ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩЕЙ КВАНТОВОЙ СВЯЗИ

ЧАСТЬ 1

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

Обзор посвящен актуальной теме исследований в области оптических квантовых технологий, которая связана с разработкой систем оптической квантовой памяти и источников неклассических состояний света, являющихся базовыми устройствами для реализации дальнодействующей квантовой связи.

В настоящее время во всем мире наблюдается неуклонный рост пользователей сети Интернет, а также потоков информации, передаваемой по оптическим каналам связи. На этом фоне растет число атак на системы безопасности и несанкционированных доступов к базам данных и аккаунтам пользователей. Поэтому актуальной задачей является разработка квантовых сетей связи, использующих протоколы квантовой криптографии, которые гарантируют абсолютную секретность передаваемой информации [1-3]. Протоколы квантовой криптографии характеризуются безусловной стойкостью к различным атакам, то есть их безопасность не зависит от вычислительных возможностей компьютеров, используемых для взлома. Однако, несмотря на значительные успехи (в настоящее время в мире уже действует несколько коммерческих криптографических сетей), существует целый ряд нерешённых проблем, препятствующих широкому внедрению квантовой криптографии. Наиболее важной является отсутствие квантовых повторителей [4, 5], внедрение которых позволит преодолеть существующий предел радиуса действия квантовой сети (порядка 100 км) и создать, в конечном счете, квантовый интернет [6], обладающий безусловной стойкостью. Основным элементом квантового повторителя является оптическая квантовая память – устройство, способное записывать и воспроизводить квантовые состояния

COMPONENTS OF LONG-DISTANCE QUANTUM COMMUNICATION

PART 1

A.A.Kalachev, Doctor of Physical and Mathematical Sciences 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

The review is devoted to a topical subject of research in the field of optical quantum technologies related to development of optical quantum memory systems and sources of nonclassical light states that are basic components for implementation of long-distance quantum communication.

Nowadays, there has been a steady increase of Internet users and information flows transferred through optical communication channels throughout the world. In this context the number of attacks on security systems and unauthorized accesses to databases and user accounts is rising. That is why the development of quantum communication networks by quantum cryptography protocols that guarantee the complete confidentiality of transferred information is considered as a priority [1-3]. Quantum cryptography protocols are characterized by unconditional security at different attacks, i.e. their security does not depend on computational capabilities of computers used for hacking. However, despite of considerable progress (nowadays, several commercial cryptography networks operate throughout the world), there is a wide range of outstanding issues widespread preventing large-scale implementation quantum cryptography. The most important issue is the absence of quantum repeaters [4, 5], implementation of which should allow to overcome the existing quantum networks effect range (about 100 km) and to create, eventually, quantum Internet [6] having unconditional security. The main element of the quantum repeater is an optical quantum memory, i.e. device that can store and reconstruct the quantum state of light. For example, single photon states and states close to them having the

света. Например, в системах квантовой связи через оптоволоконные каналы используются однофотонные или близкие к ним состояния, имеющие вид двугорбых световых импульсов. Квантовая информация, переносимая таким световым импульсом, задается распределением однофотонного состояния по этим двум горбам. Если длина канала небольшая, около ста километров, то квантовую связь можно реализовать напрямую, без использования квантовой памяти. Однако если длина канала составляет несколько сотен километров и потери становятся слишком большими, то канал разбивается на короткие участки (20–30 км), в пределах которых осуществляется передача однофотонных состояний, и на каждом из участков информация, содержащаяся в световых импульсах, записывается в устройства памяти. Воспроизводя записанные световые импульсы с некоторой задержкой (от долей секунды до нескольких секунд, в зависимости от используемого протокола) и выполняя определенные измерения, можно создать перепутанные квантовые состояния между устройствами памяти, расположенными на большом расстоянии друг от друга, что и позволяет осуществить квантовую связь между ними [4, 5]. Таким образом, разработка квантовой памяти является одной из ключевых задач на пути создания квантового интернета. Кроме того, для реализации эффективных протоколов квантовой связи, а также для реализации небольших сопутствующих квантовых вычислений необходимы высококачественные источники однофотонных и перепутанных двухфотонных состояний света, а также эффективные детекторы, разрешающие число фотонов. Целью настоящего обзора является анализ последних достижений и ближайших перспектив в области исследований, связанных с разработкой подобных устройств, составляющих элементную базу квантовых оптических технологий. Первая часть обзора посвящена оптической квантовой памяти, а вторая – источникам однофотонных и коррелированных двухфотонных состояний электромагнитного поля.

Прежде чем обсуждать различные подходы к созданию эффективной квантовой памяти, необходимо определить основные понятия, используемые при ее описании. В настоящем обзоре речь пойдет о записи и воспроизведении однофотонных световых импульсов, кото-

form of double-peaked light pulse are used in systems of quantum communication through fiber optical channel. The quantum information transferred by such a light pulse is set by distribution of a single-photon state at these two peaks. If channel length is small, i.e. about hundred kilometers, it is possible to perform the quantum communication directly, without quantum memory usage. However if the channel length is several hundreds of kilometers and the loss becomes too serious, the channel is split into short sections (20–30 km) with the transmission of single photon states is carried out, and on each section the information contained in light pulses is stored in memory devices. Reproducing the stored light pulses with some delay (from fractions of a second to several seconds depending on the used protocol) and executing certain measurements, it is possible to create the entangled quantum states between remote memory devices, which allows to realize quantum communication [4, 5]. Thus, the quantum memory development is one of the key tasks on the way of quantum Internet creation. Besides, for implementation of quantum communication effective protocols, and also for implementation of small accompanying quantum calculations, high-quality sources of single photon states and entangled two photon states, and also the effective photon number resolving detectors are necessary. The purpose of the present review is the analysis of the recent achievements and the nearest perspectives in research related to development of such devices which are the components of quantum optical technologies. The first part of the review is devoted to optical quantum memory and the second one describes the sources of single photon states and correlated two photon states of the electromagnetic field.

Before discussing different approaches to creation of effective quantum memory, it is necessary to define the basic concepts used at its description. The review covers the storage and retrieval of single photon light pulses which are elementary excitations (quanta) of spatial-temporal modes of the electromagnetic field. The elementary nature of the excitation means that the state of the field is indivisible during photodetection, and the spatial-temporal mode is no other than superposition of travelling wave modes, i.e. a wave packet. In particular, single photon wave packets which are the closest responding to intuitive notion of a photon are used as elementary carriers of quantum information, i.e. qubits that can be transferred to

рые являются элементарными возбуждениями (квантами) пространственно-временных мод электромагнитного поля. Элементарный характер возбуждения означает, что состояние поля является неделимым в процессе фотодетектирования, а пространственно-временная мода есть не что иное, как суперпозиция мод бегущих волн, т.е. волновой пакет. Именно однофотонные волновые пакеты, наиболее близко отвечающие интуитивному понятию фотона, используются в качестве элементарных носителей квантовой информации – кубитов, которые можно передавать на большие расстояния (flying qubits). Если для простоты рассмотреть однофотонный импульс, соответствующий определенной пространственной моде (например, фундаментальной моде оптоволокна), спектральная ширина которого существенно меньше несущей частоты, то можно описать однофотонный волновой пакет с помощью медленно меняющейся амплитуды $A(t)$:

$$|\psi\rangle = \int dt A(t) a^\dagger(t) |\text{vac}\rangle.$$

Здесь $a^\dagger(t)$ – оператор рождения фотона в рассматриваемой моде в момент времени t , $|\text{vac}\rangle$ – вакуумное состояние поля и $\int dt |A(t)|^2 = 1$. Квадрат амплитуды $|A(t)|^2$ задает плотность вероятности обнаружить фотон в момент времени t . Подробное обсуждение такого описания однофотонных импульсов можно найти в работе [7]. Чтобы из однофотонного волнового пакета сформировать квантовый бит, можно поступить следующим образом [8]: однофотонный импульс пропускается через разбалансированный интерферометр Маха-Цендера, так что на выходе получается суперпозиция двух одинаковых по форме, но разнесенных во времени волновых пакетов: $A(t) \rightarrow \alpha A(t) + \beta A(t - \tau)$, где α и β – комплексные числа, описывающие разность фаз и амплитуд двух пакетов, которые удовлетворяют условию нормировки $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Обозначим квантовое состояние, соответствующее первому пакету, через $|0\rangle = \int dt A(t) a^\dagger(t) |\text{vac}\rangle$, а второму пакету – через $|1\rangle = \int dt A(t - \tau) a^\dagger(t) |\text{vac}\rangle$. Тогда состояние такого двугорбого импульса принимает вид: $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, что и соответствует произвольному состоянию квантового бита с кодированием во времени (time-bin qubit).

Важнейшими характеристиками квантовой памяти являются эффективность и точность

long distances (flying qubits). If for simplicity we consider the single photon pulse corresponding to a certain spatial mode (for example, fundamental mode of an optical fiber) and its spectral width is significantly smaller than its carrier frequency, it is possible to describe a single photon wave packet by means of slow varying amplitude $A(t)$

$$|\psi\rangle = \int dt A(t) a^\dagger(t) |\text{vac}\rangle.$$

Where $a^\dagger(t)$ is a photon creation operator in the considered mode at the point of time t , $|\text{vac}\rangle$ is the vacuum state of field and $\int dt |A(t)|^2 = 1$. Squared amplitude $|A(t)|^2$ determines the probability density function to detect the photon at the point of time t . The detailed discussion of such description of single photon pulses can be found in the work [7]. To form a quantum bit of single photon wave packet it is possible to proceed as follows [8]: a single photon pulse is passed through misbalanced Mach-Zehnder interferometer so that at the output we have the superposition of two wave packets that are equal in form but different in time: $A(t) \rightarrow \alpha A(t) + \beta A(t - \tau)$, where α and β are complex numbers describing phase difference and amplitudes of two packets that meet the normalization condition $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Let us define the quantum state corresponding to the first packet as $|0\rangle = \int dt A(t) a^\dagger(t) |\text{vac}\rangle$, and define the second packet as $|1\rangle = \int dt A(t - \tau) a^\dagger(t) |\text{vac}\rangle$. In this case the state of such a two-peaked pulse takes the form of $|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$, that corresponds to arbitrary state of time-bin qubit.

The most important characteristics of quantum memory are the efficiency and fidelity of reconstruction of quantum states. The efficiency η is defined as the probability of single photon state reconstruction that corresponds to ratio of pulse average energy at output to pulse average energy at input. Formal definition has the following form:

$$\eta = \frac{\int dt |A_{\text{out}}(t)|^2}{\int dt |A_{\text{in}}(t)|^2},$$

where $A_{\text{in}}(t)$ and $A_{\text{out}}(t)$ are the amplitudes of pulses at input and at output of the device, respectively. As to fidelity of quantum memory F , this characteristic describes the level of field state correspondence at device output to field state at input. In terms of single photon pulse it is referred to correlation of

(или качество) воспроизведения квантовых состояний. Эффективность η определяется как вероятность восстановления однофотонного состояния, что соответствует отношению средней энергии импульсов на выходе к средней энергии импульсов на входе. Формальное определение имеет вид:

$$\eta = \frac{\int dt |A_{out}(t)|^2}{\int dt |A_{in}(t)|^2},$$

где $A_{in}(t)$ и $A_{out}(t)$ – амплитуды импульсов на входе и на выходе устройства, соответственно. Что касается точности воспроизведения или качества (fidelity) квантовой памяти F , то эта характеристика описывает степень соответствия состояния поля на выходе устройства состоянию поля на входе. В терминах однофотонных импульсов речь идет о корреляции огибающей и фазы волновых пакетов, которые являются функциями времени и координат, так что можно записать:

$$F = \eta \frac{|A_{in}(t)A_{out}(t-T)|^2}{\int dt |A_{in}(t)|^2 \int dt |A_{out}(t)|^2},$$

где T – время хранения информации. Качество F равно 1 в случае полного соответствия состояний и равно 0 в случае максимального несоответствия (когда состояния ортогональны).

envelope and phase of wave packets that are time and coordinates functions, so it is possible to write the following formula:

$$F = \eta \frac{|A_{in}(t)A_{out}(t-T)|^2}{\int dt |A_{in}(t)|^2 \int dt |A_{out}(t)|^2},$$

where T is the time of information storage. The fidelity F equals to 1 in case of full compliance of the states and equals to 0 in case of maximum noncompliance (when the states are orthogonal).

Ideal quantum memory is the device designed to write and reconstruct single-photon wave packets with efficiency and fidelity equal to 100%. At that the time of information storage is supposed to exceed duration of single photon pulses significantly. Surely, the ideal device cannot be created in real life, therefore it is important to understand what requirements are imposed to optical quantum memory concerning protocols of long-distance quantum communication. The estimations, performed in the work [9] for the quantum repeater where the active multiplexing is used can be used as the example. If multiplexing degree (number of channels) is equal to 100, multi-channel storage and retrieval of single photon states for time about 50 msec with the efficiency of 90% can be required for implementation of quantum communication at a distance of 1000 km. More realistic assessment can be found in the work [10]. In any case, it is important to note that it is not necessary to

Идеальная квантовая память – это устройство, способное записывать и воспроизводить однофотонные волновые пакеты с эффективностью и точностью, которые равны 100%. При этом подразумевается, что время хранения информации может существенно превышать длительность однофотонных импульсов. Естественным образом идеальное устройство невозможно создать на практике, поэтому важно понимать, какие требования предъявляются к оптической квантовой памяти с точки зрения протоколов дальнего действия квантовой связи. В качестве примера можно привести оценки, сделанные в работе [9] для квантового повторителя, в котором используется активное мультиплексирование. Если степень мультиплексирования (число каналов) равно 100, то для реализации квантовой связи на расстоянии 1000 км потребуются многоканальная запись и воспроизведение однофотонных состояний на время порядка 50 мс с эффективностью 90%. Более реалистичные оценки можно найти в работе [10]. В любом случае, важно отметить, что для решения практических задач не обязательно хранить квантовую информацию в течение секунд или минут. Если использовать протоколы с мультиплексированием, то время хранения оказывается порядка 100 мс, что существенно ближе к тем возможностям, которые предоставляют имеющиеся носители квантовой информации. Однако при этом нужна многомодовая квантовая память, способная за один цикл записывать и воспроизводить множество однофотонных состояний.

В настоящее время наибольшее внимание уделяется разработке оптической квантовой памяти на основе многоатомных ансамблей, использование которых в качестве носителей информации позволяет записывать и воспроизводить разнообразные квантовые состояния электромагнитного поля, в частности однофотонные волновые пакеты, в многомодовом режиме. Самыми перспективными считаются схемы, основанные на явлениях электромагнитно-индуцированной прозрачности, нерезонансного рамановского (комбинационного) рассеяния света и фотонного эха (см. обзоры [11–16]). Среди наиболее значимых экспериментальных результатов можно отметить демонстрацию высокой эффективности (выше 50%) протоколов квантовой памяти на основе электромагнитно-индуцированной прозрач-

keep quantum information for seconds or minutes for solution of practical tasks. If protocols with multiplexing are used, the storage period is proved to be about 100 msec that is significantly closer to abilities which are provided by available carriers of quantum information. However in doing so it is necessary to use the multimode quantum memory designed for storage and reconstruction of single photon states set at one cycle.

Nowadays the major attention is paid to development of optical quantum memory on the basis of polyatomic ensembles since their usage as information carriers allow storing and reconstructing various quantum states of electromagnetic field, in particular single photon wave packets, in a multimode regime. The most promising schemes are those based on the phenomena of electromagnetically-induced transparency, off-resonant Raman scattering and photon echo (see reviews [11–16]). Among the most significant experimental results are: demonstration of quantum memory protocols of high efficiency (more than 50%) on the basis of electromagnetically-induced transparency [17] and photon echo [18–23], storing and reconstructing of broadband photons (THz) in diamond crystal via off-resonant Raman scattering [24], storage of large pulse sequences (up to 1000) [25, 26], and also demonstration of large time-bandwidth product (up to 5000) [27, 28]. It is necessary to note that the possibilities of quantum memory protocols were shown using weak laser pulses in many cases and this fact certainly ensured the high signal-to-noise ratio. Nowadays the attention has refocused on carrying out experiments just with single photon states. From this point of view we can mention the solid-state experiments on storage and reconstruction of polarization qubits [29–31] and time-bin qubits [32], and also implementation of spin-based control of optical quantum memory during storage of single photon states [33], and experiments on multiplexing [34–35]. The significant attention is paid to development of integrated quantum memory with use of wave guides [36–38], photon chips [39, 40] and optical fibers [41–43]. In the context of spatial multiplexing usage, the great interest is aroused concerning experiments on storage and retrieval of quantum light states with orbital angular momentum [44–46].

The basic aspect is the search of the new materials which allow storage of recorded quantum information for a long period. Nowadays much

ности [17] и фотонного эха [18–23], запись и воспроизведение широкополосных (ТГц) фотонов в кристалле алмаза в режиме нерезонансного рамановского рассеяния [24], запись и считывание больших (до 1000) импульсных последовательностей [25, 26], а также демонстрацию большого (до 5000) отношения времени хранения к длительности импульса [27, 28]. Следует отметить, что во многих случаях возможности протоколов квантовой памяти демонстрировались с использованием ослабленных лазерных импульсов, что заведомо гарантировало высокое отношение сигнал/шум. В настоящее время акцент сместился на проведение экспериментов именно с однофотонными состояниями. С этой точки зрения можно отметить твердотельные эксперименты по записи и воспроизведению кубитов с поляризационным [29–31] и временным [32] кодированием, реализацию спинового контроля оптической квантовой памяти при хранении однофотонных состояний [33], эксперименты по мультиплексированию [34, 35]. Существенное внимание уделяется разработке интегральных вариантов квантовой памяти с использованием волноводов [36–38], фотонных чипов [39, 40] и оптических волокон [41–43]. В плане использования пространственного мультиплексирования большой интерес вызывают эксперименты по записи и воспроизведению квантовых состояний света с орбитальным угловым моментом [44–46].

Принципиальным моментом является поиск новых материалов, позволяющих достаточно долго сохранять записанную квантовую информацию. В настоящее время много внимания уделяется исследованию кристаллов, активированных редкоземельными ионами [47], поскольку при низких температурах (~2 K) они обеспечивают большие времена фазовой релаксации как на оптических, так и на спино-

Рис. 1. Схема оптической квантовой памяти на основе непрерывного управления пространственным синхронизмом в резонаторе. Красный пучок – управляющее поле, синий пучок – сигнальное поле. Область пересечения пучков находится в примесном кристалле – носителе квантовой информации, который помещается в резонатор. Запись и воспроизведение сигнального поля осуществляется путем угловой модуляции управляющего пучка

Fig. 1. A scheme for optical quantum memory on the basis of continuous phase-matching control in the resonator. Red beam is the control field and blue beam is the signal field. The area of beams crossing is within impurity crystal, i.e. quantum information carrier that is placed in the resonator. Storage and retrieval of signal field is performed by control beam angular modulation.

attention is paid to research of rare-earth ion doped crystals [47] as at low temperatures (~2K) they provide large times of the phase relaxation both on optical, and on spin transitions of impurity ions, giving at the same time ample opportunities for control of transition frequency by means of external electric or magnetic fields, and also for integration in photonic circuits. Besides, the rare-earth-ion doped crystals are considered to be the promising systems for implementation of microwave quantum memory that is of great importance for creation of hybrid quantum schemes using superconducting qubits. As the information is stored in these crystals in the form of atomic superposition states, the quantum memory time is limited to phase relaxation time T_2 . Typical T_2 values at low temperatures are equal to tens of microseconds on optical transitions and equal to hundreds of microseconds on spin transitions. Thus, advanced arrangements of optical quantum memory shall be based on use of long-lived spin states. The urgent research problem is the development of

вых переходах примесных ионов, предоставляя при этом широкие возможности по управлению частотами переходов с помощью внешних электрических или магнитных полей, а также по интегрированию в оптические схемы. Кроме того, кристаллы, активированные редкоземельными ионами, считаются перспективными системами для реализации квантовой памяти в микроволновом диапазоне, что имеет большое значение для создания гибридных квантовых схем с использованием сверхпроводниковых кубитов. Поскольку записанная в этих кристаллах информация хранится в виде атомных суперпозиционных состояний, время квантовой памяти ограничивается временем фазовой релаксации T_2 . Типичные значения T_2 при низких температурах составляют десятки микросекунд на оптических переходах и сотни микросекунд на спиновых переходах. Таким образом, перспективные схемы оптической квантовой памяти должны основываться на использовании долгоживущих спиновых состояний. Актуальной задачей исследований является разработка методов, позволяющих увеличить время фазовой релаксации за счет воздействия на спиновые состояния последовательностью радиочастотных импульсов (динамическая развязка) (см. обзор [48]) или за счет использования так называемых часовых резонансных переходов примесных ионов, частота которых в первом порядке не зависит от флуктуаций кристаллического магнитного поля [49]. Объединяя оба подхода, можно увеличить время фазовой релаксации на несколько порядков. На сегодня наибольшее время хранения записанной информации (до одной минуты) продемонстрировано в кристалле $Y_2SiO_5:Pr^{3+}$ [50], а наибольшее время фазовой релаксации на спиновом переходе (до 6 часов) – в кристалле $Y_2SiO_5:Eu^{3+}$ [51]. Большой интерес вызывают также изотопически чистые примесные кристаллы, активированные редкоземельными ионами (см. обзор [52]). Моноизотопный состав как самой матрицы, так и примесных частиц позволяют достичь предельных значений времен фазовой релаксации, оптической плотности и более полного контроля параметров материала. Кроме того, такие кристаллы могут иметь очень малое неоднородное уширение оптических переходов (~50 МГц), что позволяет реализовать в твердых телах схемы квантовой памяти, основанные на нерезонансном рамановском взаимодей-

Рис. 2. Иллюстрация схемы оптической квантовой памяти на основе угловой модуляции волнового вектора управляющего поля. Вверху: схема рабочих переходов и пространственного синхронизма для нерезонансного комбинационного (рамановского) взаимодействия сильного управляющего поля с частотой ω_c и волновым вектором k_c , слабого сигнального поля с частотой ω_s и волновым вектором k_s и трехуровневой системы атомов. Атомы приготавливаются в состоянии $|1\rangle$, так что в процессе взаимодействия на переходе $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ создается волна когерентности с волновым вектором $k_s - k_c$. Внизу: запись информации об амплитуде сигнального поля в виде пространственной решетки когерентности, создаваемой при повороте волнового вектора управляющего поля во время взаимодействия, и считывание сигнального поля в процессе спонтанного рамановского рассеяния управляющего поля на созданной решетке когерентности за счет поворота волнового вектора

Fig. 2. Illustration of optical quantum memory protocol on the basis of angular modulation of control field wave vector. Above: The diagram of working transitions and phase-matching for off-resonant Raman scattering of strong control field with wave vector k_c , weak signal field with wave vector k_s and three-level system of atoms. Atoms are prepared in the state $|1\rangle$ so that during the interaction the coherent wave with wave vector $k_s - k_c$ is created at transition $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Below: Storage of information about the amplitude of the signal field in the form of coherence spatial grating generated by means of the control field angular scanning during the interaction and reconstructing of the signal field via spontaneous Raman scattering of the control field on created coherence grating through wave vector modulation.

ствии [53–58]. Эти схемы оказываются особенно удобными при использовании часовых переходов с максимально большими временами когерентности.

Так в работах [56, 57] был предложен новый метод записи и воспроизведения слабых импульсов света, основанный на непрерывном управлении пространственным синхронизмом в протяженной многоатомной системе за счет угловой модуляции управляющего поля. Угловая модуляция, в частности, позволяет реализовать квантовую память без управления неоднородным уширением оптических переходов с помощью внешних электрических или магнитных полей, которые используются для реализации градиентного фотонного эха, что оказывается принципиальным при работе с часовыми спиновыми переходами. Одна из возможных схем реализации показана на рис.1. Управляющее и сигнальное поля взаимодействуют с носителем информации (примесным кристаллом), находящимся в резонаторе. При этом сигнальное поле соответствует одной из мод резонатора, а управляющее поле распространяется перпендикулярно оси резонатора. Пусть волновой вектор управляющего поля поворачивается в процессе нерезонансного рамановского взаимодействия с атомами в присутствии слабого (однофотонного) сигнального поля (рис.2). Тогда информация о временной форме однофотонного импульса обратимым образом проецируется на пространственную решетку спиновой когерентности, создаваемой на переходе между двумя нижними уровнями. Амплитуда входного поля в различные моменты времени переносится на спиновые волны с разным волновым вектором. Такое проецирование возможно в протяженной многоатомной системе благодаря условиям пространственного син-

methods allowing increasing of phase relaxation time due to impact on spin states with the sequence of radio-frequency pulses (dynamic decoupling) (see the review [48]) or due to the usage of so-called clock resonance transitions of impurity ions with the frequency that in the first order does not depend on fluctuations of crystal magnetic field [49].

Integrating both approaches, it is possible to increase the phase relaxation time by several orders. Nowadays the greatest time of information storage (up to one minute) is shown in $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Pr}^{3+}$ crystal [50], and the greatest time of the phase relaxation on spin transitions (up to 6 hours) is shown in $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Eu}^{3+}$ crystal [51]. In addition, isotopically pure crystals activated by rare-earth ions are of great interest (see the review [52]). Monoisotopic content both of matrix, and of impurity particles, allows achieving limit values of phase relaxation times, optical density and more complete control of material parameters. Besides, such crystals can have very small inhomogeneous broadening of optical transitions (~ 50 MHz) which allow implementing the quantum memory schemes based on off-resonant Raman scattering [53–58] in solid-state materials. These schemes appear to be particularly useful at usage of clock transitions with the longest coherence times.

In particular, a new method of storage and retrieval of weak light pulses based on continuous phase-matching control in extended multiatomic system due to control field angular modulation was proposed in works [56, 57]. Angular modulation allows implementing the quantum memory without controlling inhomogeneous broadening of resonant transitions by means of external electric or magnetic fields used for implementation of gradient photon echo and this fact is appeared to be the fundamental aspect when working with clock spin transition. One of possible implementation diagrams is shown

хронизма, которые позволяют переключать коллективное взаимодействие атомов с входным полем с одной спиновой волны на другую. В результате в конце процесса записи в среде создается решетка когерентности на спиновом переходе, которая представляет собой суперпозицию ортогональных спиновых волн в области взаимодействия. Считывание однофотонного состояния достигается путем спонтанного рамановского рассеяния управляющего поля на созданной решетке. Результирующий выходной импульс является суперпозицией импульсов, генерируемых от разных спиновых волн, которые в различные моменты времени удовлетворяют условию пространственного синхронизма для различных волновых векторов управляющего поля.

При использовании резонатора нерезонансное рамановское рассеяние можно реализовать в примесных кристаллах, активированных редкоземельными ионами. При этом наиболее удобными оказываются изотопически чистые кристаллы, в которых можно получить узкие неоднородно уширенные линии оптических переходов. Примером такого материала является кристалл YLiF_4 , обогащенный изотопами Li-7 и легированный трехвалентными ионами эрбия [59, 60] или неодима [61]. При малых концентрациях примесных частиц неоднородная ширина оптических переходов в этом кристалле уменьшается до 10 МГц, что является, пожалуй, наименьшей величиной, наблюдаемой в примесных кристаллах. Первые эксперименты по реализации протоколов квантовой памяти в кристалле $\text{Y}^7\text{LiF}_4\text{:Nd}^{3+}$ поставлены недавно в работах [62, 63].

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

В следующей части обзора будут рассмотрены актуальные направления исследований в области создания однофотонных и коррелированных двухфотонных состояний света, предназначенных для использования в системах дальнодействующей квантовой связи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gisin N., Ribordy G., Tittel W., and Zbinden H. Quantum cryptography. – *Reviews of Modern Physics*, 74, 145 (2002).
2. Кулик С. Квантовая криптография. – *Фотоника*, 2, 36 (2010); 3, 56 (2010); 4, 28 (2010).
Kulik S. Kvantovaja kriptografija. – *Fotonika*, 2, 36 (2010); 3, 56 (2010); 4, 28 (2010).

in Fig. 1. The control and signal fields interact with information carrier (impurity crystal) which is placed in the resonator. In doing so, the signal field corresponds to one of resonator modes, and the control field propagates perpendicularly to the resonator axis. Let the control field wave vector be turned during off-resonant Raman interaction with atoms in the presence of weak (single photon) signal field (Fig. 2). Then the information on the temporal form of the single photon pulse is reversibly projected on spin coherence spatial grating generated on transition between two low levels. The amplitude of the input field in different time points is transferred to spin waves with different wave vectors. Such projection is possible in extended multiatomic system due to phase-matching condition allowing changing the collective atoms' interaction with input field from one spin wave to another.

As a result, at the end of the storage process the coherence grating on spin transition which represents superposition of orthogonal spin waves in the interaction volume is created. Reading of the single photon state is reached by spontaneous Raman scattering of the control field on created grating. The resultant output pulse is the superposition of pulses generated from different spin waves which meet the phase-matching condition for different wave vectors of the control field at different time points.

When using the resonator, the off-resonant Raman scattering can be implemented in the impurity crystals activated by rare-earth ions. At that the most convenient crystals are those isotopically pure crystals where narrow inhomogeneous broadening lines of optical transitions can be achieved. The example of such material is YLiF_4 crystal enriched with Li-7 isotopes and doped with trivalent ions of Erbium [59, 60] or Neodymium [61]. At small concentration of impurity particles the inhomogeneous width of optical transitions is decreased up to 10 MHz in this crystal that is, perhaps, the smallest value considered in impurity crystals. The first experiments on implementation of quantum memory protocols in this crystal are performed in works [62, 63].

The work is done with financial support of the Russian Science Foundation (grant No. 14-12-00806).

In the following part of the review the urgent directions of research in the field of the single photon and correlated two-photon states of light creation intended for usage in systems of long-distance quantum communication will be considered.

3. **Lo H. – K., Curty M., and Tamaki K.** Secure quantum key distribution. – *Nature Photonics*, 8 (8), 595 (2014).
4. **Sangouard N., Simon C., de Riedmatten N., and Gisin N.** Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics. – *Rev. Mod. Phys.*, 83 (1), 33 (2011).
5. **Munro W., Azuma K., Tamaki K., and Nemoto K.** Inside quantum repeaters. – *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 21 (3), 78 (2015).
6. **Kimble H.** The quantum internet. – *Nature*, 453 (7198), 1023 (2008).
7. **Brecht B., Reddy D., Silberhorn C., and Raymer M.** Photon temporal modes: a complete framework for quantum information science. – *Phys. Rev. X*, 5 (4), 041017 (2015).
8. **Brendel J., Gisin N., Tittel W., and Zbinden H.** Pulsed energy-time entangled twin-photon source for quantum communication. – *Phys. Rev. Lett.*, 82 (12), 2594 (1999).
9. **Collins O., Jenkins S., Kuzmich A., and Kennedy T.** Multiplexed memory-insensitive quantum repeaters. – *Phys. Rev. Lett.*, 98 (6), 060502 (2007).
10. **Razavi M., Piani M., and Lütkenhaus N.** Quantum repeaters with imperfect memories: Cost and scalability *Phys. Rev. A*, 80 (3), 032301 (2009).
11. **Lvovsky A., Sanders B., and Tittel W.** Optical quantum memory. – *Nature Photonics*, 3 (12), 706 (2009)
12. **Hammerer K., Sørensen A., and Polzik E.** Quantum interface between light and atomic ensembles. – *Rev. Mod. Phys.*, 82 (2), 1041 (2010).
13. **Simon C., Afzelius M., Appel J., et al.** Quantum memories – *Eur. Phys. J. D*, 58 (1), 1 (2010).
14. **Tittel W., Afzelius M., Chaneliere T., et al.** Photon-echo quantum memory in solid state systems. – *Laser & Photonics Reviews*, 4 (2), 244 (2010).
15. **Bussieres F., Sangouard N., Afzelius M., et al.** Prospective applications of optical quantum memories – *Journal of Modern Optics*, 60 (18), 1519 (2013).
16. **Heshami K., England D., Humphreys P. et al.** Quantum memories: emerging applications and recent advances. – *Journal of Modern Optics*, 63 (20), 2005 (2016).
17. **Chen Y.-H., Lee M.-J., Wang I.-C., et al.** Coherent optical memory with high storage efficiency and large fractional delay. – *Phys. Rev. Lett.*, 110 (8), 083601 (2013).
18. **Hedges M., Longdell J., Li Y., and Sellars M.** Efficient quantum memory for light. – *Nature*, 465 (7301), 1052 (2010).
19. **Hosseini M., Sparkes B., Campbell G., et al.** High efficiency coherent optical memory with warm rubidium vapour. – *Nature Communications*, 2, 174 (2011).
20. **Sabooni M., Li Q., Krll S., and Rippe L.** Efficient quantum memory using a weakly absorbing sample. – *Phys. Rev. Lett.*, 110 (13), 133604 (2013).
21. **Sparkes B., Bernu J., Hosseini M., et al.** Gradient echo memory in an ultra-high optical depth cold atomic ensemble. – *New J. Phys.*, 15 (8), 085027 (2013).
22. **Jobez P., Usmani I., Timoney N., et al.** Cavity-enhanced storage in an optical spin-wave memory. – *New J. Phys.*, 16 (8), 083005 (2014).
23. **Cho Y., Campbell G., Everett J., et al.** Highly efficient optical quantum memory with long coherence time in cold atoms. – *Optica*, 3 (1), 100 (2016).
24. **England D., Fisher K., MacLean J.-P., et al.** Storage and retrieval of THz-bandwidth single photons using a room-temperature diamond quantum memory. – *Phys. Rev. Lett.*, 114 (5), 053602 (2015).
25. **Usmani I., Afzelius M., de Riedmatten H., and Gisin N.** Mapping multiple photonic qubits into and out of one solid-state atomic ensemble. – *Nature Communications*, 1 (1), 1 (2010).
26. **Bonarota M., Le Gout J.-L., and Chanelire T.** Highly multimode storage in a crystal. – *New J. Phys.*, 13 (1), 013013 (2011).
27. **Reim K., Michelberger P., Lee K., et al.** Single-photon-level quantum memory at room temperature. – *Phys. Rev. Lett.*, 107 (5), 053603 (2011).
28. **England D., Michelberger P., Champion T., et al.** High-fidelity polarization storage in a gigahertz bandwidth quantum memory. – *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 45 (12), 124008 (2012).
29. **Clausen C., Bussieres F., Afzelius M., and Gisin N.** Quantum storage of heralded polarization qubits in birefringent and anisotropically absorbing materials. – *Phys. Rev. Lett.*, 108 (19), 190503 (2012).
30. **Gndoan M., Ledingham P., Almasi A., et al.** Quantum storage of a photonic polarization qubit in a solid. – *Phys. Rev. Lett.* 108 (19), 190504 (2012).

31. **Zhou Z.-Q., Lin W.-B., Yang M., et al.** Realization of reliable solid-state quantum memory for photonic polarization qubit. – *Phys. Rev. Lett.* 108 (19), 190505 (2012).
32. **Gündoğan M., Ledingham P., Kutluer K., et al.** Solid state spin-wave quantum memory for time-bin qubits. – *Phys. Rev. Lett.* 114 (23), 230501 (2015).
33. **Jobez P., Laplane C., Timoney N., et al.** Coherent spin control at the quantum level in an ensemble-based optical memory. – *Phys. Rev. Lett.*, 114 (23), 230502 (2015).
34. **Tang J.-S., Zhou Z.-Q., Wang Y.-T., et al.** Storage of multiple single-photon pulses emitted from a quantum dot in a solid-state quantum memory. – *Nature Communications*, 6, 8652 (2015).
35. **Saglamyurek E., Grimaud Puigibert M., Zhou Q., et al.** A multiplexed light-matter interface for fibre-based quantum networks. – *Nature Communications*, 7, 11202 (2016).
36. **Saglamyurek E., Sinclair N., Jin J., et al.** Broadband waveguide quantum memory for entangled photons. – *Nature*, 469 (7331), 512 (2011).
37. **Sinclair N., Saglamyurek E., Mallahzadeh H., et al.** Spectral multiplexing for scalable quantum photonics using an atomic frequency comb quantum memory and feed-forward control. – *Phys. Rev. Lett.*, 113 (5), 053603 (2014).
38. **Corrielli G., Seri A., Mazzer M., et al.** Integrated optical memory based on laser-written waveguides. – *Phys. Rev. Applied*, 5 (5), 054013 (2016).
39. **Mouradian S., Schröder T., Poitras C., et al.** Scalable integration of long-lived quantum memories into a photonic circuit. – *Phys. Rev. X*, 5 (3), 031009 (2015).
40. **Zhong T., Kindem J., Rochman J., and Faraon A.** On-chip storage of broadband photonic qubits in a cavity-protected rare-earth ensemble. – *arXiv:1604.00143v2* (2016).
41. **Sprague M., Michelberger P., Champion T., et al.** Broadband single-photon-level memory in a hollow-core photonic crystal fibre. – *Nature Photonics*, 8 (4), 287 (2014).
42. **Saglamyurek E., Jin J., Verma V., et al.** Quantum storage of entangled telecom-wavelength photons in an erbium-doped optical fibre. – *Nature Photonics*, 9 (2), 83 (2015).
43. **Jin J., Saglamyurek E., Puigibert M., et al.** Telecom-wavelength atomic quantum memory in optical fiber for heralded polarization qubits. – *Phys. Rev. Lett.*, 115 (14), 140501 (2015).
44. **Nicolas A., Veissier L., Giner L., et al.** A quantum memory for orbital angular momentum photonic qubits. – *Nature Photonics*, 8 (3), 234 (2014).
45. **Ding D.-S., Zhang W., Zhou Z.-Y., et al.** Quantum storage of orbital angular momentum entanglement in an atomic ensemble. – *Phys. Rev. Lett.*, 114 (5), 050502 (2015).
46. **Zhou Z.-Q., Hua Y.-L., Liu X., et al.** Quantum storage of three-dimensional orbital-angular-momentum entanglement in a crystal. – *Phys. Rev. Lett.*, 115 (7), 070502 (2015).
47. **Thiel C., Böttger T., and Cone R.** Rare-earth-doped materials for applications in quantum information storage and signal processing. – *Journal of Luminescence*, 131 (3), 353 (2011).
48. **Yang W., Wang Z.-Y., and Liu R.-B.** Preserving qubit coherence by dynamical decoupling. – *Frontiers of Physics*, 6 (1), 2 (2011).
49. **Fraival E., Sellars M., and Longdell J.** Method of Extending Hyperfine Coherence Times in $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$. – *Phys. Rev. Lett.*, 92 (7), 077601 (2004).
50. **Heinze G., Hubrich C., and Halfmann T.** Stopped light and image storage by electromagnetically induced transparency up to the regime of one minute. – *Phys. Rev. Lett.*, 111 (3), 033601 (2013).
51. **Zhong M., Hedges M., Ahlefeldt R., et al.** Optically addressable nuclear spins in a solid with a six-hour coherence time. – *Nature*, 517 (7533), 177 (2015).
52. **Попова М.** Исследования сверхтонкой и изотопической структуры в оптических спектрах кристаллов с редкоземельными ионами. – *Оптика и спектроскопия*, 119 (4), 541 (2015).
- Попова М.** Issledovanija sverhtonkoj i izotopicheskoj struktury v opticheskikh spektrah kristallov s redkozemel'nymi ionami. – *Optika i spektroskopija*, 119 (4), 541 (2015).
53. **J. Nunn, I.A. Walmsley, M.G. Raymer, et al.** Mapping broadband single-photon wave packets into an atomic memory. – *Phys. Rev. A*, 75 (1), 011401 (2007).
54. **Moiseev S., and Tittel W.** Optical quantum memory with generalized time-reversible atom-light interaction. – *New J. Phys.*, 13 (6), 063035 (2011).
55. **Moiseev S.** Off-resonant Raman-echo quantum memory for inhomogeneously broadened atoms in a cavity. – *Phys. Rev. A*, 88 (1), 012304 (2013).
56. **Zhang X., Kalachev A., Kocharovskaya O.** Quantum storage based on control-field angular scanning. – *Phys. Rev. A*, 87 (1), 013811 (2013).
57. **Kalachev A., Kocharovskaya O.** Multimode cavity-assisted quantum storage via continuous phase-matching control. – *Phys. Rev. A*, 88 (3), 033846 (2013).
58. **Zhang X., Kalachev A., Kocharovskaya O.** All optical quantum storage based on spatial chirp of the control field. – *Phys. Rev. A*, 90 (5), 052322 (2014).
59. **Macfarlane R., Cassanho A., Meltzer R.** Inhomogeneous broadening by nuclear spin fields: a new limit for optical transitions in solids. – *Phys. Rev. Lett.*, 69 (3), 542 (1992).
60. **Gerasimov K., Minnegaliev M., Malkin B., et al.** High-resolution magneto-optical spectroscopy of $^7\text{LiF}_4:^{167}\text{Er}^{3+}$, $^{166}\text{Er}^{3+}$ and analysis of hyperfine structure of ultranarrow optical transitions. – *Phys. Rev. B*, 94 (5), 054429 (2016).
61. **Macfarlane R., Meltzer R., Malkin B.** Optical measurement of the isotope shifts and hyperfine and superhyperfine interactions of Nd in the solid state. – *Phys. Rev. B*, 58 (9), 5692 (1998).
62. **Akhmedzhanov R., Gushchin L., Kalachev A., et al.** Atomic frequency comb memory in an isotopically pure $^{143}\text{Nd}^{3+}:\text{Y}^7\text{LiF}_4$ crystal. – *Laser Phys. Lett.*, 13 (1), 015202 (2016).
63. **Akhmedzhanov R., Gushchin L., Kalachev A., et al.** Cavity-assisted atomic frequency comb memory in an isotopically pure $^{143}\text{Nd}^{3+}:\text{Y}^7\text{LiF}_4$ crystal. – *Laser Phys. Lett.*, 13 (11), 115203 (2016).