metcalf B. et al.** Chip-based array of near-identical, pure, heralded single-photon sources. – *Optica*, 4(1), 90 (2017).
86. **Zhang H., Jin X.-M., Yang J. et al.** Preparation and storage of frequency-uncorrelated entangled photons from cavity-enhanced spontaneous parametric downconversion. – *Nature Photonics*, 5(10), 628 (2011).
87. **Chuu C.-S., Yin G., and Harris S.** A miniature ultrabright source of temporally long, narrowband biphotons. – *Applied Physics Letters*, 101(5), 051108 (2012).
88. **Fekete J., Rieländer D., Cristiani M. and de Riedmatten H.** Ultranarrow-band photon-pair source compatible with solid state quantum memories and telecommunication networks. – *Phys. Rev. Lett.*, 110(22), 220502 (2013).
89. **Förtsch M., Fürst J., Wittmann C. et al.** A versatile source of single photons for quantum information processing. – *Nature Communications*, 4, 1818 (2013).
90. **Zhou Z.-Y., Ding D.-S., Li Y. et al.** Cavity-enhanced bright photon pairs at telecom wavelengths with a triple-resonance configuration. – *J. Opt. Soc. Am. B*, 31(1), 128 (2014).
91. **Wang J., Lv P.-Y., Cui J.-M. et al.** Generation of nondegenerate narrow-band photon pairs for a hybrid quantum network. – *Phys. Rev. Applied*, 4(6), 064011 (2015).
92. **Slattery O., Ma L., Kuo P. and Tang X.** Narrow-linewidth source of greatly non-degenerate photon pairs for quantum repeaters from a short singly resonant cavity. – *Appl. Phys. B*, 121(4), 413 (2015).
93. **Luo K.-H., Herrmann H., Krapick S. et al.** Direct generation of genuine single-longitudinal-mode narrowband photon pairs. – *New J. Phys.*, 17(7), 073039 (2015).
94. **Ahlrichs A. and Benson O.** Bright source of indistinguishable photons based on cavity-enhanced parametric down-conversion utilizing the cluster effect. – *Applied Physics Letters*, 108(2), 021111 (2016).
95. **Rambach M., Nikolova A., Weinhold T. and White A.** Sub-megahertz linewidth single photon source. – *APL Photonics*, 1(9), 096101 (2016).
96. **Rieländer D., Lenhard A., Mazzer M., and de Riedmatten H.** Cavity enhanced telecom heralded single photons for spin-wave solid state quantum memories – *New J. Phys.*, 18(12), 123013 (2016).
97. **Kalachev A.** Pulse shaping during cavity-enhanced spontaneous parametric down-conversion. – *Phys. Rev. A*, 81(4), 043809 (2010).
98. **Köprülü K., Huang Y.-P., Barbosa G. and Kumar P.** Lossless single-photon shaping via heralding. – *Opt. Lett.*, 36(9), 1674 (2011).
99. **Turner A., Foster M., Gaeta A. and Lipson M.** Ultra-low power parametric frequency conversion in a silicon microring resonator. – *Opt. Express* 16(7), 4881 (2008).
100. **Clemmen S., Phan Huy K., Bogaerts W. et al.** Continuous wave photon pair generation in silicon-on-insulator waveguides and ring resonators. – *Opt. Express*, 17(19), 16558 (2009).
101. **Azzini S., Grassani D., Strain M. et al.** Ultra-low power generation of twin photons in a compact silicon ring resonator. – *Opt. Express*, 20(21), 23100 (2012).
102. **Engin E., Bonneau D., Natarajan C. et al.** Photon pair generation in a silicon micro-ring resonator with reverse bias enhancement. – *Opt. Express*, 21(23), 27826 (2013).
103. **Reimer C., Caspani L., Clerici M. et al.** Integrated frequency comb source of heralded single photons. – *Opt. Express*, 22(6), 6535 (2014).
104. **Harris N., Grassani D., Simbula A. et al.** Integrated source of spectrally filtered correlated photons for large-scale quantum photonic systems. – *Phys. Rev. X*, 4(4), 041047 (2014).
105. **Savianier M., Kumar R., Mookherjea S.** Photon pair generation from compact silicon microring resonators using microwatt-level pump powers. – *Optics Express*, 24(4), 3313 (2016).
106. **Akbari M., Kalachev A.** Third-order spontaneous parametric down-conversion in a ring microcavity. – *Laser Physics Letters*, 13(11), 115204 (2016).