

# III Международная конференция Фотоника и квантовые технологии

## III International Conference Photonics and Quantum Technologies

*Казань, Россия (Kazan, Russia)  
16 – 18 декабря, 2020 (December 16-18, 2020)*



### Тезисы докладов Book of Abstracts

**Казанский национальный исследовательский технический  
университет им. А.Н.Туполева-КАИ**

**Проводится при поддержке  
Мегагранта Минобрнауки № 14.Z50.31.0040**



*КНИТУ-КАИ имени А.Н.Туполева  
МГУ имени М.В.Ломоносова  
Российский Квантовый Центр*

**III Международная конференция**  
**Фотоника и квантовые технологии**

**III International Conference**  
**Photonics and Quantum Technologies**

*Казань, Россия*  
*16 – 18 декабря, 2020*

**Проводится при поддержке**  
**Мегагранта Минобрнауки**  
**№ 14.Z50.31.0040**

**Казанский национальный исследовательский технический**  
**университет им. А.Н.Туполева-КАИ**

Сопредседатели конференции:  
**А.М.Желтиков, С.А.Моисеев**

Программный комитет:  
**С.А.Моисеев, А.М.Желтиков, А.Б.Федотов**

Организационный комитет:  
**А.Б.Федотов, Н.И.Сафина, С.А.Моисеев**

## Содержание/Программа

### 16 декабря 2020 (December 16th, 2020)

Организационные мероприятия подготовки дистанционного режима конференции. Панельные дискуссии. Представление лабораторий Казанского Квантового Центра КНИТУ-КАИ

### 17 декабря 2020 (December 17th, 2020)

	<b>I научная сессия/ I session</b> Председатель: С.А.Моисеев Chairman: S.A.Moiseev	Стр.
09.15-09.30	<b>Открытие конференции.</b> Приветствие участникам президента КНИТУ-КАИ проф. Ю.Ф.Гортышева.  <b>Opening of the Conference.</b> Welcome to participants from President of KNRTU-KAI prof. YF Gortyshev	
09.30-10.25	<u>А.М.Желтиков</u> (A.M.Zheltikov) Световодные системы для квантовых технологий (Fiber-optic systems for quantum technologies)	6
10.30-10.55	<u>А.С.Чиркин</u> Оператор девиации частоты и ширина спектральных линий параметрического генератора света	7
11.00-11.25	<u>С.А.Моисеев</u> , Н.С.Перминов, А.М.Желтиков Фрактальная квантовая память с одиночными атомами	9
11.30-11.55	<u>К.Г.Катамадзе</u> , Б.И.Бантыш, С.Р.Самойленко, Ю.И.Богданов, С.П.Кулик Оптическое сверхразрешение точечных источников света на основе анализа статистики фотонов и фильтрации пространственных мод	10
12.00-12.25	<u>Е.S.Moiseev</u> , A.Tashchilina, A.I.Lvovsky, S.A.Moiseev Generation of entangled two-mode light fields in an optically depth $\Lambda$ type atomic medium	14
12.30-12.55	<u>Т.Н. Сабиров</u> , К. И. Герасимов, С.А. Моисеев, Э. И. Байбеков, М. Bettinelli, М. С. Chou <sup>4</sup> , Y.-C. Yen, М. Н. Попова Фотонное эхо $Er^{3+}$ в кристалле $YPO_4$ на телекоммуникационной длине волны	15
<b>13.00 – 14.00</b>	<b>Перерыв</b> <b>Lunch break</b>	
	<b>II научная сессия/ II session</b> Председатель: К.И.Герасимов Chairman: K.I.Gerasimov	
14.00 – 14.30	<u>В.М.Петров</u> , С.М.Кынев, Н.В.Никоноров, М.В.Иночкин, В.В.Лысак, В.И.Егоров, С.Э.Хоружников, <u>С.А.Козлов</u> , А.А.Анисимов, В.В.Чистяков, Е.В.Верещагина Разработка отечественных устройств фотоники для волоконных квантовых коммуникаций» / «Development of National photonics devices for fiber quantum communications»	18

14.30 – 14.50	<u>П.П. Гостев</u> , С.А. Магницкий, А.С. Чиркин Восстановление статистики фотонов через сходящиеся моменты фотоотчетов	20
14.50 – 15.15	В.А.Пивоваров, Л.В. Герасимов, <u>Д.В. Куприянов</u> Квантовый интерфейс и кооперативные процессы в одномерных атомных системах	23
15.15- 15.35	<u>К.М.Макушин</u> , Э.И.Байбеков Квантовое вычисление энергии состояния основного крамерсова дублета и магнитных g-факторов редкоземельных ионов в кристаллах	25
15.35- 15.55	<u>К.С.Мельник</u> , О.И.Банник, Л.Р.Гилязов Двухпроходная оптическая схема для системы квантового распределения ключа с фазовым кодированием на боковых частотах	27
15.55- 16.15	<u>Д.Н. Фроловцев</u> , С.А. Магницкий Метод и устройство для сертификации поляризационных состояний СПР-источников	30
16.15- 16.35	<u>Р.В.Урманчеев</u> , С.А.Моисеев Применение подхода теоремы площадей для расчета эффективности ROSE-протокола в кольцевом резонаторе	32
	<b>Перерыв</b> <b>Coffee break</b>	
	<b>III научная сессия/ III session</b> Председатель: А.М.Желтиков Chairman: A.M.Zheltikov	
17.00- 17.20	<u>S.M. Blakley</u> , S.Dushenko, , R.D.McMichael Optimal Bayesian Experimental Design for Accelerating Optically Detected Magnetic Resonance Measurements	34
17.20 17.50	<u>X. Liu</u> , A.Classen, A M. Zheltikov, G.S. Agarwal Super-Resolution via Plasmonic Structured Illumination Intensity Correlation Microscopy	35
17.50- 18.20	M.Jafarbeklu, M.Hatefi, A.Rashedi, S.G.Khavas, <u>M.Sabooni</u> , F.Sarreshtedari Towards implementation of Broadband quantum memory using AC stark GEM	36
18.20- 18.40	<u>C.Vincent</u> , Xinghua Liu, K. Sower , I.Fedotov, A.V. Akimov, P.Hemmer, A.Zheltikov, Thermal imaging exploiting the temperature dependence of the Debye–Waller factor of GeV color centers in diamonds	37
18.40- 19.00	<u>K.Sower</u> , A.Bahari , J.Florence, A.V. Sokolov, M.O. Scully, A.M. Zheltikov Four-wave mixing in antiresonance-cladding hollow fibers for Raman-noise-free photon-pair generation: Phase-matching analysis	38

### 18 декабря 2020 (December 18th, 2020)

	<b>IV-V научные сессии/ IV-V sessions</b> Председатель: А.С.Чиркин/А.Б.Федотов Chairman: A.S.Chirkin/A.B.Fedotov	
9.00- 9.45	<u>Philip Hemmer</u> New trends in biosensing with nanodiamonds and nanophosphors	39

9.50 - 10.20	<u>М.М. Миннегалиев</u> , К.И.Герасимов, Р.В.Урманчеев, А.М.Желтиков, С.А.Моисеев Оптическая адресная память на кристалле $Tm^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$ в резонаторе	40
10.20- 10.40	<u>Ф.Д. Киселев</u> , Р.К. Гончаров, Н.Г.Веселкова, В.И.Егоров Влияние спонтанного комбинационного рассеяния на работу протокола квантового распределения ключа на боковых частотах	43
10.40- 11.00	<u>Д.П.Агапов</u> , С.А.Магницкий, А.С.Чиркин Условия формирования фантомных изображений в двухлинзовой схеме	44
11.00- 11.20	Р.А.Ахмеджанов, <u>Д.А.Собгайда</u> , И.В.Зеленский, Л.А. Гушин, Н.А.Низов, В.А.Низов Наблюдение когерентных и нелинейных эффектов в ансамблях NV-центров в алмазе в микроволновом диапазоне при комнатной температуре	46
11.20- 11.40	<u>Н.С.Старшинов</u> , А.Б.Федотов, А.М. Желтиков Волоконный источник коррелированных фотонных пар для квантовой спектроскопии	48
11.40- 12.00	<u>Н.С.Перминов</u> , С.А.Моисеев Разные режимы работы многорезонаторной квантовой памяти с переключателем	50
12.00 – 12.20	<u>А.А. Воронин</u> , А.М. Желтиков Световодные источники широкополосных квантовых состояний: Ландшафт фазового согласования	52
12.20 – 12.40	<u>М.А.Смирнов</u> , И.В.Федотов, С.А. Моисеев, А.М.Желтиков Влияние инфракрасного лазерного излучения на флуоресцентные свойства NV-центров в алмазе	53
12.40- 13.00	<u>Y.A.Harlamova</u> , N.M.Arslanov, S.A.Moiseev Integrated fast quantum memory on single atom in high-q cavity	54
13.00- 13.20	<u>I.V. Fedotov</u> , M.A. Solotenko, M.S.Pochechuev, A.A. Lanin, O.I.Ivashkina, K.V. Anokhin, C.Vincent, S. Blakley, M.A.Smirnov, S.A.Moiseev, S.Ya.Kilin, P.Hemmer, A.V.Akimov, M.O.Scully, A.B. Fedotov, A.M. Zheltikov All-optical quantum biothermometry	56
13.20- 13.45	<b>Дискуссии, закрытие конференции.</b> <b>Closing, Discussions and Remarks</b>	

## Световодные системы для квантовых технологий

И.В. Федотов,<sup>1,2,3,4</sup> М.А. Смирнов,<sup>4</sup> А.А. Воронин,<sup>1,3,4</sup> А.А. Ланин,<sup>1,3,4</sup> А.М. Смирнова,<sup>4</sup>  
А.Ф. Хайруллин,<sup>4</sup> О.А. Ермишев,<sup>4</sup> Л.В. Силантьева,<sup>4,5</sup> М.А. Солотенков,<sup>1</sup>  
М.М. Миннегалиев,<sup>4</sup> А.С. Чеботарев,<sup>1</sup> М.С. Почечуев,<sup>1</sup> Д.А. Сидоров-Бирюков,<sup>1,3,4</sup>  
А. Б. Федотов,<sup>1,3,4</sup> С.А. Моисеев,<sup>4,5</sup> А. М. Желтиков<sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы 1, 119991 Москва, Российская Федерация

<sup>2</sup> Department of physics and astronomy, Texas A&M University, College Station, TX 77843 USA

<sup>3</sup> Российский квантовый центр, ул. Новая 100, 143025 Сколково, Московская область, Российская Федерация.

<sup>4</sup> Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева, ул. К. Маркса, 10, 420111 Казань, Российская Федерация.

<sup>5</sup> Казанский (Приволжский) федеральный университет, ул. Кремлёвская 18, 420008 Казань, Российская Федерация.

В рамках работ, поддержанных Мегагрантом министерства науки и высшего образования Российской Федерации, выполнена обширная программа исследований, на основе которых

- разработаны новые полностью оптические методы диагностики сверхбыстрых фундаментальных квантовых явлений;
- реализованы новые схемы генерации широкополосных квантовых состояний света на основе четырехволновых взаимодействий в оптических волокнах;
- разработаны физические принципы оптоволоконной квантовой сенсорики на основе микрокристаллов алмаза с центрами окраски;
- разработаны и экспериментально реализованы уникальные методы оптоволоконной квантовой биотермометрии;
- разработаны новые методы квантовой микроспектроскопии и спектрохронографии, а также методы оптической диагностики квантовых материалов на основе алмазов с центрами окраски;
- обоснована возможность создания волоконно-оптических источников широкополосных квантовых состояний света,
- разработаны методы количественной характеристики импульсных мод широкополосных квантовых состояний, формируемых в световодах с активно формируемой дисперсией.

Полученные результаты закладывают основы для развития новых направлений исследований, формирующихся на стыке нелинейной фотоники, квантовой оптики, оптики сверхкоротких импульсов и световодной оптики, включая работы в направлении

- световодной инженерии квантовых состояний света – разработки уникального арсенала методов генерации неклассических световых полей с требуемыми для конкретных задач и приложений временными, спектральными и пространственными свойствами на основе нелинейно-оптических процессов в световодных системах с управляемой нелинейностью и активно формируемой дисперсией;
- нелинейной фотоники квантовых материалов, включая методы полностью оптического переключения зарядового состояния новых твердотельных квантовых материалов.

# Оператор девиации частоты и ширина спектральных линий параметрического генератора света

А.С. Чиркин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет и Международный лазерный центр, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского, Сибирское отделение РАН

Сообщается о введении эрмитового оператора девиации частоты узкополосного фотонно-волнового пакета. Его использование позволяет рассчитать спектральные ширины линий связанных квантовых осцилляторов, каковыми являются многие источники излучения. Существующий в настоящее время их анализ сводится, как правило, к исследованию флуктуаций одного осциллятора типа Ван дер Поля, что достигается исключением из анализа других осцилляторов с помощью использования адиабатического приближения. Предложенный эрмитов оператор девиации частоты позволил: 1) преодолеть некоторые трудности, связанные с проблемой оператора фазы [1,2], и 2) выполнить расчёты спектральных ширин линий вне адиабатического приближения.

Будет приведен пример расчета ширин спектральных линий трёхрезонансного параметрического генератора света (ПГС), в котором фотоны накачки частоты  $\omega_3$  распадаются на два фотона с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , причём  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ . В резонансе находятся все три частоты. Вакуумные флуктуации и источники шума, связанными с потерями, полагаются дельта-коррелированными. Таким образом речь идёт об анализе трехчастотного (трёхмодового) квантового марковского процесса, описываемого системой трёх нелинейно-связанных стохастических уравнений. Расчет выполнен для надпорогового возбуждения ПГС. Для вычисления корреляций используется подход, основанный на выделении коррелированной и некоррелированной составляющей бозе-операторов взаимодействующих частот. Заметим, что нахождение таким методом уравнения Фоккера-Планка даёт одинаковый результат с подходом Стратоновича.

Проведённые расчёты дали следующее выражение для естественной ширины спектральной линии, например, на частоте  $\omega_1$ :

$$\Delta\omega_1^{(n)} = \frac{2\gamma_1(\gamma_2 + \gamma_3)}{(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3)^2} \left( \frac{\gamma_2 + \gamma_3}{\bar{n}_1} + \frac{\gamma_1}{\bar{n}_3^{thr}} \right).$$

Здесь коэффициент  $\gamma_j$  характеризует потери на соответствующей частоте,  $\bar{n}_1$  - среднее число фотонов на рассматриваемой частоте,  $\bar{n}_3^{thr}$  - пороговое среднее число фотонов накачки. Видно, что ширина спектра в общем случае зависит от потерь на всех взаимодействующих частотах. В частном случае из приведенной формулы следуют известные результаты [3-5]. Изучена также ширина спектра разностной частоты  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$  генерируемых мод. Установлено, что она зависит только от потерь на генерируемых частотах и их среднего числа фотонов.

[1] P. Carruthers and M. Nieto 1968 Phase and angle variables in quantum mechanics *Rev. Mod. Phys.* **40** 411–40

- [2]. Л. Мандель, Э. Вольф. Оптическая когерентность и квантовая оптика – М.: Физматлит.
- [3] R. Graham, H. Haken 1968 The quantum-fluctuations of the optical parametric oscillator *I*  
*Z. Phys.* **210** 276–302
- [4] R. Graham 1968 The quantum-fluctuations of the optical parametric oscillator *II*  
*Z. Phys.* **210** 319–36
- [5] D. R. White, H. Louisell 1970 Noise calculations for parametric generation  
*Phys. Rev. A* **1** 1347–56



## Фрактальная квантовая память с одиночными атомами

Н.С.Перминов<sup>1,2,\*</sup>, А.М.Желтиков<sup>1,3,\*\*</sup>, С.А.Моисеев<sup>1,2,\*\*\*</sup>

<sup>1</sup> Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева

<sup>2</sup> Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

<sup>3</sup> Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

\* e-mail: [nperminov@kazanqc.org](mailto:nperminov@kazanqc.org)

\*\* e-mail: [zheltikov@physics.msu.ru](mailto:zheltikov@physics.msu.ru)

\*\*\* e-mail: [samoi@yandex.ru](mailto:samoi@yandex.ru)

Мы предлагаем составную схему фрактальной многорезонаторной [1] квантовой памяти для эффективного хранения широкополосных однофотонных полей, которая состоит из четырех микрорезонаторов включающих одиночные атомы и соединенных с общим волноводом. Оптимизированы параметры предложенной схемы позволяющие достигать высокой квантовой эффективности и продемонстрирована процедура склейки нескольких блоков памяти [2] для увеличения рабочего спектрального диапазона, что показывает на возможность частотную масштабируемости данной схемы.

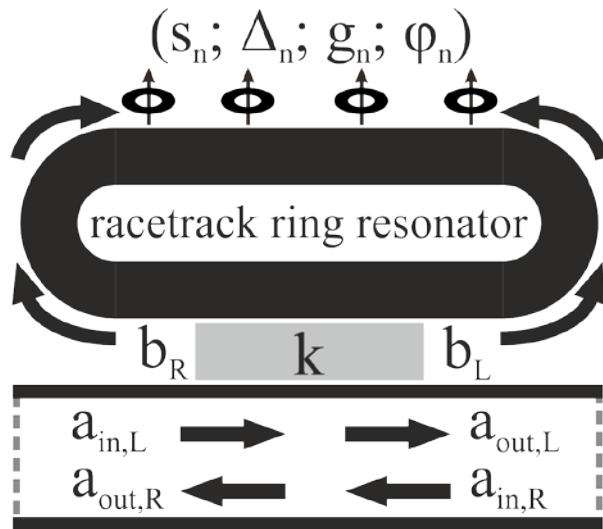


Рис. 1. Схема блока фрактальной квантовой памяти с одиночными атомами.

На рисунке 1 представлена схема блока фрактальной квантовой памяти, с одиночными атомами  $s_n(t)$ , соединенными с общим резонатором с модами  $b_{L,R}$ , который соединен с выходным волноводом с модами  $a_{in,L,R}$ ,  $a_{out,L,R}$ . При оптимизации параметров частотных отстроек атомов  $\Delta_n$  и констант связи  $k$  и  $g_n$  реализуется эффективный перенос сигнального однофотонного поля из волновода в систему атомов. А при расположении вдоль одного волновода нескольких блоков с разными центральными частотами возможно расширение рабочего частотного

диапазона исследуемой схемы памяти.

Работа поддержана грантом Правительства Российской Федерации, проект №. 14.Z50.31.0040, 17 февраля 2017 г.

[1]. Moiseev S. A. et al. // Physical Review A. – 2017. – V. 95. – No. 1. – P. 012338.

[2]. Perminov N. S., Tarankova D. Y., Moiseev S. A // Optics and Spectroscopy. – 2019. – V. 127. – No. 2. – P. 335-339.

# Оптическое сверхразрешение точечных источников света на основе анализа статистики фотонов и фильтрации пространственных мод

**К.Г.Катамадзе<sup>1,2</sup>, Б.И.Бантыш<sup>2</sup>, С.Р.Самойленко<sup>1</sup>, Ю.И.Богданов<sup>2</sup>, С.П.Кулик<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Центр квантовых технологий, физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова,*

<sup>2</sup> *Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН*

Стандартная теория дифракции показывает, что разрешение изображения, построенного с помощью линейно-оптической схемы ограничено дифракционным пределом. Изображение представляет собой свертку источника с функцией рассеяния точки (point spread function – PSF), размер которой ограничен числовой апертурой объектива, а в пределе – длиной волны. Существует множество методов преодоления дифракционного предела [1], но большая их часть основана на нелинейном взаимодействии излучения с веществом, сложных системах возбуждения и подавления люминесценции, и имеют весьма ограниченную область применения.

С другой стороны, в последнее время стали активно развиваться методы статистической обработки изображений, позволяющие восстановить детали изображения на масштабах, лежащих внутри дифракционного предела. В основе этих методов лежат те же принципы, что и в томографии квантовых состояний. Разрабатывается некоторая модель изображения, подбирается такой набор измерений, который позволяет получить максимальную информацию о параметрах модели, и затем, на основе набора взаимно-дополнительных измерений производится статистическая оценка этих параметров. Одной из первых работ, в которой использовалась подобная стратегия, была работа [2], в которой рассматривалась модель двух точечных люминесцирующих молекул равной интенсивности, и на основе анализа распределения интенсивности (с учетом времени прихода фотонов) производилась оценка расстояния между ними. Следующим шагом стало использование более совершенных измерений, в частности – проективные измерения на ортогональные пространственные моды, осуществляемое с помощью пространственных модуляторов света. Теоретически эти методы были разработаны в работах [3,4], и экспериментально апробированы в работах [5,6].

Другой подход основан на использовании информации о статистике излучения для восстановления изображения источника. Например, в работе [7] было показано, что картирование корреляционных функций  $N$ -го порядка позволяет в  $\sqrt{N}$  раз улучшить разрешение изображений. В частности, в работах [8–10] это было продемонстрировано на примере однофотонных источников.

В настоящей работе исследуется перспективность объединения этих двух подходов. Рассматривается задача о разрешении двух точечных источников с различной статистикой фотонов на основе фильтрации пространственных мод и измерения статистики фотонов с последующим статистическим восстановлением параметров источников. В отличие от большинства работ, в которых рассматривается задача о разрешении двух источников равной интенсивности, мы рассматриваем общий случай двух источников разной интенсивности, которая значительно чаще встречается в условиях реального эксперимента.

Мы рассматриваем схему оптического разрешения двух точечных источников, представленную на рисунке 1. В качестве исследуемого объекта выступает пара точечных некогерентных источников  $S_A$  и  $S_B$ , координаты которых равны  $x_A$  и  $x_B$ , соответственно. Каждому источнику соответствует некоторое распределение по числу фотонов  $P_A(n_A)$  и  $P_B(n_B)$ . Средние числа фотонов равны  $\mu_A$  и  $\mu_B$  соответственно. Таким образом, исследуемый объект характеризуется четырьмя параметрами  $x_A$ ,  $x_B$ ,  $\mu_A$  и  $\mu_B$ . Для удобства, проведем замену переменных и введем новые параметры: расстояние между источниками  $d = x_A - x_B$ , координата центриды  $x_c = \mu_A x_A + \mu_B x_B$ , суммарное среднее число фотонов  $\mu = \mu_A + \mu_B$  и параметр  $\gamma = \frac{\mu_A - \mu_B}{\mu_A + \mu_B}$ ,  $\gamma \in [-1, 1]$ , характеризующий относительную разницу в яркости источников.

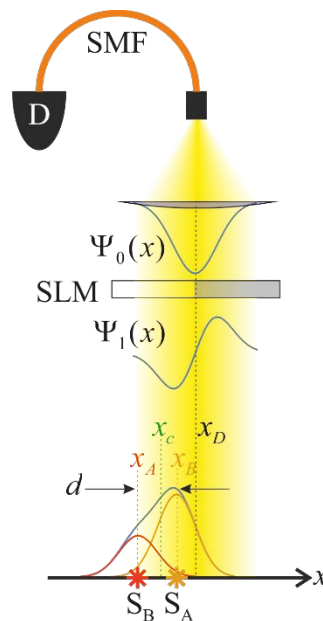


Рис. 1. Схема оптического разрешения двух точечных источников

Чтобы определить параметры объекта, проводятся измерения с селекцией пространственной моды. Свет от источников фокусируется линзой в одномодовое оптоволокно SMF, которое пропускает свет только в нулевой моде Гаусса-Эрмита. Далее оптоволокно соединено с детектором фотонов D.

Опционально, перед волокном может быть установлен пространственный модулятор света SLM с голограммой, переводящей нулевую моду Гаусса-Эрмита в первую

В качестве примера исследуются три модели источников: некогерентные лазерные источники, спонтанно излучающие однофотонные источники и тепловые источники. В первом случае число зарегистрированных фотонов описывается распределением Пуассона, и от параметров источников зависит лишь среднее число зарегистрированных фотонов. Таким образом, этом случай отвечает экспериментам, в которых измеряется лишь среднее число фотонов, а их статистика не учитывается. В оставшихся двух случаях параметры источника также влияют и на вид распределения, на его корреляционные свойства, что дает дополнительную информацию.

Статистическая реконструкция неизвестных параметров изображения по результатам измерений может производиться на базе различных подходов. Известно, однако, что нижняя граница дисперсии получаемых оценок определяется неравенством Рао-Крамера:  $\Sigma \geq I^{-1}$ , где  $\Sigma$  – ковариационная матрица по параметрам  $d$ ,  $\gamma$ ,  $\mu$  и  $x_c$ , а  $I$  – матрица информации Фишера.

Поэтому будем оценивать дисперсии оценок параметров как диагональные элементы ковариационной матрицы, полученной в результате обращения матрицы информации Фишера. Далее нас будет главным образом интересовать дисперсия  $\Delta_d^2$  оценки параметра  $d$  в зависимости от параметров модели. Для каждого случая производится сканирование параметра  $x_D$  в диапазоне от -2 до 2 с шагом 0,1 (здесь и далее все линейные величины приводятся в единицах СКО нулевой моды Гаусса-Эрмита). Для всех случаев суммарное среднее число фотонов  $\mu = 1$ . На рисунке 2 приведены значения дисперсии  $\Delta_d^2$  в зависимости от расстояния между источниками  $d$  для разных значений параметра  $\gamma$ . Цветом показаны случаи разной статистики фотонов, сплошные линии соответствуют фильтрации нулевой пространственной моды, а пунктирные – первой.

Как было ранее показано в работах [3–6] при равных интенсивностях источников (случай  $\gamma = 0$ ) дисперсия  $\Delta_d^2$  обратно пропорциональна квадрату расстояния  $d$ , если регистрировать излучение в четной (нулевой) моде, и не зависит от  $d$ , если регистрировать в нечетной (первой моде). То есть, при равной интенсивности источников учет статистики излучения дает небольшой выигрыш при регистрации в нулевой моде, и значительный выигрыш, при регистрации в первой (но только для  $d < 2 \times 10^{-2}$ ).

Но для случаев, когда интенсивности не равны, ситуация меняется кардинальным образом. Уже при  $\gamma = 0.01$  фильтрация первой моды не дает значительных преимуществ в случае пуассоновской статистики излучения, при этом сама дисперсия вырастает на порядок по сравнению со случаем  $\gamma = 0$ . В то же время, даже при регистрации в нулевой моде учет тепловой и однофотонной статистики дают значительный выигрыш по сравнению с пуассоновской статистикой, а при регистрации в первой моде  $\Delta_d^2$  по прежнему практически не зависит от  $d$ . С увеличением параметра  $\gamma$  все описанные эффекты лишь усиливаются.

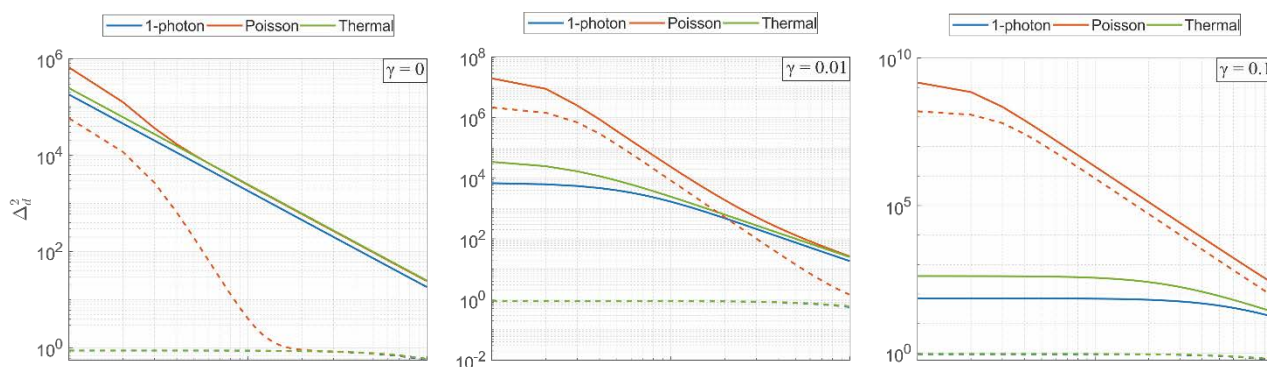


Рис. 2. Зависимость дисперсии расстояния между источниками  $\Delta_d^2$  от самого расстояния  $d$ .

Таким образом, в работе был исследован метод сверхразрешения точечных источников с различной статистикой фотонов посредством статистического восстановления параметров изображения на основе результатов измерения числа фотонов в различных пространственных модах. На основе анализа информации Фишера было показано, что учет статистики фотонов позволяет увеличить разрешение на 5 порядков, а модовая селекция – на 2.5 порядка. Поэтому, совмещение этих подходов представляется весьма перспективным, особенно в случае, когда яркость точечных источников отличается хотя бы на 1%. В дальнейшем планируется проверка полученных результатов с помощью численных и физических экспериментов. Также планируется обобщение метода на двумерное и трехмерное пространство, а также на большее количество точечных источников. В этом случае, представляется перспективным адаптивная фильтрация пространственной моды с учетом полученных данных.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № 0066-2019-0005 при поддержке РФФИ (грант № 20-32-70153) и Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант № 20-1-1-34-1).

- [1] P. R. Hemmer and T. Zapata, *J. Opt. (United Kingdom)* **14**, (2012).
- [2] S. Ram, E. S. Ward, and R. J. Ober, *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **103**, 4457 (2006).
- [3] R. Nair and M. Tsang, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 1 (2016).
- [4] M. Tsang, R. Nair, and X.-M. Lu, **24**, 22004 (2015).
- [5] M. Paúr, B. Stoklasa, Z. Hradil, L. L. Sánchez-Soto, and J. Rehacek, *Optica* **3**, 1144 (2016).
- [6] M. Paúr, B. Stoklasa, J. Grover, A. Krzic, L. L. Sánchez-Soto, Z. Hradil, and J. Řeháček, *Optica* **5**, 1177 (2018).
- [7] T. Dertinger, R. Colyer, G. Iyer, S. Weiss, and J. Enderlein, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **106**, 22287 (2009).
- [8] O. Schwartz and D. Oron, *Phys. Rev. A* **85**, 33812 (2012).
- [9] O. Schwartz, J. M. Levitt, R. Tenne, S. Itzhakov, Z. Deutsch, and D. Oron, *Nano Lett.* **13**, 5832 (2013).
- [10] D. Gatto Monticone, K. Katamadze, P. Traina, E. Moreva, J. Forneris, I. Ruo-Berchera, P. Olivero, I. P. Degiovanni, G. Brida, and M. Genovese, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 143602 (2014).

# Generation of entangled two-mode light fields in an optically depth $\Lambda$ type atomic medium

**E.S.Moiseev<sup>1\*</sup>, A.Tashchilina<sup>1</sup>, A.I.Lvovsky<sup>1,3,3,4</sup>, S.A.Moiseev<sup>5</sup>**

<sup>1</sup> *Institute for Quantum Science and Technology, University of Calgary, Calgary, Canada*

<sup>2</sup> *Clarendon Laboratory, University of Oxford, Oxford OX13PU, United Kingdom*

<sup>3</sup> *P. N. Lebedev Physics Institute, Leninskiy prospect 53, Moscow 119991, Russia*

<sup>4</sup> *Russian Quantum Center, 100 Novaya St., Skolkovo, Moscow 143025, Russia*

<sup>5</sup> *Kazan Quantum Center, Kazan National Research Technical University, Kazan, 420111, Russia*

\*e-mail: [e.s.moiseev@gmail.com](mailto:e.s.moiseev@gmail.com)

Quantum storage of quantum states of light in quantum memory (QM) devices makes them interesting for using in of more complex manipulations with quantum fields, in particular, for the generation of entangled quantum light fields. In this work, we consider the possibility of generating two-mode entangled light fields [1] in a modified scheme of light-atom interaction with  $\Lambda$ -type Raman atomic medium.

In the considered scheme, two-color light (signal and idler) field is launched into a three-level medium with  $\Lambda$ -type atomic transition. In this case, the light modes can experience strong four-wave interaction with each other under the phase matching conditions, which can be achieved by the appropriate suppression of the frequency dispersion for the light propagation in this medium. This interaction is also realized in the presence of two additional controlling laser fields, which cause forward and backward Raman atomic transitions between long-lived levels similar to the work [2]. Herein, we found that each of the light modes is amplified when they enter and propagate in the medium, which is accompanied by an oscillating exchange of their energy until the light fields reach the region of the exact Raman resonance. At high optical density, the complete absorption of light can occur, but only for the “bright” component of the two-color light states, while the other part of it (entangled “dark” quantum state) freely passes further through the medium. The passed light field becomes in a certain squeezed two-mode quantum state of light with the degree of squeezing determined by the parameters of the light-atoms interaction [1]. We also note that using inhomogeneously broadened  $\Lambda$ -type atomic transitions makes it possible to extract the “bright” state from the medium in the echo signal by the subsequent inversion of the atomic frequency detuning in accordance with the Raman scheme of the GEM protocol [3]. We also analyze possible manipulations with the generated quantum states of light. The considered effect demonstrates the purely quantum properties of two-mode light fields, which seems to be interesting for generation of entangled quantum states of light with parameters determined by the interaction constants and Rabi frequencies of the controlling laser fields.

1. E S Moiseev, et.al., // Darkness of two-mode squeezed light in  $\Lambda$ -type atomic system New J. Phys. – 2020. – Vol. 22. – P. 013014.

2. N. Lauk, et.al., // Fidelity of photon propagation in electromagnetically induced transparency in the presence of four-wave mixing. Phys. Rev. A -2013.- Vo. 88:- P. 013823.

3. M. Hosseini, et.al., // High efficiency coherent optical memory with warm rubidium vapour. Nat. Commun. – 2011. –Vol. 2. – P. 174

# Фотонное эхо $\text{Er}^{3+}$ в кристалле $\text{YPO}_4$ на телекоммуникационной длине волны

Т.Н. Сабиров<sup>1</sup>, К. И. Герасимов<sup>1</sup>, С.А. Моисеев<sup>1</sup>, Э. И. Байбеков<sup>2</sup>, М. Bettinelli<sup>3</sup>, М. С. Chou<sup>4</sup>, Y.-C. Yen<sup>4</sup> и М. Н. Попова<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н. Туполева

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет

<sup>3</sup>Dipartimento di Biotecnologie, University of Verona and INSTM

<sup>4</sup>Department of Materials and Optoelectronic Science, Center of Crystal Research, National Sun Yat-Sen University

<sup>5</sup>Институт спектроскопии Российской академии наук (ИСАН)

В последнее десятилетие кристаллы, активированные редкоземельными (РЗ) ионами, вызывают большой интерес в практической квантовой информатике [1-6] благодаря большому времени когерентности (фазовой релаксации) ионов РЗ как на оптических, так и на электронных ядерных спиновых переходах. С этой точки зрения оксидные кристаллы являются особенно привлекательными материалами. Например, кристаллы ортосиликата ( $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ) легированных ионами  $\text{Eu}^{3+}$  и  $\text{Er}^{3+}$  имеют рекордные значения времени когерентности оптических переходов (2,6 мс [9] и 4,4 мс [7]) и электронно-ядерных спиновых переходов (6 часов [2], и 1 с [8]).

Кристалл  $\text{YPO}_4:\text{Er}^{3+}$  ранее был исследован в работах [3, 9-13], однако, данные о временах фазовой релаксации  $\text{Er}^{3+}$  до настоящего времени отсутствовали. В настоящей работе мы впервые провели исследования оптического перехода  ${}^4\text{I}_{15/2} (\Gamma_7^1) \rightarrow {}^4\text{I}_{13/2} (\Gamma_6^1)$  ( $\sim 1530$  нм) в данном кристалле при магнитных полях до 4 Тл и измерения времен фазовой релаксации  $T_M$  и дипольного момента перехода. Также нами были измерены частоты переходов в зависимости от величины и направления внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$ , где мы наблюдали относительно узкие линии поглощения ( $\sim 70$  МГц), что позволило получить данные об изотопических сдвигах линий поглощения.

Для изучения времени когерентности квантовых переходов были проведены эксперименты по фотонному эху. Были исследованы два образца  $\text{YPO}_4:\text{Er}^{3+}$ , S1 и S2, выращенные в разных условиях. Концентрации примеси эрбия составляли  $\sim 0,01$  ат.% и  $\sim 0,005$  ат.%, соответственно. В образце S1 сигналы фотонного эха наблюдались в магнитных полях, начиная с 2 Тл. Увеличение магнитного поля приводило к монотонному увеличению времени  $T_M$  и одновременному уменьшению параметра  $x$ , используя аналитическое описание фазовой релаксации  $\exp\{-(4\tau/T_M)^x\}$ , предложенное в работе Мимса [14]. В магнитном поле  $B = 4$  Т время  $T_M$  достигало  $\sim 38$  мкс ( $x \sim 1$ ) при  $\mathbf{B} \parallel c$  и  $\sim 30$  мкс ( $x \sim 1.1$ ) при  $\mathbf{B} \perp c$ , соответственно (Рис1(a)).

В образце S2 рост магнитного поля приводил к увеличению  $T_M$ . В магнитном поле  $B = 4$  Т время  $T_M \approx 113$  мкс ( $x \sim 1.42$ ) при  $\mathbf{B} \parallel c$  и  $\approx 54$  мкс ( $x \sim 1.1$ ) при  $\mathbf{B} \perp c$ , соответственно. (Рис1(b)).

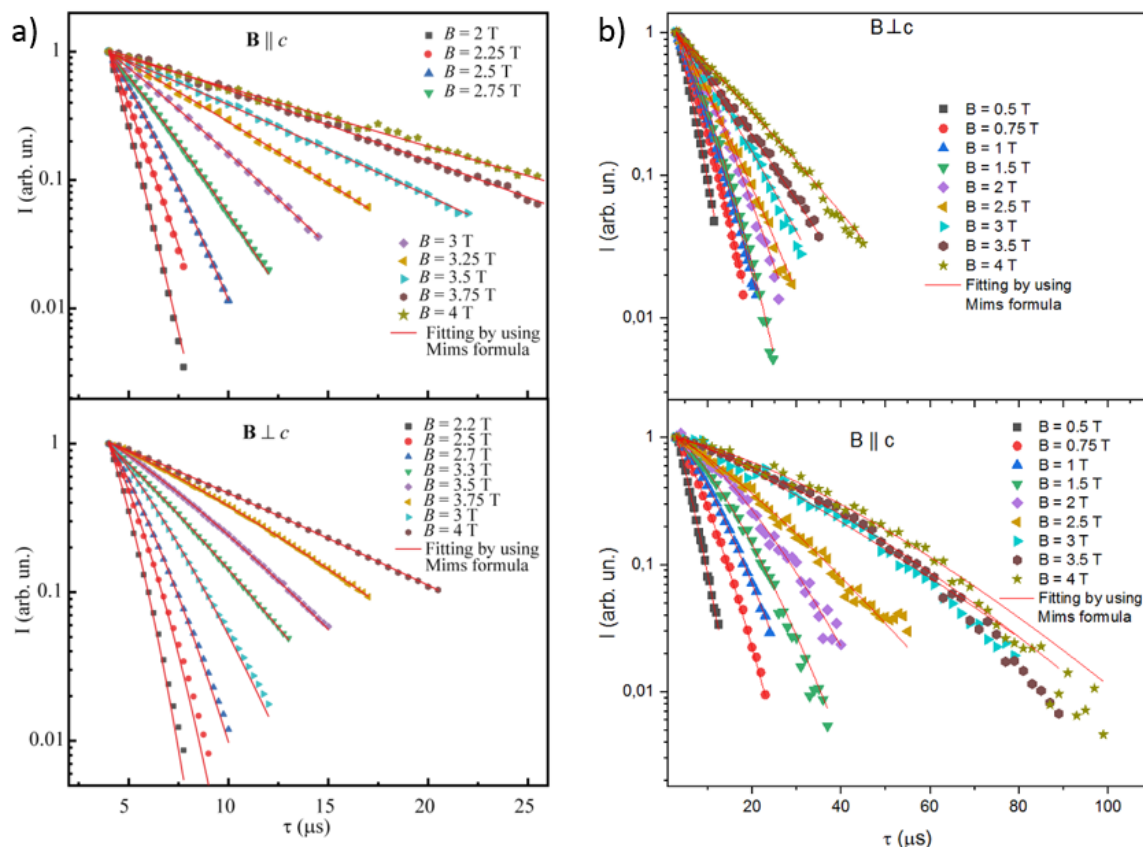


Рис.1. Спад первичного фотонного эха при разных ориентациях и величинах магнитного поля,  $\text{YPO}_4:\text{Er}^{3+}$  (S1 и S2),  $T \sim 1.5$  К. Горизонтальная ось – время задержки  $\tau$  между двумя импульсами. Красные кривые – аппроксимация экспериментальных данных формулой Мимса  $\exp\{- (4\tau/T_M)^x\}$ .

Экспериментальные результаты показывают, что время фазовой релаксации  $T_M$  сильно зависит от концентрации Er и величины магнитного поля. Таким образом, основным фактором, влияющим на время фазовой релаксации является диполь-дипольное взаимодействие между ионами Er, которое подавляется с ростом магнитного поля за счет увеличения макроскопической намагниченности ансамбля ионов Er. Как и ожидалось для данного механизма фазовой релаксации наибольшее  $T_M$  получено для наибольшего значения g-фактора ( $g_{\parallel}=6.42$ ) основного кramerсового дублета  ${}^4I_{15/2}(\Gamma_7^1)$ . При этом g-фактор ( $g_{\parallel}=-2.6$ ) в возбужденном состоянии  ${}^4I_{13/2}(\Gamma_6^1)$  имеет наименьшее значение [13], что свидетельствует о том, что кросс релаксационные (флип-флоп) процессы ионов в возбужденном состоянии слабо влияют на время фазовой релаксации. По изученным спектрам поглощения и оценках частоты Раби световых импульсов, используемых при наблюдении сигналов фотонного эха, также были полученные данные о величинах дипольных моментов оптических переходов PЗ.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных исследований, грант № 18-52-52001 и грантом Правительства Российской Федерации (проект № 14.Z50.31.0040 от 17.02.2017).



- [1]. P. Goldner, A. Ferrier, and O. Guillot-Noël, Rare earth-doped crystals for quantum information processing, Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths (Elsevier, Amsterdam, 2015 ), Vol. 46, Chap. 267, pp. 1–78.
- [2]. M. Zhong, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, J. G. Bartholomew, S. E. Beavan, S. M. Wittig, J. J. Longdell, and M. J. Sellars, Optically addressable nuclear spins in a solid with a six-hour coherence time, *Nature* 517, 177 (2015).
- [3]. Ortu, A. et al. Simultaneous coherence enhancement of optical and microwave transitions in solid-state electronic spins. *Nat. Mater.* 17, 671–675 (2018).
- [4]. Hedges, M. P., Longdell, J. J., Li, Y. & Sellars, M. J. Efficient quantum memory for light. *Nature* 465, 1052–1056 (2010).
- [5]. Williamson, L. A., Chen, Y.-H. & Longdell, J. J. Magneto-optic modulator with unit quantum efficiency. *Phys. Rev. Lett.* 113, 203601 (2014).
- [6]. Kutluer, K. et al. Time entanglement between a photon and a spin wave in a multimode solid-state quantum memory. *Phys. Rev. Lett.* 123, 030501 (2019).
- [7]. Thomas Böttger, C. W. Thiel, Y. Sun, and R. L. Cone, Optical decoherence and spectral diffusion at 1.5 $\mu\text{m}$  in  $\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  versus magnetic field, temperature, and  $\text{Er}^{3+}$  concentration, *Phys. Rev. B* 73, 075101 (2006).
- [8]. M. Rančić, M. P. Hedges, R. L. Ahlefeldt, and M. J. Sellars, Coherence time of over a second in a telecom-compatible quantum memory storage material, *Nat. Phys.* 14, 50 (2017).
- [9]. D. Kuze, Optische Absorptions spektren und Kristall feld auf spaltungen des  $\text{Er}^{3+}$ -Ions in  $\text{YPO}_4$  und  $\text{YVO}_4$ , *Z. für Physik* 203, 49-58 (1967).
- [10]. Vishwamittar and S. P. Puri, Analysis of the behavior of  $\text{Er}^{3+}$  in zircon-structure systems, *Phys. Rev. B* 9, 4673-4689 (1974).
- [11]. C.-K. Loong, L. Soderholm, J. P. Hammonds, M. M. Abraham, L. A. Boatner, and N M Edelstein, Rare-earth energy levels and magnetic properties of  $\text{HoPO}_4$  and  $\text{ErPO}_4$ , *J. Phys.: Condens. Matter* 5, 5121-5140 (1993).
- [12]. R.Maâlej, M. Dammak, S. Kamoun, J.-L. Deschanvres, M. Kamoun, Optical and crystal-field analysis of  $\text{Er}^{3+}$  ion in  $\text{Y}_2\text{O}_3\text{-P}_2\text{O}_5$  thin films, *J. Luminescence* 126, 165–170 (2007)
- [13]. M. N. Popova, S. A. Klimin, S. A. Moiseev, K. I. Gerasimov, M. M. Minnegaliev, E. I. Baibekov, G. S. Shakurov, M. Bettinelli, and M. C. Chou, Crystal field and hyperfine structure of  $^{167}\text{Er}^{3+}$  in  $\text{YPO}_4:\text{Er}$  single crystals: High-resolution optical and EPR spectroscopy, *Phys. Rev. B* 99, 235151 (2019).
- [14]. Mims W.B. Phase Memory in Electron Spin Echoes, Lattice Relaxation Effects in  $\text{CaWO}_4$ : Er, Ce, Mn *Phys. Rev.*, 168, 370 (1968).

## Разработка отечественных устройств фотоники для волоконных квантовых коммуникаций

**В. М. Петров<sup>1</sup>, С. М. Кынев<sup>1</sup>, Н. В. Никоноров<sup>1</sup>, М. В. Иночкин<sup>1</sup>,  
В. В. Лысак<sup>1</sup>, В. И. Егоров<sup>1</sup>, С. Э. Хоружников<sup>1</sup>, С. А. Козлов<sup>1</sup>,  
А. А. Анисимов<sup>2</sup>, В. В. Чистяков<sup>2</sup>, Е. В. Верещагина<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет ИТМО

<sup>2</sup>ООО «Кванттелеком»

Бурное развитие систем квантовых коммуникаций потребовало обеспечить соответствующий уровень развития Отечественной компонентной базы. В докладе мы обсуждаем промежуточные итоги работы по разработке промышленной технологии создания комплекса передачи информации для оптических сетей связи с применением квантовых и классических методов защиты каналов на основе отечественной компонентной базы. Мы используем принцип квантовой рассылки ключа на боковых частотах [1]. Отметим, что требования, предъявляемые к данной системе являются достаточно высокими. Предполагается, что скорость генерации квантовых бит (при потерях в канале не более 1 дБ), должна составлять не менее 10 кбит/с, коэффициент квантовых ошибок (при потерях в канале 1 дБ) – не более 3.5 %, скорость передачи закодированных данных – не менее 1 Гбит/с, частота смены ключей кодирования – не менее 1 ед./час, длина квантовой битовой строки – до 512 бит.

В центре нашего внимания находятся три основные компоненты системы: блок генерации излучения квантового канала, блок кодирования информации, содержащий амплитудный и фазовые (АМ и ФМ) оптические модуляторы, и блок регистрации излучения квантового канала.

Блок генерации лазерного излучения квантового канала представляет из себя высококачественный п/п лазер. Коэффициент подавления побочной моды должен составлять не менее 30 дБ, относительная интенсивность шума – не более, чем минус 150 дБ/Гц, ширина полосы генерации – не более 1 МГц, ширина диапазона перестройки – не менее 0.5 нм, рабочий диапазон длин волн – 1520...1580 нм. Здесь нами рассмотрены различные варианты конструкции резонатора лазера. Одним из основных элементов конструкции является отражательная решётка Брэгга, которая позволяет в значительной мере улучшить спектральные характеристики излучения и обеспечить плавную перестройку в заданном диапазоне. Нами найдены конструктивные решения, обеспечивающие ширину полосы генерации порядка 0.6 МГц. В настоящее время ведётся работа по поиску методов высокоточной перестройки и стабилизации излучения лазера по длине волны.

Следующим важным компонентом является блок кодирования информации, содержащий АМ и ФМ модуляторы. Отметим, что на данный момент, здесь достигнуты наиболее значительные успехи [2, 3]. Для достижения поставленных высоких технических требований – частота модуляции не менее 10 МГц, малые оптические потери – не более 4 дБ, и малое управляющее напряжение – не более 10 В, нами был выбран принцип электродов бегущей волны в интегральном исполнении. В качестве подложки используется ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ), обладающий электрооптическим эффектом (Рис. 1).

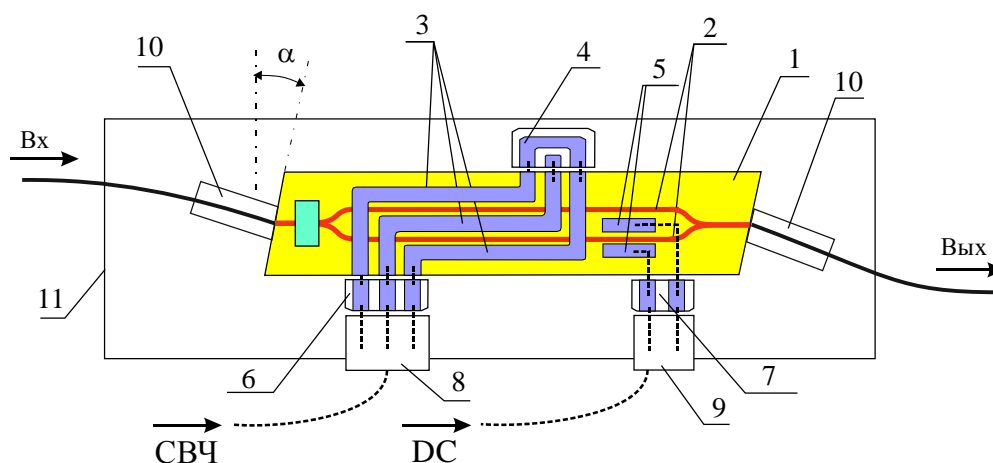


Рис. 1. конструкция АМ-модулятора в корпусе (масштаб произвольный): 1 – подложка ниобата лития; 2 – оптические волноводы, образующие ИМЦ; 3 – СВЧ электроды бегущей волны; 4 – согласованная нагрузка; 5 – низкочастотные электроды управления рабочей точкой; 6, 7 – переходные платы; 8, 9 – электрические разъемы; 10 – стыковочные упрочняющие элементы волоконно-оптических пигтэйлов; 11 – корпус; 12 – входной поляризатор

Разработанные нами АМ и ФМ интегрально-оптические модуляторы обладают полосой пропускания не менее 20 ГГц (по спаду на 3 дБ) и управляющим напряжением не более 5 В.

Третий компонент – блок регистрации излучения квантового канала представляет из себя лавинный фотодиод на основе InGaAsP структуры. Уже первые эксперименты позволили нам выйти на заданные требования: перестраиваемая квантовая эффективность: от 10 до 25 %, частота регистрации импульсов: от 100 до 300 МГц, частота темновых отсчетов (при частоте регистрации 100 МГц) – не менее 1 кГц. Данная часть работы, пожалуй, является наиболее трудоёмкой, т.к. данный фотоприёмник должен находиться в вакууме при пониженных температурах.

Полученные нами в ходе выполнения этапа работы результаты позволяют делать вывод о хороших перспективах создания элементной базы для квантовых коммуникаций в России.

- [1]. Gleim A.V., Chistyakov V.V., Bannik O.I., et al. Sideband quantum communication at 1 Mbit/s on a metropolitan area network. *Journal of Optical Technology*. 2017; 84(6): 362–367.
- [2]. Петров В. М., Шамрай А. В., и др. Отечественные СВЧ интегрально-оптические модуляторы для квантовых коммуникаций. *Фотоника*. 2020; 14(5):414–423.
- [3]. Петров В. М., Шамрай А. В. Интерференция и дифракция для информационной фотоники. - С.-Пб.: Лань. 2019. 460 с.

# Восстановление статистики фотонов через сходящиеся моменты фотоотсчетов

**И.П. Гостев, С.А. Магницкий, А.С. Чиркин**

*Физический факультет и Международный лазерный центр, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

Статистика фотонов или распределение вероятности найти определенное число фотонов в некотором объеме – энергетическая характеристика квантового поля, аналогичная распределению интенсивности для классического света. Информация о распределении фотонов  $P$  извлекается из распределения фотоотсчетов. Фотоотсчет появляется при поглощении фотона с определенной вероятностью (квантовой эффективностью)  $\eta < 1$ , что приводит к отличию распределения фотоотсчетов  $Q$  от распределения  $P$ . При постоянной квантовой эффективности эти распределения связаны соотношением [1]:

$$Q_m = \sum_{n=m}^{\infty} \binom{n}{m} \eta^m (1-\eta)^{n-m} P_n = D_{mm}(\eta) P_n, \quad D_{mm}(\eta) = \begin{cases} \binom{n}{m} \eta^m (1-\eta)^{n-m} & n \geq m \\ 0 & n < m \end{cases} \quad (1)$$

Формула (1) аналитически обратима, однако её обращение не позволяет восстановить любое распределение  $P$  при произвольном  $\eta$  [2] – из-за особенностей обратной матрицы  $D^{-1}(\eta)$  оно очень чувствительно к ошибкам  $Q_m$  при больших  $m$ .

Предлагаемый нами метод основан на применении так называемых сходящихся моментов [3] и направлен на преодоление недостатков метода обратной матрицы. Сходящиеся моменты обладают безусловной сходимостью к нулю при увеличении порядка момента. Это снижает влияние высших моментов на распределение фотонов и ослабляет зависимость его элементов от ошибки малых элементов  $Q_m$ .

Сходящимся моментом порядка  $k$  называют момент распределения  $P$ , рассчитываемый при фиксированном аргументе  $z = z_0$  производящей функции [3]:

$$b_p(k, z_0) = \frac{1}{k!} \left. \frac{d^k G_p(z)}{dz^k} \right|_{z=z_0} = \sum_{n=k}^{\infty} z_0^{n-k} \binom{n}{k} P_n. \quad (2)$$

Представим формулу (2) в матричном виде, используя матрицу  $W$ , связывающую распределение  $P$  и набор моментов  $B_k(z) = b_p(k, z)$ :

$$W_{kn}(z) P_n = B_k(z), \quad W_{kn}(z) = \begin{cases} z^{n-k} \binom{n}{k} & n \geq k \\ 0 & n < k \end{cases} \quad (3)$$

Если матрица  $W$  квадратная, то можно восстановить распределение фотонов из его моментов через обращение матрицы  $W$ . Моменты распределения фотонов априори неизвестны, поэтому необходимо выражение, связывающее их с распределением фотоотсчетов. Для этого можно воспользоваться аппаратом производящих функций.

В условиях реального эксперимента статистика фотоотсчетов отличается от идеального ожидаемого распределения, поэтому моменты распределения фотонов вычисляются с некоторой ошибкой. Необходимое условие на положительность моментной последовательности в пределах ошибки выполняется для конечного числа моментов, поэтому матрица  $W$  может быть неквадратной, и для нахождения решения следует использовать псевдообратную матрицу  $W^+ = W^T(WW^T)^{-1}$ , где  $T$  – транспонирование:

$$P_n = W_{nk}^+(1 - \eta + \eta z) B_k(z) \quad (4)$$

Здесь из суммирования исключаются моменты высших порядков с наибольшей относительной ошибкой, а так как при исключении строк из матрицы её минимальное сингулярное число будет увеличиваться, а максимальное – уменьшаться, то число обусловленности матрицы  $W$  будет уменьшаться. Поэтому можно утверждать, что при уменьшении числа моментов влияние ошибки статистики фотоотсчетов на восстановленное распределение будет падать.

В качестве примера рассмотрим, сколько моментов фотоотсчетов необходимо для восстановления теплового распределения со средним числом фотонов  $\langle n \rangle = 4$  при разных значениях  $\eta$  и параметра  $z$ . На Рис. 1 построена зависимость достоверности (fidelity) от числа используемых моментов при разных значениях квантовой эффективности. Видно, что 7 моментов достаточно для точного восстановления распределения при взятых квантовых эффективностях. Стоит отметить, что метод обратной матрицы не позволяет восстановить такое распределение при квантовой эффективности ниже  $2/9$  [2].

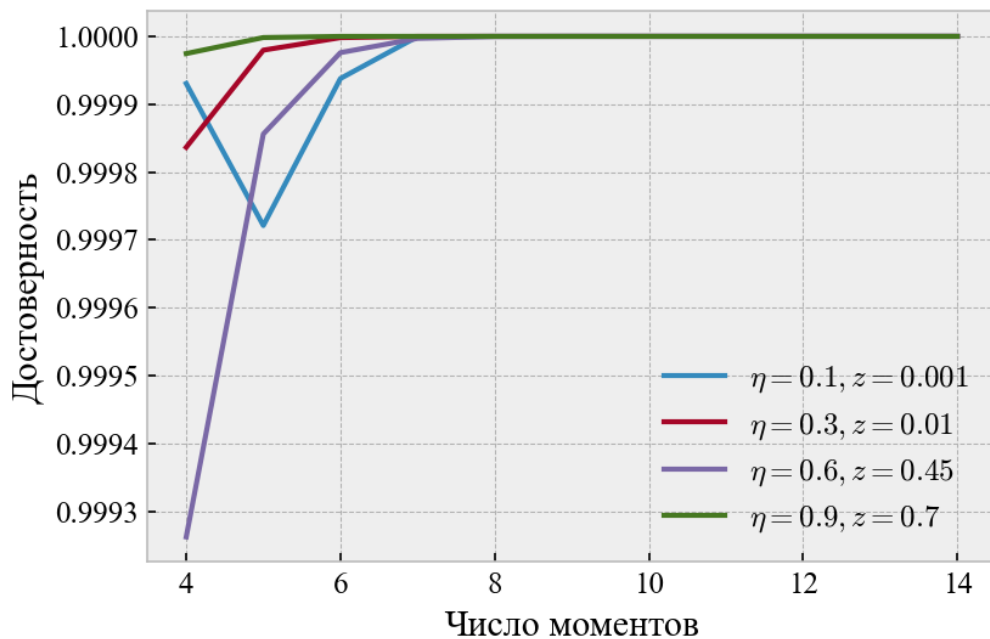


Рис. 1. Зависимость достоверности восстановления теплового распределения от числа моментов при разных значениях квантовой эффективности.

Таким образом, разработанный нами метод позволяет уменьшить зависимость ошибки распределения фотонов от ошибки распределения фотоотсчетов за счет улучшения обусловленности матрицы линейной системы.

Исследования выполнены при частичной поддержке гранта РФФИ 18-02-00849. П.П. Гостев благодарит за поддержку фонд «Базис» в рамках стипендии 19-2-6-282-1.

- [1]. Лоудон Р. Квантовая теория света. М.: Мир, 1976.
- [2]. Kiss T., Herzog U., Leonhardt U. Compensation of losses in photodetection and in quantum-state measurements //Physical Review A. 1995. Vol. 52(3). P. 2433.
- [3]. Zhang J., Nie Q., Zhou T. A moment-convergence method for stochastic analysis of biochemical reaction networks // J. Chem. Phys. 2016. Vol. 144(19). P. 194109.

# Квантовый интерфейс и кооперативные процессы в одномерных атомных системах

В.А. Пивоваров<sup>1,2</sup>, Л.В. Герасимов<sup>3,2</sup>, Д.В. Куприянов<sup>3,2</sup>

<sup>1</sup>Кафедра физики, Санкт-Петербургский национальный исследовательский академический университет имени Ж. И. Алфёрова РАН, 194021 С.-Петербург

<sup>2</sup>Лаборатория квантовой оптики и квантовой информатики, Центр перспективных исследований СПбПУ, 195251 С.-Петербург

<sup>3</sup>Лаборатория квантовых информационных технологий, Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 119991 Москва

В работе рассматривается излучение света атомной цепочкой локализованной вблизи наноразмерного диэлектрического волновода. Атомы расположены вдоль волновода и изначально оптическому возбуждению подвержена только определенная их часть, см. рис.1. Эта «рабочая» часть атомов способна излучать свет в кооперативном режиме в фундаментальную моду волновода. Другая часть атомов выполняет пассивную функцию поглотителей либо зеркал, отражающих свет вследствие дифракции Брэгга. Вся объединённая система способна частично рассеивать свет во внешнее пространство.

Нами проведен микроскопический расчет [1,2], который показывает, что варьируя расположение атомов, подобная система способна перенаправлять эмитированное в волновод излучение, усиливать его в определенных направлениях, и демонстрировать эффект резонаторной локализации света и квантовых осцилляций Раби.

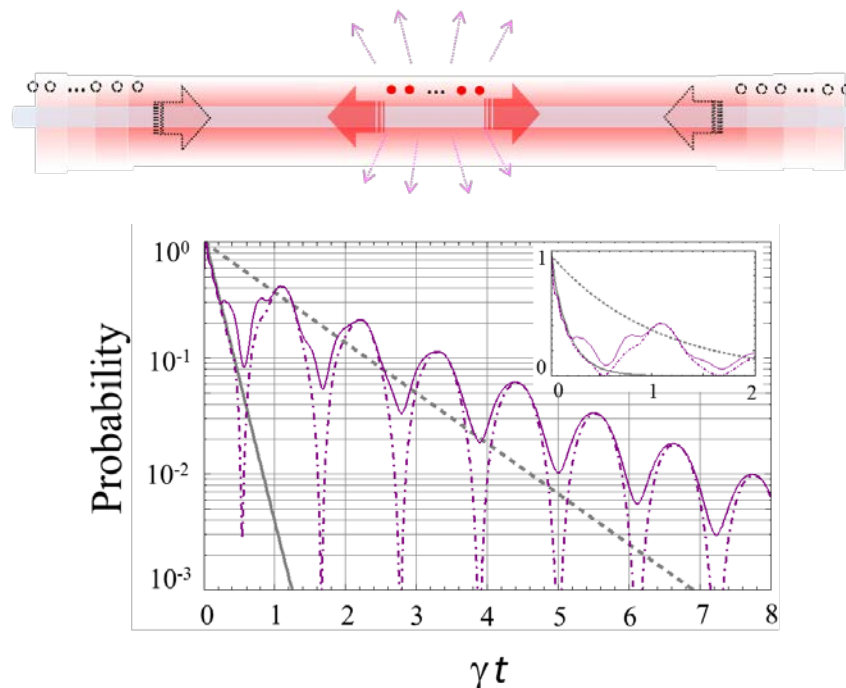


Рис.1. Рассматриваемая геометрия излучения и пример расчета, см. текст.

На рис.1 приведены расчетные зависимости вероятностей распада, при определенной геометрии, для всей системы (лиловая сплошная), либо её активной части (лиловый пунктир). Для сравнения показан распад изолированной рабочей цепочки (серая сплошная)

и естественный распад отдельного атома в свободном пространстве (серый пунктир). В данном примере присутствуют квантовые осцилляции Раби при излучении рабочих атомов в резонатор, сформированный атомными отражающими зеркалами

В докладе также будут представлены и другие примеры, демонстрирующие эффекты квантовой памяти в атомных цепочках, состоящих из относительно небольшого количества рабочих атомов. Рассматриваемые эффекты представляются интересными и важными, как в контексте разработки систем квантового интерфейса, так и сточки зрения изучения проблем кооперативных эффектов и локализации света.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18-02-00265-А, 19-52-15001-CNRS-а; гранта РНФ 18-72-10039, и при поддержке благотворительного Фонда «БАЗИС» грант № 18-1-1-48-1

[1]. V.A. Pivovarov, A.S. Sheremet, L.V. Gerasimov, J. Laurat, and D. V. Kupriyanov // Phys. Rev. A **101**, 053858 (2020).

[2]. V.A. Pivovarov, L.V. Gerasimov, J. Berroir, A. Urvoy, J. Laurat, and D.V. Kupriyanov, to be published.



# Квантовое вычисление энергии состояния основного кramerсова дублета и магнитных $g$ -факторов редкоземельных ионов в кристаллах

К.М. Макушин, Э.И. Байбеков

Казанский федеральный университет

В данной работе мы используем доступные через облачный сервис квантовые компьютеры IBM для расчёта энергии основного состояния примесных редкоземельных ионов  $\text{Yb}^{3+}$ :  $\text{Y}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$  и  $\text{Er}^{3+}$ :  $\text{YPO}_4$ . Мы используем квантовый алгоритм Variational Quantum Eigensolver (VQE) [1], который хорошо зарекомендовал себя, как алгоритм, позволяющий использовать скромные вычислительные возможности современных квантовых компьютеров. В качестве алгоритма минимизации мы выбираем алгоритм Simultaneous Perturbation Stochastic Approximation, подходящий для оптимизации шумных целевых функций с большим количеством параметров.

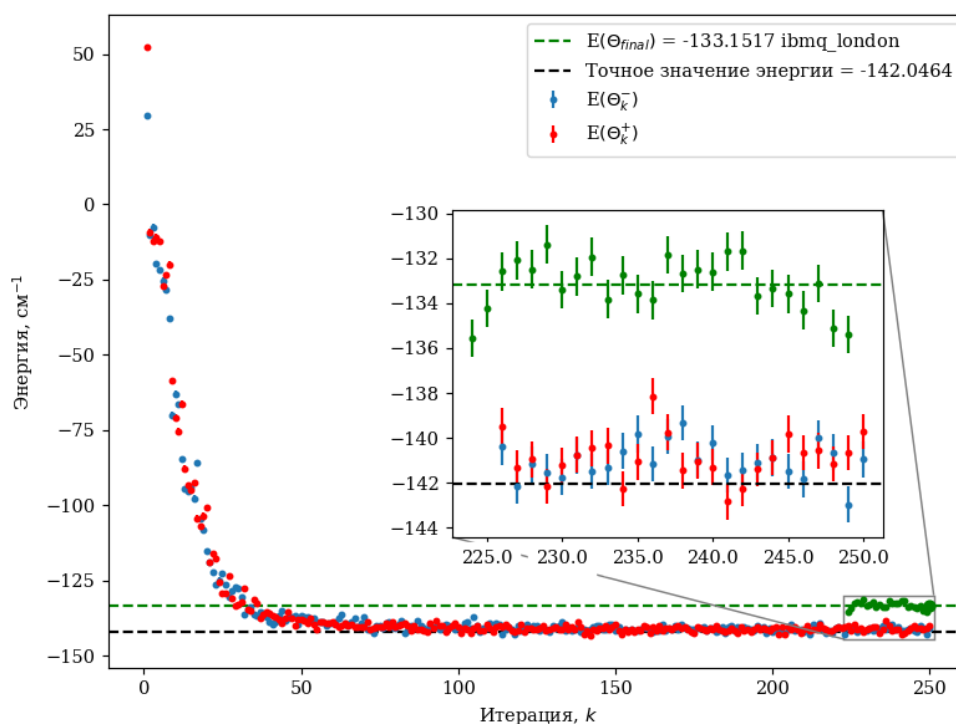


Рис.1. Результаты полученные в процессе оптимизации параметров для гамильтониана кристаллического поля  $\text{Er}^{3+}$

Кроме того, с помощью VQE мы рассчитываем компоненты  $g$ -факторов основного состояния примесных редкоземельных ионов  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Er}^{3+}$ . Часть результатов, полученных в нашей работе приведена на (Рис. 1) и в Таблице 1.

Таблица 1. Вычисленные на квантовом компьютере g-факторы основного состояния для иона Yb:Y<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub> и Er:YPO<sub>4</sub> (выделены жирным) в сравнении с их экспериментальными значениями [2,3]

Y <sub>2</sub> Ti <sub>2</sub> O <sub>7</sub> :Yb <sup>3+</sup>		YPO <sub>4</sub> :Er <sup>3+</sup>	
<i>g</i> <sub>  </sub>	<i>g</i> <sub>⊥</sub>	<i>g</i> <sub>  </sub>	<i>g</i> <sub>⊥</sub>
<b>1.566±0.058</b>	<b>4.153±0.079</b>	<b>6.463± 0.027</b>	<b>5.097±0.063</b>
1.787	4.216	6.42	4.80

Авторы благодарят за поддержку Российский Научный Фонд (Проект № 17-72-20053). Работа Э.И. Байбекова была также поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

- [1]. Peruzzo A. A variational eigenvalue solver on a photonic quantum processor // Nature Communications. 2014. Vol. 5. P. 4213.
- [2]. Batulin R.G. EPR spectra and magnetization of XY-type rare-earth ions in pyrochlores Y<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub>:RE<sup>3+</sup> (RE=Yb, Er) // Magnetic Resonance in Solids. 2019. Vol. 21. № 19601.
- [3]. Popova M.N. Crystal field and hyperfine structure of <sup>167</sup>Er<sup>3+</sup> in YPO<sub>4</sub>: Er single crystals: High-resolution optical and EPR spectroscopy // Physical Review B. 2019. Vol. 99. № 23. P. 235151.

# Двухпроходная оптическая схема для системы квантового распределения ключа с фазовым кодированием на боковых частотах

К.С.Мельник, О.И.Банник, Л.Р.Гилязов

*Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева, Россия, 420111, г. Казань, Четаева 18а*

Применение двухпроходной оптической схемы в устройствах квантового распределения ключа (КРК) может быть перспективным при реализации систем с компактным устройством отправителя, а также для развёртывания многоузловых систем с топологией “звезда”, благодаря объединению основных функциональных элементов в составе приёмного блока. В результате проведённого исследования, нами предложена и апробирована двухпроходная оптическая схема для системы КРК с фазовым кодированием на боковых частотах (Рис.1).

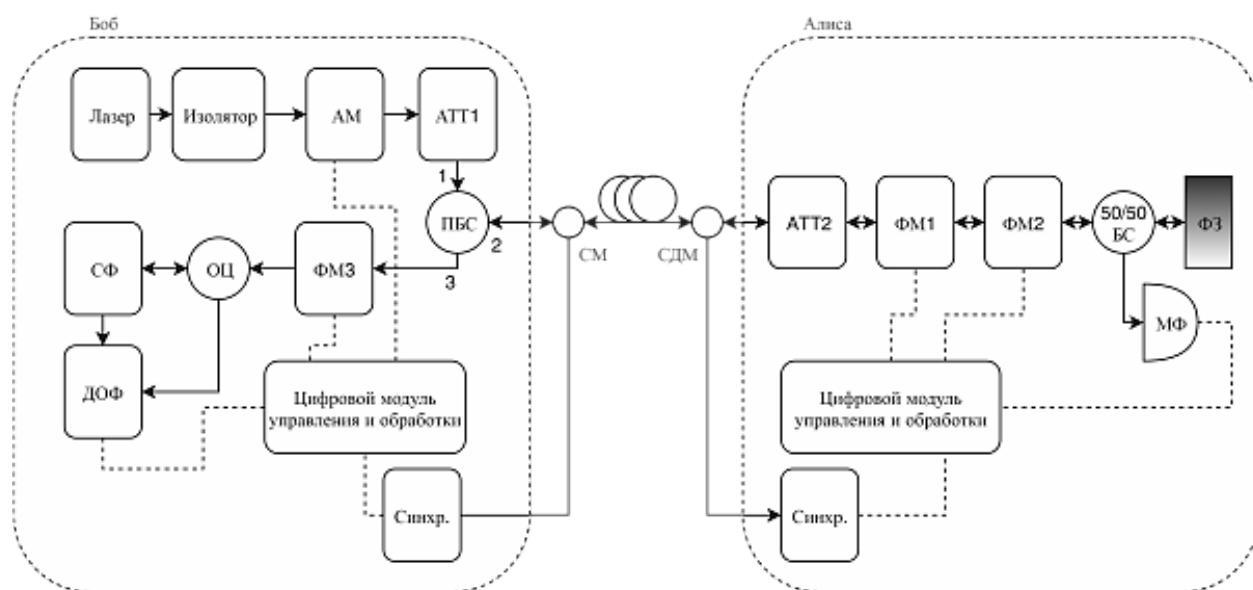


Рис.1. Структурная схема системы квантового распределения ключа с двухпроходной оптической схемой. Лазер - узкополосный источник монохроматического излучения квантового канала; Изолятор - волоконно-оптический изолятор; АМ - электрооптический амплитудный модулятор Маха Цандера; АТТ1/2 - оптические аттенюаторы; ПБС - поляризационный светоделитель; ФМ1/2/3 - электрооптические фазовые модуляторы; БС - светоделитель 50/50; ФЗ - Фарадеевское зеркало; МФ - мониторинговый фотодиод; ОЦ - оптический циркулятор; СФ - узкополосный спектральный фильтр; ДОФ - счетчик одиночных фотонов; Синхр. - оптический модуль тактовой синхронизации; СМ/СДМ - специальный фильтр спектрального уплотнения каналов для мультиплексирования/демультиплексирования квантового и синхронизационного каналов

Предлагаемая схема в целом состоит из тех же компонентов, что и базовая однопроходная система КРК с кодированием на боковых частотах [1]. Существенное отличие заключается в расположении источника излучения на несущей длине волны в приемном блоке. Опорный сигнал, перед первой фазовой модуляцией в блоке отправителя проходит путь по квантовому оптоволоконному каналу от получателя вместо того, чтобы генерироваться на стороне передатчика.

Был проведён анализ основных факторов, ухудшающих интерференционную видимость при использовании двухпроходной оптической схемы, в отличие от однопроходной реализации. Получены результаты, показывающие, что обратное рэлеевское рассеяние [2,3] ограничивает максимальную рабочую дальность до 37 км, превышение которой приводит к увеличению вклада в коэффициент квантовых ошибок. Использование импульсного источника излучения в паре с синхронным детектированием повышает максимальную дальность до 50 км.

За неделю тестирования экспериментально продемонстрирована долговременная стабильная работа собранного макета двухпроходной системы КРК с фазовым кодированием на боковых частотах по оптическому волоконному каналу, между соседними зданиями КНИТУ-КАИ (Рис.2). За время тестирования сгенерировано около 28 МБ ключевой информации при средней скорости генерации 533.9 бит/сек. Среднее время генерации одного блока ключевой информации 10.6 секунд, а средний коэффициент квантовых битовых ошибок составил 2.7%.

Для имитации более протяжённого канала в тракт добавлялся оптический аттенуатор с высокими оптическими потерями. Возрастание коэффициента квантовых ошибок, хорошо соотносится с полученными нами теоретическими оценками.

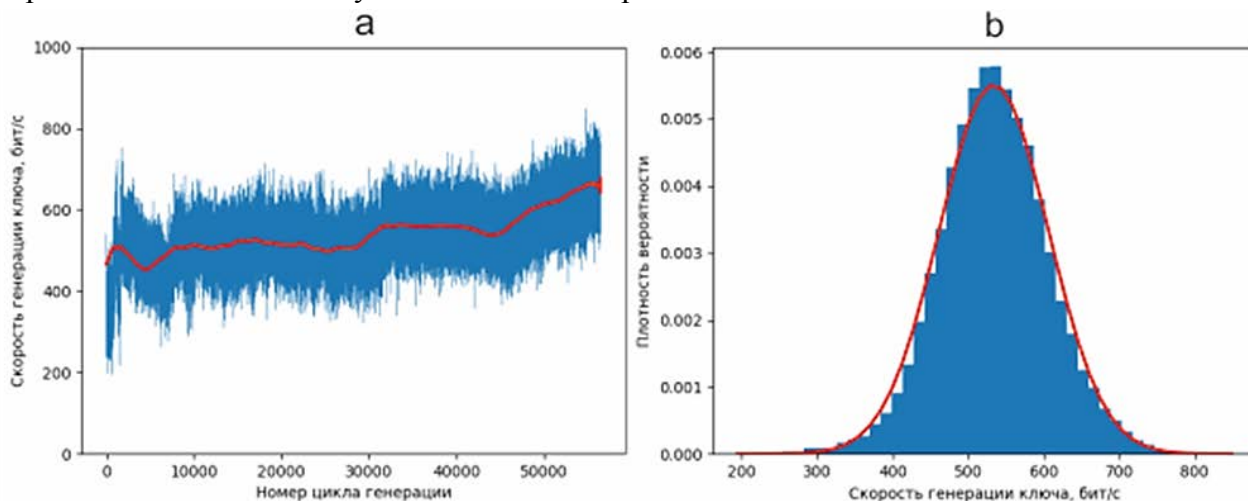


Рис.2. (а) График зависимости скорости генерации ключа от времени на протяжении эксперимента; средняя длина цикла генерации 10.6 с; (б) Гистограмма распределения значений скорости генерации ключа

Анализ полученных зависимостей означает, что средняя скорость генерации обладает изменчивостью во времени, связанной с изменением частоты регистрации квантового сигнала. Вероятно, данный факт вызван нестабильностью уровня оптических потерь в оптоволоконном тракте либо дрейфом параметров детектора одиночных фотонов, и требует дополнительного исследования.

Результаты исследования показали возможность стабильной автономной работы лабораторной установки для КРК с использованием предлагаемой двухпроходной оптической схемы в системе с фазовым кодированием на боковых частотах. Мы считаем предложенный подход перспективным и планируем проведение дальнейших исследований по анализу уязвимостей, секретной дальности протокола КРК с использованием описанной схемы.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта молодых учёных РТ № 06-109-шГ 2020 "Исследование возможности применения двухпроходной оптической схемы в

системе квантовых коммуникаций с кодированием на боковых частотах" (рук. Мельник К.С.), а также в рамках госзадания Минобрнауки по поддержке проекта лаборатории Интегральной квантовой оптики ККЦ КНИТУ-КАИ

- [1]. Gleim A. V. et al. Secure polarization-independent subcarrier quantum key distribution in optical fiber channel using BB84 protocol with a strong reference //Optics express. – 2016. – Vol. 24. – №. 3. – P. 2619-2633.
- [2]. Simatupang J. W., Lin S. C. A Study on rayleigh backscattering noise in single fiber transmission pon //Int. J. Innov. Res. Technol. Sci. – 2016. – Vol. 4. – №. 3. – P. 11-15.
- [3]. Van Deventer M. O. Polarization properties of Rayleigh backscattering in single-mode fibers //Journal of Lightwave Technology. – 1993. – Vol. 11. – №. 12. – P. 1895-1899.

# Метод и устройство для сертификации квантовых состояний СПР-источников

Д.Н.Фроловцев, С.А.Магницкий

*Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

Квантово-оптические технологии вышли из стен лабораторий и готовятся прочно войти в нашу повседневность. Уже существуют первые коммерчески доступные квантовые приборы для генерации случайных чисел, квантового распределения ключа, открыт облачный доступ к целой линейке квантовых вычислителей. На пути внедрения квантово-оптических технологий необходимо преодолеть один важный шаг – создать методы, позволяющие охарактеризовать ключевые элементы, с которыми оперируют квантово-оптические технологии [1-3]. Иными словами, требуется создать методы метрологической сертификации, а так же обеспечить их единство.

Одним из ключевых элементов квантово-оптических технологий являются источники фотонных пар, получаемых с помощью эффекта спонтанного параметрического рассеяния света (СПР), в частности – источники, генерирующие поляризационно-запутанные фотонные пары. Основные квантовые «потребительские» свойства таких источников можно определить, зная квантовое состояние фотонных пар, т.е. матрицу плотности. Это понятие, ясное специалистам в области квантовых технологий, не является «понятным» для более обширной аудитории. Кроме того, объем информации, заключенный в матрице плотности, для практических целей оказывается избыточным.

В качестве практического параметра, характеризующего применимость источников одиночных фотонов, мы предлагаем использовать параметр Fidelity [4], показывающий близость состояния, генерируемого источником, к некоторому «идеальному» квантовому состоянию, которое этот источник должен воспроизводить. Так, если источник генерирует фотонные пары в состоянии  $\hat{\rho}$ , а идеальное состояние описывается волновым вектором  $|\psi\rangle$ , то Fidelity  $F$  можно выразить как

$$F = \langle \psi | \hat{\rho} | \psi \rangle$$

При этом  $F=1$  в случае совпадения состояния, генерируемого источником, идеальному, и  $F=0$  в случае, если генерируемое источником состояние и идеальное квантовое состояние ортогональны. Таким образом Fidelity имеет смысл как степень точности воспроизведения источником требуемого квантового состояния.

Мы показываем, что параметр Fidelity напрямую определяет потребительские свойства источников, применяемых в квантовых технологиях. Так, в случае использования источника одиночных фотонов при передаче битов, закодированных в поляризации, величина ошибки  $p_{err}$ , вносимая неточностью приготовления состояний поляризации, напрямую может быть выражена через Fidelity следующим образом

$$p_{err} = 1 - F$$

В случае же использования запутанных по поляризации состояний света величина ошибки будет лежать в диапазоне

$$\frac{1 - F}{2} \leq p_{err} \leq 1 - F$$

Для практического применения в метрологии мы предлагаем методику, согласно которой с помощью квантового томографа определяется квантовое состояние фотонных пар, генерируемых источником. Затем на основе полученной матрицы плотности вычисляется значение Fidelity. Представлен созданный в лаборатории прототип автоматизированного квантового томографа реализующего предлагаемую методику, а так же приведены результаты его испытаний. Испытания были проведены для источника фотонных пар, созданного на основе двухкристальной схемы[5]. Источник воспроизводил белловское состояние  $|\Phi^{(+)}\rangle$  с Fidelity  $F = 0.964 \pm 0.037$ .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-02-00849.

- [1]. Metrology of single photons for quantum information technologies / S. A. Magnitskii, D. N. Frolovsev, D. P. Agapov et al. // Measurement Techniques. — 2017. — Vol. 60, no. 3. — P. 1–7.
- [2]. Frolovsev D. N., Magnitskiy S. A., Demin A. V. Quantum tomograph for measurement and characterization of quantum states of biphoton sources // Measurement Techniques. — 2020. — Vol. 63, no. 4. — P. 273–280
- [3]. GS QKD 011 QKD Quantum Key Distribution (QKD); Component characterization: characterizing optical components for QKD systems
- [4]. Jozsa, Richard. "Fidelity for mixed quantum states." Journal of modern optics 41.12 (1994): 2315-2323
- [5]. Frolovsev D., Magnitskiy S. A double-crystal scheme with full compensation of the Migdall effect // EPJ Web of Conferences. — 2019. — Vol. 220. — P. 03016.

# Применение подхода теоремы площадей для расчета эффективности ROSE-протокола в кольцевом резонаторе

Р.В.Урманчеев, С.А.Моисеев

*Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ*

*\*e-mail:samoi@yandex.ru*

Квантовая память играет ключевую роль в таких задачах квантовой информатики как создание универсального квантового компьютера и разработка линий квантовых коммуникаций на большие расстояния [1]. Среди протоколов квантовой памяти выделяется целое семейство протоколов, основанных на эффекте фотонного эха, такая память позволяет сохранять широкополосный сигнал и активно используется для реализации квантовой памяти в твердом теле [2].

Фотонное эхо является сигналом нелинейного отклика системы резонансных атомов на результат воздействия нескольких резонансных световых импульсов. Ранее было показано, что анализ импульсной площади световых сигналов позволяет получать важную общую информацию о нелинейных закономерностях данных взаимодействий [3]. Развивая данный подход, следуя работам [4-6] мы изучаем нелинейные закономерности поведения сигнала фотонного эха в ROSE протоколе квантовой памяти, при помещении среды в кольцевом резонаторе, как это было реализованного экспериментально в работе [7]. Интерес к данному варианту реализации ROSE протокола интересен возможностью достижения эффективности до 100%. Для расчета эффективности рассматриваемого протокола мы, аналогично работе [8], начинаем с уравнений для частот Раби сигнального поля внутри и снаружи резонатора:

$$\partial_t \Omega = -\frac{\kappa}{2} \Omega + \sqrt{\kappa} \Omega_{in} + \alpha L \langle v \rangle,$$

где  $\Omega$  – частота Раби поля внутри резонатора,  $\Omega_{in}$  и  $\Omega_{out}$  – частоты Раби входного и выходного полей ( $\Omega_{out} = \Omega_{in} - \sqrt{\kappa} \Omega$ ),  $\alpha L$  – оптическая плотность образца внутри резонатора,  $\kappa$  – коэффициент связи поля с резонатором;  $\gamma$  – потери в резонаторе,  $\langle v \rangle$  – усредненная по неоднородным отстройкам атомная поляризация.

Применяя подход [6] к данной ситуации мы находим уравнение для площади сигнала фотонного эха:

$$\frac{\kappa}{2} \Theta_e = -\pi \alpha L [2v_0^{re} \cos^2 \frac{\Theta_e}{2} + w_0^{re} \sin \Theta_e],$$

где  $\Theta_{out} = \sqrt{\kappa} \Theta_e$  импульсная площадь сигнала эха в волноводе.

В ортогональной конфигурации распространения второго и третьего контролирующего лазерного импульса [7], мы находим  $v_0^{re} = -2 \Gamma_\tau \sin^2 \frac{\Theta_2}{2} \sin^2 \frac{\Theta_3}{2}$ ,  $w_0^{re} = -\cos \Theta_1(z) \cos \Theta_2 \cos \Theta_3$ , здесь  $\Gamma_\tau$  – релаксационный член, учитывающий поперечную релаксацию атомной когерентности за время хранения памяти  $\tau$ .

На рис. 1 показаны графики эффективности восстановления сигнала эха в согласованном резонаторе в зависимости от импульсной площади рефразирующих импульсов при условии  $\Theta_2 = \Theta_3$ . На рисунке представлены зависимости для трех различных значений импульсной площади сигнального импульса  $\theta_1 = \frac{2}{\sqrt{\kappa}} \Theta_{in}$ .



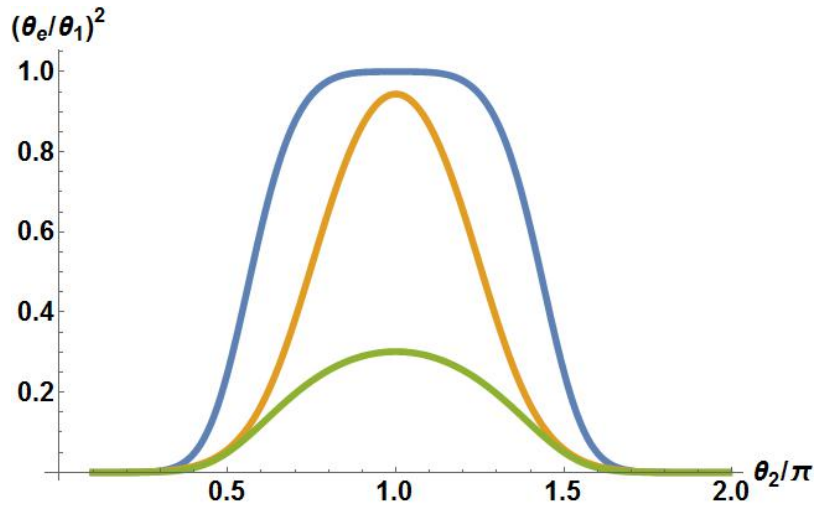


Рис.1. Зависимость эффективности восстановления сигнала фотонного эха в протоколе ROSE при различных входных площадях первого импульса:  $\theta_1 = \frac{\pi}{100}$ , – синяя кривая,  $\theta_1 = \frac{3\pi}{16}$ , – оранжевая кривая,  $\theta_1 = \frac{\pi}{4}$ , – зеленая кривая.

Из Рис. 1 видна существенная нелинейность процесса восстановления сигнала эха. Примечательно, что эффективность памяти существенно падает при увеличении площади первого импульса более  $\pi/8$ . При этом в случае квантовой памяти (для малого сигнального импульса  $\theta_1 < \pi/8$ ) эффективность близка к единице в некотором диапазоне площадей рефразирующих импульсов в окрестности  $\pi$ : ( $0.8\pi < \Theta_2 = \Theta_3 < 1.2\pi$ ), что указывает на проявление подавленного поглощения света атомами в этих условиях излучения сигнала эха. Таким образом схема ROSE протокола в согласованном резонаторе является более эффективной и устойчивой, чем в свободном пространстве. Однако, поведение точности восстановления квантового состояния излучаемого сигнала эха в окрестности  $\Theta_2 = \Theta_3 = \pi$  требует использования строго квантового подхода.

Работа поддержана грантом Правительства Российской Федерации (проект № 14.Z50.31.0040 от 17.02.2017).

- [1]. F. Bussi eres *et al.* Journal of Modern Optics. 2013. № 18 (60). С. 1519–1537.
- [2] W. Tittel, et al. Laser and Photonics Review, **4**, №. 2, 244–267 (2010).
- [3]. S. L. McCall and E. L. Hahn, Phys. Rev. 183, 457 (1969)
- [4]. S. A. Moiseev, Opt. Spectrosc. 62, 180 (1987).
- [5] R. Urmancheev, *et al.* Opt. Express. 2019. Vol. 27, № 20. P. 28983.
- [6] S. A. Moiseev, M. Sabooni, and R. V. Urmancheev Phys. Rev. Research, 2020. Vol. 2. P. 012026(R).
- [7] M.M. Minnegaliev, et al. Quantum Electronics 2018 Vol. 48 (10) 898 –901 (2018)
- [8] T. Chaneli ere, Optics Express, 2014, Vol. 22, Issue 4, pp. 4423-4436

# Optimal Bayesian Experimental Design for Accelerating Optically Detected Magnetic Resonance Measurements

Sean M. Blakley<sup>1</sup>, Sergey Dushenko<sup>1,2</sup>, Robert D. McMichael<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Physical Measurement Laboratory, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, USA*

<sup>2</sup>*Institute for Research in Electronics and Applied Physics, University of Maryland, College Park, MD, USA*

Nitrogen—vacancy (NV) magnetometers rely on optically detected magnetic resonance (ODMR) to perform high sensitivity, high resolution magnetic field measurements [1]. Due to the long acquisition time required to perform ODMR measurements with micro- to nano-scale NV sensors, scanning magnetic vector-field images can take hours to days to perform. These long duration imaging scans are therefore susceptible to artifacts related to thermal and mechanical drift in the measurement apparatus. At the heart of these long acquisition times is the need to measure the ODMR spectrum at many points in order to extract relevant system parameters from the fit function to the ODMR spectrum. However, many of the collected data points do not contain useful information about the system parameters that the fit function is trying to extract. Eliminating these data points from the acquisition process will dramatically increase the speed of ODMR measurements.

In this work, we employ optimal Bayesian experimental design [2-3] to determine which measurement settings lead to the measurements with the highest amount of information about system parameters relevant to calculating magnetic field components. This Bayesian algorithm sequentially weighs incoming measurement data against previous measurements and determines the likelihood that the latest data point was generated by various system parameter combinations. The algorithm then evaluates a model function for the likeliest parameter combinations and all possible settings and determines which setting will yield a result with the most amount of parameter information based on the prior data. This algorithm is broadly applicable to many measurement regimes where a time or cost penalty is imposed for collecting data points without much information content, and we demonstrate how this algorithm can be used to greatly accelerate magnetic field measurements using NV centers [4].

This work was supported by the Cooperative Research Agreement between the University of Maryland and the National Institute of Standards and Technology Physical Measurement Laboratory through the University of Maryland (Award 70NANB14H209).

[1] S. M. Blakley, I. V. Fedotov, J. Becker, A. M. Zheltikov, “*Quantum Stereomagnetometry with a Dual-Core Photonic-Crystal Fiber,*” *Appl. Phys. Lett.* **113**, 011112 (2018)

[2] Robert D. McMichael, Optimal Bayesian Experimental Design Version 1.0.1, Software DOI: <https://doi.org/10.18434/M32230>

[3] Robert D. McMichael, Optimal Bayesian Experiment Design Software, github repository: <https://github.com/usnistgov/optbayesexpt/>

[4] S.Dushenko, K. Ambal, R. McMichael, “*Sequential Bayesian Experiment Design for Optically Detected Magnetic Resonance of Nitrogen-Vacancy Centers,*” *Phys. Rev. Applied* **14**, 054036 (2020)

# Super-Resolution via Plasmonic Structured Illumination Intensity Correlation Microscopy

**Xinghua Liu<sup>1,2</sup>, Anton Classen<sup>1,2,3</sup>, Aleksei. M. Zheltikov<sup>1,2,4,5,6</sup>, Girish. S. Agarwal<sup>1,2,3</sup>,**

<sup>1</sup> Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station, Texas 77843-4242, USA

<sup>2</sup> Institute for Quantum Science and Engineering, Texas A&M University, College Station, TX 77843, USA

<sup>3</sup> Department of Biological and Agricultural Engineering, Texas A&M University, College Station, TX 77843, USA

<sup>4</sup> Physics Department, International Laser Center, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119992, Russia

<sup>5</sup> Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow Region 143025, Russia

<sup>6</sup> Kazan Quantum Center, A. N. Tupolev Kazan National Research Technical University, Kazan 420126, Russia

We propose a plasmonic structured illumination intensity correlation microscopy (PSI-ICM) technique that combines localized plasmon structured illumination microscopy (PSIM) [1] with intensity auto-correlation microscopy (ICM) [2,3]. This extends resolution capabilities of our previous works [4,5]. PSIM benefits from subwavelength plasmonic illumination and can achieve resolution below 100nm, but large illumination wave vectors create gaps in the support of the optical transfer function (OTF), and thus strong side-lobes for the real space PSF. ICM, well-known from super-resolution optical fluctuation imaging (SOFI) [3] induce higher harmonics of the structured illumination and enlarge the effective OTF. Thus, resolution below 50nm with a gap-less OTF support can be achieved. We present simulations with realistic experimental parameters that demonstrate the capabilities of the technique. As a result, PSI-ICM has huge potential in light microscopy visualizing the fragile and fine structure of *in vivo* biological materials.

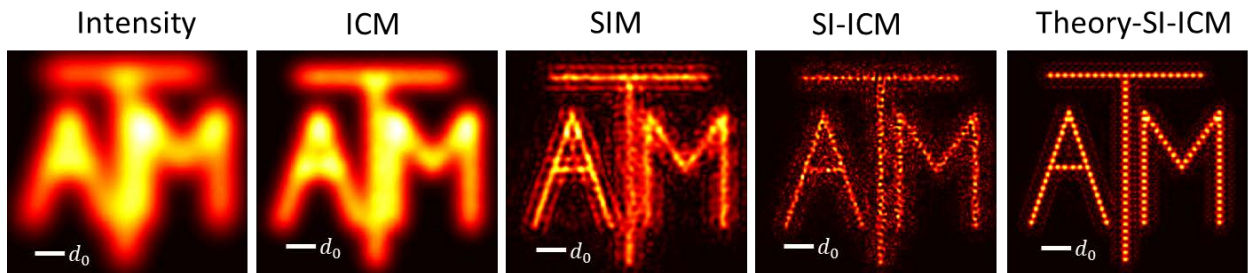


Fig. 1: Comparison of simulated image for intensity, ICM, PSIM, PSI-ICM, and Theory-PSI-ICM, where the Theory-PSI-ICM ignore all noise of the system, (short-noise, electric noise, etc.).  $d_0$  is the corresponding diffraction limit.

The work was supported by Welch Foundation (Award numbers: A-1801-20180324 and A-1943-20180324) and Air Force Office of Scientific Research (Award No. FA-9550-20-1-0366). X.L., and A.Z. acknowledge financial support from the Texas A&M University T3 program (Grant No.101 and Project No. 1694 - Nonlinear imaging with tailored quantum light).

[1]. Bezryadina, A., Zhao, J., Xia, Y., Zhang, X., & Liu, Z. (2018). High spatiotemporal resolution imaging with localized plasmonic structured illumination microscopy. *ACS nano*, 12(8), 8248-8254.

[2]. Schwartz, O., & Oron, D. (2012). Improved resolution in fluorescence microscopy using quantum correlations. *Physical Review A*, 85(3), 033812.

[3]. Dertinger, T., Heilemann, M., Vogel, R., Sauer, M., & Weiss, S. (2010). Superresolution optical fluctuation imaging with organic dyes. *Angewandte Chemie International Edition*, 49(49), 9441-9443.

[4]. Classen, A., von Zanthier, J., Scully, M. O., & Agarwal, G. S. (2017). Superresolution via structured illumination quantum correlation microscopy. *Optica*, 4(6), 580-587.

[5]. Classen, A., von Zanthier, J., & Agarwal, G. S. (2018). Analysis of super-resolution via 3D structured illumination intensity correlation microscopy. *Optics express*, 26(21), 27492-27503.

## **Towards implementation of Broadband quantum memory using AC stark GEM**

**Mohsen Jafarbeklu<sup>1</sup>, Maryam Hatefi<sup>1</sup>, Alireza Rashedi<sup>1</sup>, Saeed Golshan Khavas<sup>1</sup>, Mahmood Sabooni<sup>2</sup>, Farrokh Sarreshtehdari<sup>1</sup>**

*<sup>a</sup>Department of Physics, Collage of science, University of Tehran, 14399-55961, Tehran, Iran*

*<sup>b</sup>Institute for Quantum Computing, Department of Physics and Astronomy, University of Waterloo, Waterloo, Ontario, N2L 3G1, Canada*

A quantum state light-storage, using a virtual magnetic field through the ac Stark effect is proposed to combine the high overall storage efficiency and large bandwidth employing room temperature atomic vapor. As special light sources with very narrow linewidth are needed for this experiment, we have developed and characterized different external cavity diode lasers (ECDLs) and locked their wavelength on Cesium atomic transitions using dichroic atomic vapor laser lock (DAVLL) setup. We will discuss design, demonstration, and characterization details. Furthermore, the optical tapered amplifier (TA) is also needed to increase the output power of the external cavity diode laser with a locked wavelength up to about 2 watts while maintaining the spectral characteristics of the beam. A 2-watts TA is also designed which the final steps of its implementation is in progress and will be discussed here. It is worth mentioning that by amplifying the ECDL output power of TA, the final system can be used in many atomic physics and quantum optics experiments, such as laser cooling and atom trapping.

# Thermal imaging exploiting the temperature dependence of the Debye-Waller factor of GeV color centers in diamonds

Chris Vincent<sup>1</sup>, Xinghua Liu<sup>1</sup>, Kyle Sower<sup>1</sup>, Ilya Fedotov<sup>1,2,3,4</sup>, Alexey V. Akimov<sup>1,3,8</sup>, Philip Hemmer<sup>6,7</sup>, and Aleksei Zheltikov<sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Quantum Science and Engineering, Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station, Texas*

<sup>2</sup>*Physics Department, International Laser Center, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119992, Russia*

<sup>3</sup>*Russian Quantum Center, ul. Novaya 100, Skolkovo, Moscow Region 143025, Russia*

<sup>4</sup>*Kazan Quantum Center, A.N. Tupolev Kazan National Research Technical University, Kazan 420126, Russia*

<sup>6</sup>*Electrical and Computer Engineering Department, Texas AM University, College Station, Texas 77843-4242, United States*

<sup>7</sup>*Zavoisky Physical-Technical Institute, Federal Research Center Kazan Scientific Center of RAS, Kazan 420029, Russia*

<sup>8</sup>*P.N. Lebedev Institute RAS, Leninsky Prospect 53, Moscow 119991, Russia*

The Germanium{vacancy (GeV) color center has a germanium atom place, interstitially, between two vacancies in a diamond lattice[1]. At standard temperature, this color center has photoluminescence (PL) peaking around 600 nm. The characteristics of this PL have several temperature dependent properties. The width of this PL spectrum has been shown to increase linearly with temperature, at standard temperature [2]. Also, at standard temperature, the central wavelength of this PL spectrum's zero phonon line (ZPL) has been shown to increase linearly with temperature [1]. Another property of this spectrum that is believed to have exploitable temperature dependence is its Debye{Waller factor (the proportion of the total luminescence in the ZPL). With more vibrational sublevels within the, effectively, 2-level system of the color center, as temperature increases, the number of possible ZPL transitions increases, which would increase the spectrum's Debye-Waller factor. This work is to characterize this temperature dependence.

[1] Sean Blakley, Xiaohan Liu, Ilya Fedotov, Ivan Cojocaru, Christopher Vincent, Masfer Alkahtani, Joe Becker, Michael Kieschnick, Tobias Lϋhman, Jan Meijer, Philip Hemmer, Alexey Akimov, Marlan Scully, and Aleksei Zheltikov. Fiberoptic quantum thermometry with germanium-vacancy centers in diamond. *ACS Photonics*, 6(7):1690{1693, May 2019.

[2] Jing-Wei Fan, Ivan Cojocaru, Joe Becker, Ilya V. Fedotov, Masfer Hassan A. Alkahtani, Abdulrahman Alajlan, Sean Blakley, Mohammadreza Rezaee, Anna Lyamkina, Yuri N. Palyanov, Yuri M. Borzdov, Ya-Ping Yang, Aleksei Zheltikov, Philip Hemmer, and Alexey V. Akimov. Germanium-vacancy color center in diamond as a temperature sensor. *ACS Photonics*, 5(3):765{770, January 2018.

# Four-wave mixing in antiresonance-cladding hollow fibers for Raman-noise-free photon-pair generation: Phase-matching analysis

**Kyle Sower<sup>1</sup>, Aysan Bahari<sup>1</sup>, James Florence<sup>1</sup>,  
Alexei V. Sokolov<sup>1,2</sup>, Marlan O. Scully,<sup>1,3</sup> Aleksei M. Zheltikov<sup>1,4,5,6</sup>**

<sup>1</sup> *Department of Physics and Astronomy, Institute for Quantum Science and Engineering, Texas A&M University, College Station, Texas, USA*

<sup>2</sup> *Baylor University, Waco, Texas, USA*

<sup>3</sup> *Princeton University, Princeton, New Jersey, USA*

<sup>4</sup> *Physics Department, International Laser Center, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

<sup>5</sup> *Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia*

<sup>6</sup> *Kazan Quantum Center, A.N. Tupolev Kazan National Research Technical University, Kazan, Russia*

Antiresonance-cladding hollow core fibers provide an avenue for low Raman background, pressure- and geometry-tunable four wave mixing. Due to the strong confinement in the hollow core of the fiber, there is very little mode overlap with the silica cladding tubes [1]. If the core is filled with a noble gas, this allows one to perform wave mixing experiments [2, 3] with almost no Raman noise. The output can be used in optical quantum information processing [4].

In this work, we examine the parameter space of degenerate pump four wave mixing in such fibers to determine parameters amenable to high efficiency photon-pair generation. We consider a process where 2 pump photons are 1064 nm are annihilated to create photons at 1310 nm and 896 nm. The 1310 nm wavelength was chosen to conveniently lie in the telecommunications range. We examine the effect of filling the fiber with various pressures of xenon. Because of its strong dispersion [5], xenon allows strong tunability for phase matching. We find that greater pressures allow for a much smaller core radius, which enhances the conversion efficiency of photon-pair generation.

Kyle Sower is supported by the Phillip and Doris Moses Fellowship in Physics and Astronomy.

[1] M. Zeisberger *et al.* *Fibers*, vol. 6, p. 68, 2018.

[2] E. A. Stepanov, A. A. Voronin, F. Meng, A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, M. V. Rozhko, P. B. Glek, Y. Li, A. B. Fedotov, A. Pugžlys, A. Baltuška, B. Liu, S. Gao, Y. Wang, P. Wang, M. Hu, and A. M. Zheltikov, "Multioctave supercontinua from shock-coupled soliton self-compression," *Phys. Rev. A* **99**, 033855 (2019).

[3] A. A. Voronin and A. M. Zheltikov, "Sub-half-cycle field transients from shock-wave-assisted soliton self-compression," *Sci. Rep.* **10**, 12253 (2020).

[4] Cordier *et al.* *Opt. Express*, vol. 27, pp. 9803–9814, 2019.

[5] C. Cuthbertson and M. Cuthbertson. *Proc. R. Soc. London A*, vol. 84, pp. 13–15, 1910

## **New trends in biosensing with nanodiamonds and nanophosphors**

**Philip Hemmer<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Texas A&M University, College Station, Texas, USA*

<sup>2</sup>*Zavoisky Physical-Technical Institute, Kazan, Russia*

Diamond optical emitters have been explored extensively in recent years for applications to quantum information and processing. In addition, they have been considered for quantum sensing, especially as nanocrystals in biological systems. We found that supplementing nanodiamonds with upconversion particles opens new opportunities for biosensing. In this talk I will review the basics of sensing with nanodiamonds and nanophosphors in the context of specific applications. Lastly, I will discuss future opportunities for both types of particles toward virus detection.

## Оптическая адресная память на кристалле $\text{Tm}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ в резонаторе

М.М. Миннегалиев<sup>1</sup>, К.И. Герасимов<sup>1</sup>, Р.В. Урманчиев<sup>1</sup>, А.М. Желтиков<sup>1,2,3,4</sup>,  
С.А.Моисеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева

<sup>2</sup> Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

<sup>3</sup> Texas A&M University

<sup>4</sup> Российский квантовый центр

Кристаллы, активированные редкоземельными ионами (РЗИ), обладают очень хорошими параметрами однородного и неоднородного уширения оптических переходов, необходимых для создания высокоэффективной твердотельной квантовой памяти (КП), которая является основным элементом квантового повторителя. Схемы КП, основанные на эффекте фотонного эха в твердотельных системах, продемонстрировали наилучшие возможности для сохранения многоимпульсных световых полей. Среди этих схем особый интерес вызывает схема КП с восстановлением сигнала «подавленного» эха (ROSE) в связи с простотой ее экспериментальной реализации [1]. Вместе с тем высокоэффективная КП требует реализации достаточно сильного взаимодействия фотонов с носителями атомами, что возможно реализовать в оптическом резонаторе с согласованной связью [2,3], что позволяет достичь предельно высокой (близкой к 100%) эффективности КП. Однако наряду с квантовой эффективностью, точностью и временем хранения, многокубитовая КП должна позволять адресную запись и считывание входных импульсов (фотонных кубитов), хранящихся в ячейке КП.

В этой работе нами была экспериментально реализована оптическая память для слабых световых импульсов в схеме восстановления сигнала «подавленного» эха в согласованном оптическом резонаторе с возможностью адресной записи и считывания входных импульсов в кристалле  $\text{Tm}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  ( $c=0,1\%$ ), находящийся в криостате при температуре  $T=3.8\text{K}$ . Настоящий кристалл интересен тем, что длина волны оптического перехода ионов тулия  ${}^3\text{H}_6 - {}^3\text{H}_4$   $\lambda=793$  нм лежит в третьем окне прозрачности оптического волокна. Кроме того, этот оптический переход обладает неоднородным уширением  $\sim 20$  ГГц и большим временем когерентности до 75 мкс в нулевом магнитном поле. Ионы  $\text{Tm}^{3+}$  в данном кристалле замещают ионы Y в кристаллографических узлах с локальной симметрией  $D_2$ , где линейный эффект Штарка для идеального кристалла не должен наблюдаться.

Мы наблюдали линейный эффект Штарка в данном кристалле и исследовали его методами двухимпульсного фотонного эха и выжиганием спектральных провалов. Было определено, что имеется распределение коэффициента линейного эффекта Штарка по всему ансамблю ионов тулия, что мы связываем с влиянием дефектов на локальную симметрию кристаллической ячейки. Обнаруженный эффект позволил реализовать адресную запись и считывание входных световых полей в этом кристалле, используя безградиентные импульсы электрического поля разной поляризации. При этом мы



реализовали селективное считывание сигнальных световых импульсов из ячейки оптической памяти в прямом и обратном временном порядке, применяя контролирующие электрические импульсы (с длительностью 5 мкс и электрическим полем  $\geq 500$  В/см) вместе с дополнительными рефразирующими лазерными импульсами.

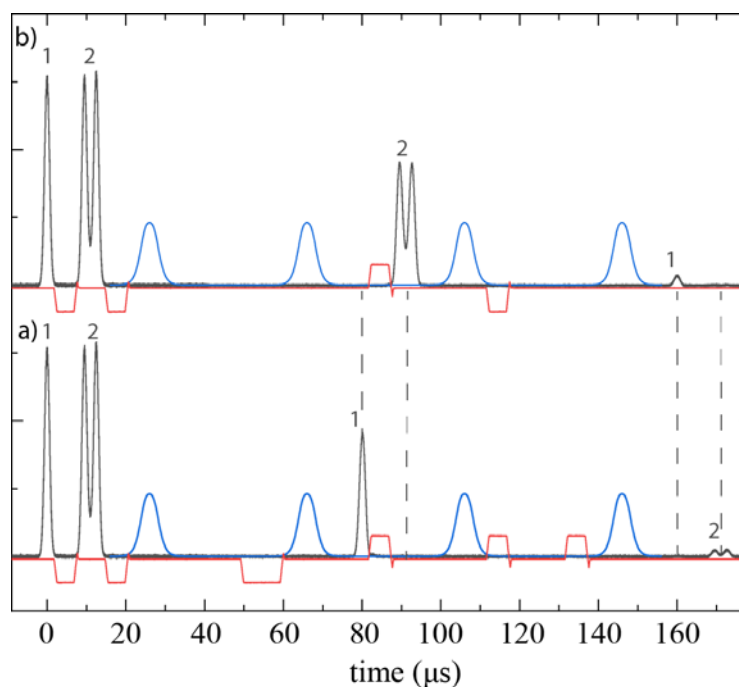


Рис.1. Результаты экспериментов по воспроизведению входной световой последовательности с а) исходным и б) обратным временным порядком (черные кривые). Отраженная часть входного импульса (~8%) от резонатора из-за рассогласования показана при  $t = 0$  мкс. Порядок воспроизведения световых импульсов контролируется количеством и полярностью импульсов внешнего электрического поля (красные кривые). Синим цветом приведены оптические рефразирующие импульсы. Различная интенсивность импульсов эха (в первом и втором окне вызова) в наших экспериментах определялась в основном временем фазовой релаксации оптического перехода.

На рисунке 2 приведены результаты по реализации протокола КП в схеме восстановления сигнала подавленного эха в согласованном оптическом резонаторе для сохранения входного сигнала, который содержал в среднем 5.6 фотона. В этом случае сигнал эха содержал в себе в среднем 1.6 фотона при уровне сигнал/шум =1. Таким образом, эффективность восстановления сигнала подавленного эха составила 27% со временем хранения 36 мкс. Таким образом, в данном эксперименте удалось улучшить результаты, полученные ранее французской группой в работе [1], а именно удалось более чем в два раза уменьшить число фотонов во входном импульсе при единичном уровне сигнал/шум на момент считывания. При этом на уменьшение эффективности восстановления сигнала подавленного эха оказывало влияние неполное согласование связи (порядка 8%) и паразитные потери внутри резонатора (отражения от граней кристалла и окна криостата). Главной причиной уменьшения эффективности в излучении сигнала эха были эффекты декогеренции на оптическом переходе ионов тулия. В этом эксперименте время фазовой памяти составило  $T_M = 70$  мкс ( $x=1.6$ ), которое было определено по спаду сигнала двухимпульсного фотонного эха. В итоге конечное время фазовой памяти приводит к дополнительному фактору уменьшения эффективности  $e^{-2(\frac{2\tau}{T_M})^x} \approx 0.5$  (то есть

уменьшению эффективности на 50 %), где  $2\tau$  – полное время хранения сигнала в ячейке памяти. В свою очередь, оптический квантовый шум во время излучения сигнала эха был вызван спонтанным излучением с оптически возбужденного уровня из-за неидеальности рефразирующих лазерных импульсов.

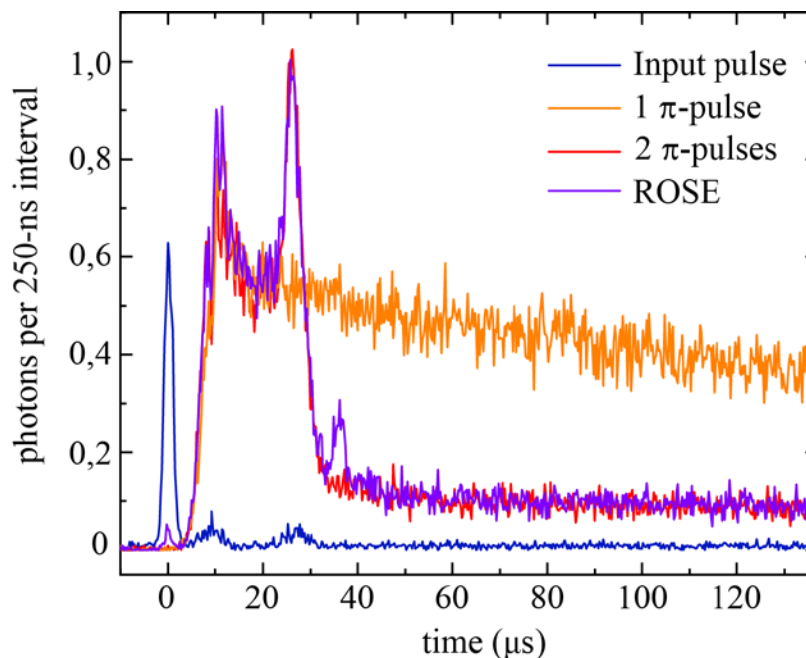


Рис.2. Оптическая память в схеме восстановления подавленного эхо-сигнала в согласованном оптическом резонаторе в кристалле  $Tm^{3+}:YAG$  ( $c=0.1$  ат.%),  $T=3.8$  К. Входной импульс (синяя кривая при  $t = 0$  мкс) содержит в себе в среднем  $n = 5.6$  фотонов. В момент времени  $t = 36$  мкс показан сигнал восстановления подавленного эха (фиолетовая кривая) с эффективностью восстановления 27 %. Оранжевая кривая представляет сигнал после применения только одного рефразирующего импульса при  $t = 9$  мкс, а красная кривая представляет сигнал в канале детектирования после применения двух рефразирующих импульсов при  $t = 9$  мкс и  $t = 27$  мкс в отсутствие входного импульса.

При этом стоит также отметить, что уровень оптического квантового шума уменьшился почти в четыре раза после применения второго лазерного импульса, что говорит о том, что импульсные площади контролирующих импульсов были близки к  $\pi$ .

Работа поддержана грантом Правительства Российской Федерации (проект № 14.Z50.31.0040 от 17.02.2017).

[1] M. Bonarota, J. Dajczgewand, A. Louchet-Chauvet et al. // *Laser Physics*. 2014. Vol. 24. № 9. P. 094003.  
 [2] S.A. Moiseev, S. N. Andrianov, and F. F. Gubaidullin //, *Phys. Rev. A* 2010 Vol. **82**, 02231.  
 [3] M. Sabooni, et al., // *Phys. Rev. Lett.* 2013, Vol. 111, 183602.  
 [4] M.M. Minnegaliev et al., // *Quantum Electronics* 2010, Vol 48 (10) 898 –901.

# Влияние спонтанного комбинационного рассеяния на работу протокола квантового распределения ключа на боковых частотах

**Ф.Д. Киселев<sup>1</sup>, Р.К. Гончаров<sup>1</sup>, Н.Г.Веселкова<sup>1</sup>, В.И.Егоров<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Лидирующий исследовательский центр "Национальный центр квантового интернета", Университет ИТМО

<sup>2</sup>ООО «Кванттелеком»

Совместное распространение классических информационных каналов и канала осуществляющего квантовое распределение ключа (КРК) является важной областью развития квантовых телекоммуникаций [1]. Основной проблемой для решения данной задачи является присутствие нелинейных шумов, создаваемых информационными каналами. Самым большим источником шума считается спонтанное комбинационное рассеяния [2].

В данной работе было рассмотрено влияние этого шума на функционирование протокола КРК на боковых частотах [3]. Были произведены расчеты квантового коэффициента ошибок и скорости генерации секретного ключа в присутствии 40 каналов с плотным волновым мультиплексированием. Был произведен расчет дальности действия системы в зависимости от чувствительности детекторов информационных каналов (Рис. 1), который показывает преимущество использования амплитудной модуляции источника системы КРК.

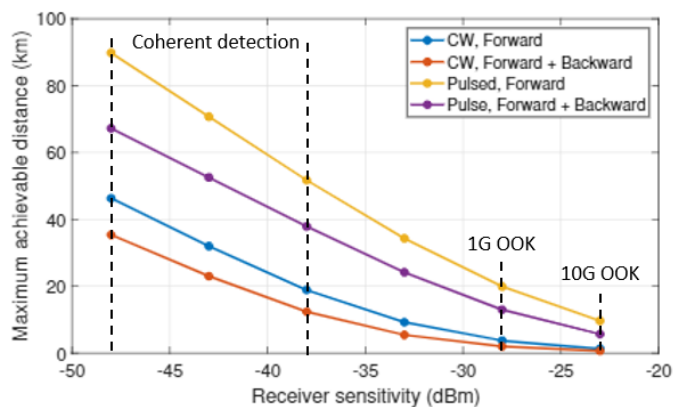


Рис.1. Дальность действия системы в зависимости от чувствительности детектора информационных каналов для двух вариантов систем (с амплитудной модуляцией и без), а также для двух видов рассеяния (прямого и совокупного).

[1]. R. J. Runser, et al. ,“Progress toward quantum communications networks: opportunities and challenges,” in Proc. of SPIE,L. A. Eldadaand E.-H. Lee, eds. (2007), p. 64760I.

[2]. J.-N. Niu, Y.-M. Sun, C. Cai, and Y.-F. Ji, “Optimized channel allocation scheme for jointly reducing four-wavemixing and Raman scattering in the DWDM-QKD system,” Appl. Opt.57, 7987 (2018).

[3] A. V. Gleim, V. I. Egorov, Y. V. Nazarov, S. V. Smirnov, V. V. Chistyakov, O. I. Bannik, A. A. Anisimov, S. M. Kynev,A. E. Ivanova, R. J. Collins, S. A. Kozlov, and G. S. Buller, “Secure polarization-independent subcarrier quantum key distribution in optical fiber channel using BB84 protocol with a strong reference,” Opt. Express 24, 2619 (2016).

# Условия формирования фантомных изображений в двухлинзовой схеме

Д.П. Агапов, С.А. Магницкий, А.С. Чиркин

*Физический факультет и Международный лазерный центр, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова*

Метод фантомных изображений (ФИ) [1] - это способ визуализации свойств объекта, в котором информация об объекте извлекается из пространственной корреляционной функции зондирующего излучения, проходящего через объект, и опорного излучения, не взаимодействующим с ним. При формировании ФИ используются как квантовые [2], так и классические [3] корреляции. Метод ФИ позволяет получать информацию о пространственном распределении модуля и фазы коэффициентов пропускания/отражения образца. Кроме того, метод ФИ позволяет извлечь информацию о пространственном распределении поляризационных свойств изучаемых образцов.

Мы изучаем схему, когда для наблюдения ФИ в качестве источника излучения используется спонтанное параметрическое рассеяние (на рис.1 СПР на кристалле ВВО). В такой случае, как известно, между зондирующим и опорным излучениями существуют квантовые корреляции. В докладе представлено общее теоретическое описание изображенной на рис.1 двухлинзовой схемы (как в зондирующем, так и в опорном плечах установлены линзы).

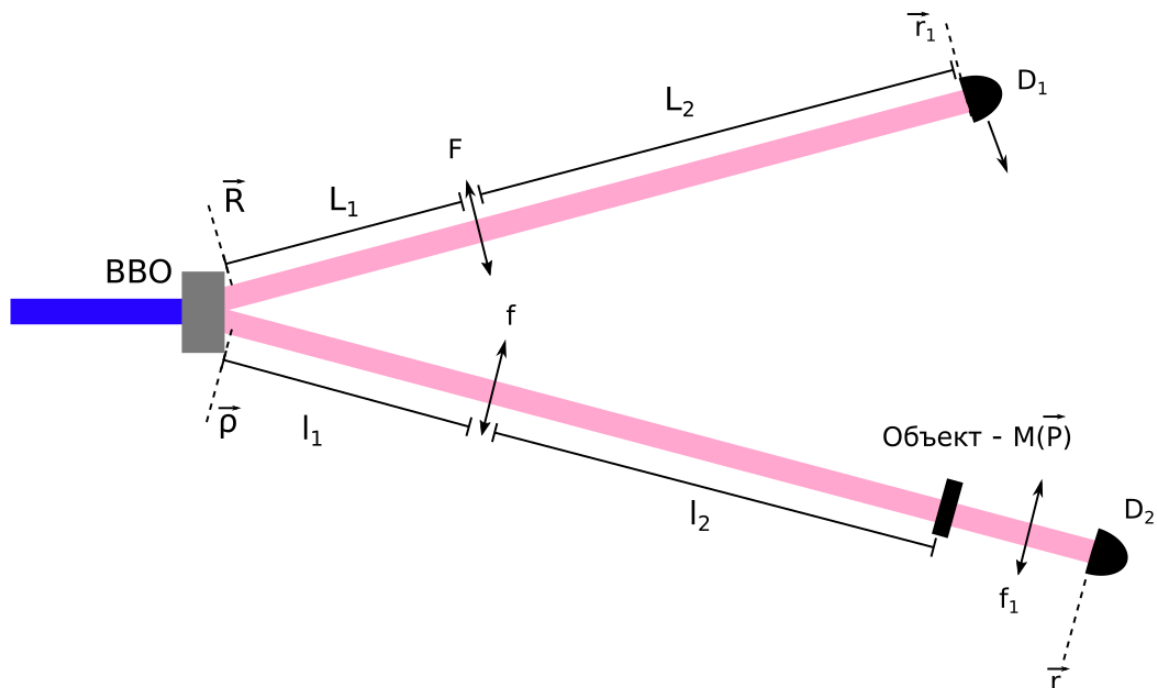


Рис.1. Двухлинзовая схема формирования фантомных ФИ. В нелинейном кристалле (ВВО) генерируется пара фотонов, каждый из которых направляется в разные плечи. В нижнем (зондирующем) плече находится линза ( $f$ ) и объект  $M(\vec{P})$ . Излучение собирается линзой ( $f_1$ ) на интегрирующем детекторе ( $D_2$ ). В верхнем (опорном) плече находится линза ( $F$ ) и сканирующий детектор ( $D_1$ ).  $l_1, l_2, L_1, L_2$  - расстояния между элементами.

Получено общее условие формирования квантовых фантомных изображений в двухлинзовой схеме, которое зависит от всех параметров элементов схемы. При  $f \rightarrow \infty$  или  $F \rightarrow \infty$  выражение совпадает с ранее полученными условиями формирования квантовых фантомных изображений в однолинзовых схемах. Полученный общий результат позволяет проанализировать произвольные двухлинзовые и однолинзовые схемы, что, на наш взгляд, представляется важным с точки зрения оптимизации условий наблюдения фантомных изображений. Разработанную теорию мы применили для описания процесса формирования поляризационных фантомных изображений. Удалось показать, что для объектов, обладающих линейным дихроизмом, пространственное распределение модуля азимута анизотропии выражается через измеряемые корреляционные функции.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-02-00849. Агапов Д.П. благодарит за поддержку фонд «Базис» в рамках стипендии 19-2-6-211-1.

#### Список литературы

- [1]. Strekalov D.V., Sergienko A.V., Klyshko D.N. and Shih Y.H. Observation of two photon "ghost" interference and diffraction // Physical review letters 1995 74(18), p.3600-3603.
- [2]. Vega A., Saravi S., Pertsch T. and Setzpfandt F. Pinhole quantum ghost imaging. //Applied Physics Letters 2020 117(9) p.094003
- [3] Wu H., Han B., Wang Z., Genty G., Feng G. and Liang H. Temporal ghost imaging with random fiber lasers. // Optics Express 2020 28(7) p.9957-9964.

# Наблюдение когерентных и нелинейных эффектов в ансамблях NV-центров в алмазе в микроволновом диапазоне при комнатной температуре

Р.А.Ахмеджанов<sup>1,2</sup>, Л.А. Гушин<sup>1,2</sup>, И.В. Зеленский<sup>1,2</sup>, В.А. Низов<sup>1,2</sup>,  
Н.А. Низов<sup>1,2</sup>, Д.А. Собгайда<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань

NV-центры в алмазе часто используются в качестве рабочей среды для устройств зондирования магнитных и электрических полей, температуры, реализации квантовых вычислений, а также стабильных флуоресцентных биомаркеров. Это связано с сочетанием удобства оптического детектирования квантового состояния и длинных времен жизни когерентности даже при комнатной температуре. Основное состояние NV-центров имеет переходы между подуровнями основного состояния в микроволновом диапазоне, которые могут быть использованы для наблюдения различных когерентных и нелинейных эффектов, о трех из которых пойдет речь в данном докладе.

Первым эффектом являются так называемые когерентные осцилляции населенности (КОН). Они проявляются как узкий провал в линии поглощения при сканировании частоты пробного излучения вблизи частоты одновременно приложенного к среде возбуждающего излучения с постоянной частотой. В отличие от обычного спектрального провала, ширина которого ограничена однородным уширением  $1/T_2$ , ширина резонанса КОН может быть намного меньше и соответствует скорости релаксации населенности  $1/T_1$ . Нами были получены такие резонансы КОН как при использовании двухчастотной накачки, создаваемой синхронизированными генераторами, так и при использовании амплитудно модулированной одночастотной накачки. Исследована зависимость профилей от интенсивности оптической накачки и мощности микроволнового поля и показано, что этот эффект может быть использован для изучения релаксационных процессов в NV-центрах.

Следующим рассмотренным эффектом является когерентное пленение населенности. Аналогично работе[1], для реализации используются подуровни основного состояния дефекта, отвечающие различным проекциям ядерного спина атома азота. Показано, что во внешнем магнитном поле, имеющем проекцию, перпендикулярную ориентации NV-центра, переходы с несохранением ядерного спина оказываются разрешенными и продемонстрировано когерентное пленение населенности в  $\Lambda$ -схеме, образованной такими переходами. Исследована зависимость характеристик провала от двухфотонной отстройки и интенсивности управляющего поля.

Продemonстрирован динамический эффект Штарка (эффект Аутлера-Таунса) в различных конфигурациях. Для выделенной внешним магнитным полем ориентации NV-центров получены зависимости в ситуации, когда сильное (управляющее) и пробное поля действуют на разные переходы, имеющие общий нижний уровень, и в ситуации, когда они действуют на один и тот же переход.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № АААА-А19-119011790156-3), мегагранта Правительства Российской Федерации (номер договора 14.W03.31.0028), а также госконтракта с ФИЦ ИПФ РАН, проект № 0030-2021-0004.

[1]. P. Huillery, J. Leibold, T. Delord, L. Nicolas, J. Achard, A. Tallaire, G. Hétet, Coherent Microwave Control of a Nuclear Spin Ensemble at Room Temperature, arXiv:2005.13082.

# Волоконный источник коррелированных фотонных пар для квантовой спектроскопии

Н.С.Старшинов<sup>1</sup>, А.Б.Федотов<sup>1,2,3</sup>, А.М. Желтиков<sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup>Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Российский квантовый центр, Сколково, Россия

<sup>3</sup>Казанский квантовый центр, КАИ – КНИТУ им. А.Н. Туполева

<sup>4</sup>Institute for Quantum Science and Engineering, Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station TX

С момента первой экспериментальной регистрации неклассических световых полей с антигруппировкой в 1977 году [1] и параллельно развитию двухфотонных источников света, квантовая оптика испытывает непрерывный бурный рост и находит широкое применение в задачах метрологии [2,3], квантовой криптографии [4], в формировании квантовых изображений [5], телепортации и проверке основ квантовой механики [6]. Помимо перечисленных научно-технологических приложений, одной из наиболее актуальных и сложных задач современной квантовой оптики по-прежнему является изучение взаимодействия неклассических световых полей с веществом и использование квантовых состояний света в спектроскопии [7].

Ранее в наших работах [8] на основе векторного четырёхволнового взаимодействия II типа был реализован гибко управляемый яркий источник спектрально-запутанных фотонных пар, отстроенных относительно частоты накачки более чем на 45 ТГц в области аномальной дисперсии фотонно-кристаллического волокна NL-PM-750. При средней мощности накачки  $p \approx 1$  мВт яркость источника составляет  $\sim 10^6$  фотонных пар в секунду.

В настоящей работе этот источник был впервые экспериментально использован для линейной квантовой спектроскопии с использованием частотно-коррелированных фотонных пар. Измерены спектры пропускания тестовых образцов (узкополосных интерференционных фильтров) и раствора органического красителя на основе тетра-третбутил-фталоцианина в диапазоне 690-740 нм при непосредственном сканировании в сопряжённом канале на длинах волн 905-920 нм (рис.1).

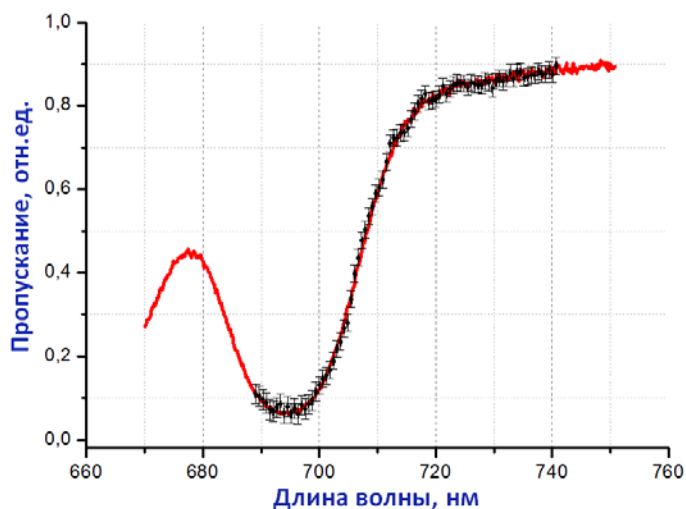


Рис.1. Спектр пропускания раствора тетра-третбутил-фталоцианина в ацетоне, измеренный классически и с использованием частотно-коррелированных фотонных пар



Сравнение измеренного спектра с полученным при использовании классического источника света является критерием достоверности результата.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18-02-01091 и 20-52-53046.

- [1]. Kimble H.J., Dagenais M., Mandel L. Photon antibunching in resonance fluorescence // *Physical Review Letters*. 1977. Vol. 39, № 11. P. 691.
- [2]. Klyshko D.N. Use of two-photon light for absolute calibration of photoelectric detectors // *Sov. J. Quantum Electron*. 1980. Vol. 10, № 9. P. 1112–1117.
- [3]. Aasi J. et al. Enhanced sensitivity of the LIGO gravitational wave detector by using squeezed states of light // *Nature Photonics*. 2013. Vol. 7, № 8. P. 613–619.
- [4]. Ekert A.K. et al. Practical quantum cryptography based on two-photon interferometry // *Physical Review Letters*. 1992. Vol. 69, № 9. P. 1293.
- [5]. М. И. Колобов. Квантовое изображение // *Физматлит - М*: 2009
- [6]. Zeilinger A., Żukowski M. Multiphoton entanglement and interferometry // *Rev. Mod. Phys.* 2012. Vol. 84, № 2. P. 777–838.
- [7]. Dorfman K.E., Schlawin F., Mukamel S. Nonlinear optical signals and spectroscopy with quantum light // *Rev. Mod. Phys.* 2016. Vol. 88, № 4. P. 045008.
- [8]. Petrov N.L., Fedotov A.B., Zheltikov A.M. High-brightness photon pairs and strongly antibunching heralded single photons from a highly nonlinear optical fiber // *Optics Communications*. 2019.

# Разные режимы работы многорезонаторной квантовой памяти с переключателем

С.А.Моисеев<sup>1,2\*</sup>, Н.С.Перминов<sup>1,2\*\*</sup>

<sup>1</sup> Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева

<sup>2</sup> Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

\* e-mail: [samoi@yandex.ru](mailto:samoi@yandex.ru)

\*\* e-mail: [nperminov@kazanqc.org](mailto:nperminov@kazanqc.org)

В работе исследована схема многорезонаторной квантовой памяти [1], основанная на системе из четырех взаимодействующих резонаторов, связанных через общий резонатор с внешним носителем при помощи переключаемой связи. Оптимизированы параметры резонаторов системы для достижения высокой эффективности хранения информации и исследованы два разных режима хранения, что открывает перспективы применения разрабатываемой схемы для квантового процессинга.

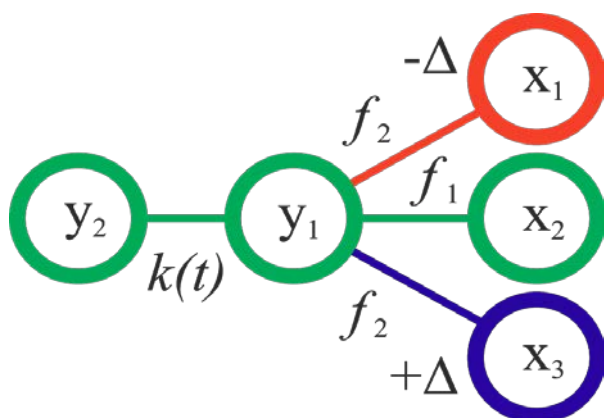


Рис. 1. Схема многорезонаторной памяти с переключателем.

При анализе стадии выгрузки энергии (рис. 2) из узла  $y_2$  в блок памяти на основе численного моделирования динамики переноса найдено, что полный перенос может происходить за время  $T=3\pi/s$  (где  $s=1.035$ ), при этом все возбуждение концентрируется в узле  $x_2$ , а через время  $T=6\pi/s$  система полностью возвращается в исходное состояние, где возбуждение вновь концентрируется в узле  $y_2$ . В момент времени  $T=3\pi/s$  есть небольшое плато, при котором все узлы, за исключением  $x_2$ , оказываются невозбужденными. Это позволяет выключить связь  $k(t)$  за конечное время пока  $y_2(t)\approx 0$  и использовать последующую динамику в блоке памяти для многоциклового хранения перенесенного в него возбуждения. Время хранения в течение одного цикла составляет  $T=2\pi$ .

На рисунке 1 представлена изучаемая схема четырех резонаторной квантовой памяти, соединенной через переключатель  $k(t)$  с внешним резонатором. При включенной связи  $k(t)\neq 0$  реализуется режим загрузки (выгрузки) поля из моды  $y_2(t)$  в блок памяти из четырех резонаторов ( $y_2(t)$ ,  $x_1(t)$ ,  $x_2(t)$ ,  $x_3(t)$ ). При выключенной связи  $k(t)=0$  возникает режим циклического обмена энергией внутри блока памяти между общим резонатором с модой  $y_1(t)$  и тремя резонаторами  $x_{1,2,3}(t)$ .

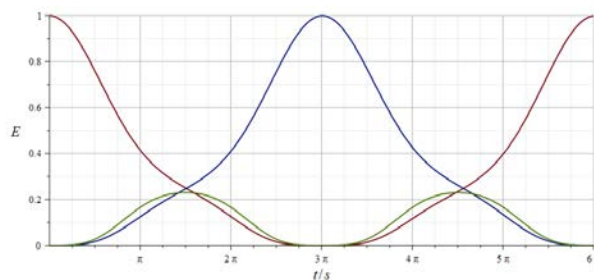


Рис. 2. Вероятность возбуждения  $E(t)$  для выгрузки энергии из узла  $y_2$  в блок из 4-х резонаторов: красная линия –  $E[y_2](t)$ , синяя –  $E[x_2](t)$ , зеленая –  $E[x_1](t)$ .

Характерное время, отвечающее плато, исходя из рис. 2 может быть оценено как  $\delta\tau=\pi/(2\Delta)$ , где  $\Delta$  – частотные отстройки резонаторов с модами  $x_{1,3}$ . Так как время срабатывания современных переключателей составляет не более 20нс, то мы можем оценить минимальное значение  $1/\Delta$  для нашей схемы как  $1/\Delta=2\delta\tau/\pi\sim 14$ нс. Тогда общее минимальное время хранения во всей композитной системе будет равно  $T_{\text{full}}\sim 6\pi/\Delta+2\pi/\Delta\sim 350$ нс. При характерных достижимых добротностях современных полостных алюминиевых резонаторов на частоте 10ГГц около  $Q=10^9$  мы получим значение декремента затухания поля в резонаторах  $\gamma=100$ Гц. При таких параметрах оценка максимально достижимой квантовой эффективности составляет  $\eta=\exp(-2\gamma T_{\text{full}})\sim 0.9999$ , что показывает хорошие перспективы в дальнейшем изучении предложенной схемы квантовой памяти с переключателем.

Работа поддержана грантом Правительства Российской Федерации, проект №. 14.Z50.31.0040, 17 февраля 2017 г.

[1]. Moiseev S. A. et al. // Physical Review A. – 2017. – V. 95. – No. 1. – P. 012338.

# Световодные источники широкополосных квантовых состояний: Ландшафт фазового согласования

**А.А. Воронин<sup>1,2,3</sup>, А.М. Желтиков<sup>1,2,3,4</sup>**

<sup>1</sup>Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

<sup>2</sup>Российский квантовый центр, Сколково, Россия

<sup>3</sup>Казанский квантовый центр, КАИ – КНИТУ им. А.Н. Туполева

<sup>4</sup>Institute for Quantum Science and Engineering, Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station TX

На основе анализа свойств дисперсии микроструктурированных световодов найдены условия сверхширокополосного фазового согласования для эффективной генерации широкополосных квантовых состояний.

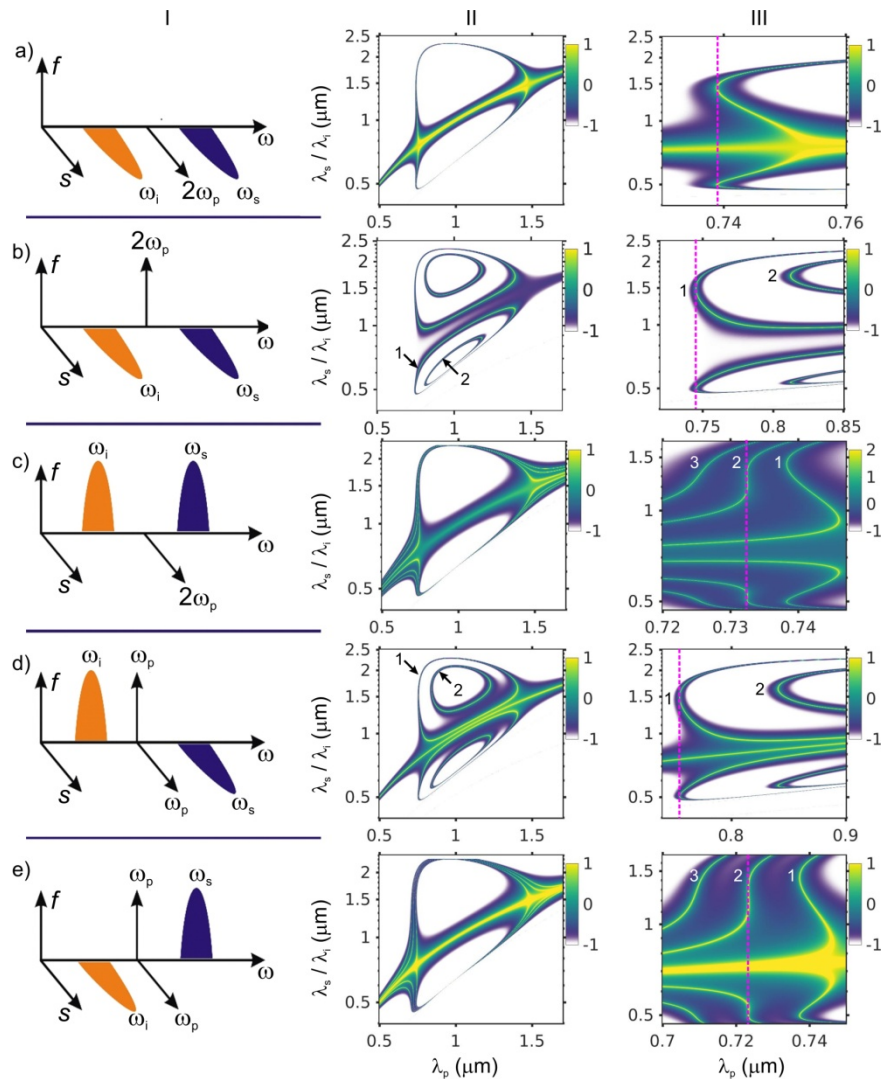


Рис. 1. Ландшафт фазового согласования для генерации широкополосных квантовых состояний: (слева) поляризационная конфигурация процесса четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) в двулучепреломляющем волоконном световоде, быстрая и медленная оси которого обозначены  $f$  и  $s$ , (в центре и справа) карты фазового согласования для различных поляризационных конфигураций векторного ЧВВ. На картах показана длина когерентности  $l_c = \pi/|\Delta\beta|$  в функции длины волны полей накачки (нижняя ось), сигнальной волны и холостой волны (левая ось).

# Влияние инфракрасного лазерного излучения на флуоресцентные свойства NV-центров в алмазе

**М.А. Смирнов<sup>1</sup>, И.В. Федотов<sup>1,2,3,4</sup>, М.М. Миннегалиев<sup>1</sup>, С.А. Моисеев<sup>1</sup>, А.М. Желтиков<sup>1,2,3,4,5</sup>**

<sup>1</sup> *Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева, Казань 420111, Россия*

<sup>2</sup> *МГУ им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия*

<sup>3</sup> *Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station TX 77843, USA*

<sup>4</sup> *Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Россия*

<sup>5</sup> *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва 123182, Россия*

Алмазы с флуоресцентными дефектами (центрами окраски) являются крайне востребованным материалом для современных квантовых технологий [1-3]. Наиболее многообещающим является их использование в качестве квантовых сенсоров в биомедицинских исследованиях [4-12]. Применение инфракрасных лазерных импульсов для возбуждения флуоресценции и управления оптическими параметрами центров окраски является актуальным в таких исследованиях, поскольку инфракрасное излучение не оказывает столь разрушающее воздействие на биологические объекты, как лазерное излучение видимого диапазона. Были проведены многочисленные эксперименты по изучению влияния инфракрасного импульсного лазерного излучения на оптические свойства центров окраски со структурой азот-вакансия (NV-центры). Полученные результаты показали возможности по возбуждению флуоресценции с помощью инфракрасных лазерных импульсов с высокой пиковой мощностью, а также управлению оптическими параметрами центров с помощью непрерывного инфракрасного излучения.

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 19-32-80029, 19-29-12062, 18-29-20031), а также Министерства науки и высшего образования РФ (госконтракт 14.Z50.31.0040, 17 февраля 2017 г.).

1. Childress L., Walsworth R., Lukin M. Atom-like crystal defects //Physics Today. – 2014. – Т. 67. – №. 10. – С. 38.
2. Maze J. R. et al. Properties of nitrogen-vacancy centers in diamond: the group theoretic approach //New Journal of Physics. – 2011. – Т. 13. – №. 2. – С. 025025.
3. Chu Y., Lukin M. D. Quantum optics with nitrogen-vacancy centers in diamond //Quantum Optics and Nanophotonics; Fabre, C., Sandoghdar, V., Treps, N., Cugliandolo, LF, Eds. – 2015. – С. 229-270.
4. Fan J. W. et al. Germanium-vacancy color center in diamond as a temperature sensor //ACS Photonics. – 2018. – Т. 5. – №. 3. – С. 765-770.
5. Safronov N. A. et al. Microwave-induced thermogenetic activation of single cells //Applied Physics Letters. – 2015. – Т. 106. – №. 16. – С. 163702.
6. Fedotov I. V. et al. Fiber-optic control and thermometry of single-cell thermosensation logic //Scientific reports. – 2015. – Т. 5. – С. 15737.
7. Lanin A. A. et al. Fiber-optic electron-spin-resonance thermometry of single laser-activated neurons //Optics Letters. – 2016. – Т. 41. – №. 23. – С. 5563-5566.
8. Ermakova Y. G. et al. Thermogenetic neurostimulation with single-cell resolution //Nature communications. – 2017. – Т. 8. – №. 1. – С. 1-15.

# Integrated fast quantum memory on single atom in high-q cavity

Y.A.Harlamova, N. M. Arslanov, S. A. Moiseev

Kazan quantum center, Kazan National Research Technical University named after A. N. Tupolev  
e-mail:samoi@yandex.ru

The quantum processing devices have basic tools like *high-q cavity* with single natural or artificial atom (CA-system) strongly coupled with *waveguide* which. The integrated schemes of these devices open the possibility for controllable highly-precision transfer of a photon into an atom, which can be used for a single atom quantum memory (QM) [1,2], applicable in repeater quantum switchers and transistor etc.

In our work, the fast QM is developed for the storage of single-photon wave packet in an integrated circuit including an optical waveguide connected to a high-Q cavity with a three-level atom. For this purpose, we consider the non-adiabatic dynamics of the light-atom interaction. The physical conditions and temporal properties of the studied transferring were studied, through analysis of the found analytical solution for the case of photon wave packet with Gaussian temporal mode. We found the optimal parameters and specified the possible range of their values, for which the two distinctive stages of the control laser field behavior is found.

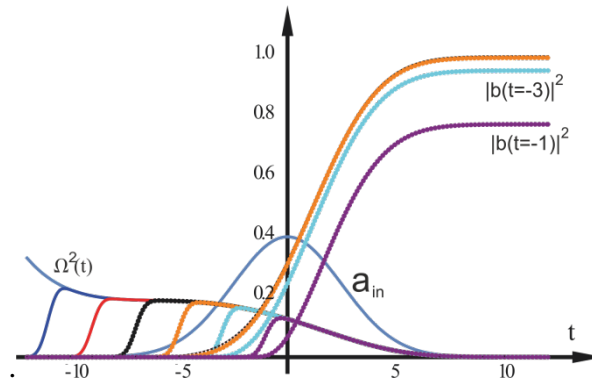


Fig.1. Temporal shapes of the controlling field  $\Omega^2(t)$  and the population probability of the long-lived level  $|b(t)|^2$  for switching on the controlling field at different times  $t = -13, -11, -9, -7, -5, -3, -1$  with coupling constant between the waveguide high-Q cavity  $\kappa = 3.35$ , the spectral width of the photon wave packet  $\Delta_f = 0.283$  of a Gaussian profile, and spectral width of the switch-on function  $\Delta_{f2} = 2$ . The values  $|b(t=5)|^2 = 0.994$  for the switch-on at time  $t_s = -5$  and  $|b(t=5)|^2 = 0.99959$  at time  $t_s = -7$ .

We analyzed the timing and speed of the control field switch-on before arrival the input photon wave packet. Then, at the second stage, the amplitude of the control field begins to grow and then largely reproduces the temporal mode of the photon wave packet, and decreases with it to zero. Thus, the controlling laser pulse has a two-humped shape; moreover, the laser field has a well-defined behavior of the phase, the choice of which provides the necessary direction for the transfer of the photon quantum state from the cavity mode to the long-lived state of the atom similar to the phase controlled interaction of two-level atom with off-resonant field.

The optimal parameters of the controlled laser field and the features of its switch-on under the conditions of fast non-adiabatic dynamics of the photon storage on the long-lived atom states

are determined. We should note that in comparison with adiabatic QM protocols [3,4,5,6], the fast non-adiabatic protocol is preferable due to its promptness, weaker influence of relaxation processes and it can also be adapted for better experimental implementation, corresponding to realistic parameters of the studied CA systems.

This work was done as part of the state assignment – agreement № 02.03.2020 №00075-02-2020-051/1 registry №78 KBK 01104730290059611.

- [1] Cirac J. I., Zoller P., Kimble H. J., et.al., Phys.Rev.Lett. V.78, 3221 (1997).
- [2] Boozer, A.D., Boca A., Miller R., et.al., Phys. Rev. Lett. V.98, 193601 (2007).
- [3] Fleischhauer M., Yelin S.F., Lukin M.D. Opt. Commun. V. 179. 395 (2000).
- [4] Gorshkov A.V., André A., Lukin M.D. et al. Phys. Rev. A. V. 76. 033804 (2007).
- [5] Vitanov N.V., Rangelov A.A., Shore B.W. et.al., Rev.Mod.Phys. V.89, 015006 (2017).
- [6] Morin O., Körber M., Langenfeld S. et al. Phys.Rev. Let. V. 123. 133602 (2019).

# All-optical quantum biothermometry

**I. V. Fedotov<sup>1,2,3,4</sup>, M. A. Solotnikov<sup>1</sup>, M. S. Pochechuev<sup>1</sup>, A.A. Lanin<sup>1,3,4</sup>, O. I. Ivashkina<sup>5,6,7</sup>,  
K. V. Anokhin<sup>5,7</sup>, C. Vincent<sup>2</sup>, S. Blakley<sup>2</sup>, M.A.Smirnov<sup>4</sup>, S.A. Moiseev<sup>4</sup>, S.Ya.Kilin<sup>8</sup>, P.  
Hemmer<sup>2</sup>, A.V. Akimov<sup>2,3,9</sup>, M.O. Scully<sup>2,10</sup>, A.B. Fedotov<sup>1,3,4</sup> and A. M. Zheltikov<sup>1,2,3,4,6,11</sup>**

<sup>1</sup>*Physics Department, International Laser Center, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119992, Russia*

<sup>2</sup>*Department of Physics and Astronomy, Electrical and Computer Engineering Department, Texas A&M University, College Station, Texas 77843, USA*

<sup>3</sup>*Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow Region, 143025, Russia*

<sup>4</sup>*Kazan Quantum Center, A.N. Tupolev Kazan National Research Technical University, Kazan 420126, Russia*

<sup>5</sup>*Institute for Advanced Brain Studies, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*

<sup>6</sup>*National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow 123182, Russia*

<sup>7</sup>*P.K. Anokhin Research Institute of Normal Physiology, Moscow 125009, Russia*

<sup>8</sup>*B.I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk 220072, Belarus*

<sup>9</sup>*PN Lebedev Institute RAS, Leninsky Prospect 53, 119991, Moscow, Russia*

<sup>10</sup>*Princeton University, Princeton, NJ 08544, United States of America*

<sup>11</sup>*Kurchatov Institute National Research Center, Moscow, Russia*

Temperature is a fundamental objective measurable whereby the universal physical principles, including the laws of thermodynamics, enter into biology, controlling every biological process within a living organism and within each living. Modern technologies offer a broad variety of probes enabling temperature measurements on biological systems. Here we demonstrate different approaches to fiber format temperature measurements based on color centers in diamond. Online all-optical local temperature measurements are performed by analyzing the temperature-dependent fluorescence spectrum of germanium--vacancy (GeV) centers in diamond. An optical fiber in this fiber probe is designed in such a way as to combine the delivery of laser excitation light to the diamond attached to the fiber tip with the collection of the fluorescence response from GeV centers in diamond. Performance of these fiber temperature sensors is compared with the performance of a fiber-optic temperature sensor based on measurements of a temperature-dependent shift of the optically detected magnetic resonance (ODMR) in nitrogen--vacancy (NV) centers in diamond attached to the fiber tip. We demonstrate that the brain thermometry of freely behaving animal models can be implemented in an all-optical, fiber-neurointerface format. Implantable thermometer integrates a reconnectable two-section fiber-optic probe and a microcrystal of diamond with GeV centers. This fiber thermometer is shown to enable brain temperature measurements with an accuracy within 0.15°C at a level of laser power low enough to keep laser-induced heating of the brain well below 0.1°C.