

06

Расчет параметров источника бифотонного излучения в широком диапазоне длин волн

© Г.Г. Левин¹, А.А. Самойленко[¶], К.Н. Миньков^{1,2}, Д.Д. Ружицкая^{1,3}

¹ Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, 119361 Москва, Россия

² Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова, Национальный исследовательский университет высшей школы экономики, 101000 Москва, Россия

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119991 Москва, Россия

[¶] e-mail: asamoilenko@vniiofi.ru

Поступила в редакцию 31.01.2018 г.

В окончательной редакции 16.08.2018 г.

Разработан конструктивный алгоритм определения параметров нелинейного кристалла для генерации коррелированных фотонов в заданном диапазоне длин волн с помощью эффекта спонтанного параметрического рассеяния. С помощью разработанного метода выполнен расчет параметров кристалла ВВО, способного генерировать бифотонное излучение в диапазоне длин волн от 0.548 до 1.55 μm при длине волны накачки 0.405 μm . Дано описание эксперимента, подтверждающего работоспособность метода.

DOI: 10.21883/OS.2018.12.46942.32-18

Введение

В настоящее время востребованы и активно развиваются такие направления, как квантовая криптография [1,2], квантовые компьютеры, квантовая телепортация [3]. В частности, уже несколько коммерческих фирм в мире [4,5] изготавливает и устанавливает в организациях системы квантового распределения ключей, функционирование которых основано на принципах квантовой криптографии.

Для исследований в области квантовых информационных технологий требуются источники однофотонного излучения. Эти источники коммерчески доступны [6]. Однако настроены они на определенную длину волны. Тем не менее, большой круг задач, стоящий перед исследователями, требует универсальный источник, способный генерировать однофотонное излучение в широком спектре [7–9].

В настоящей работе рассматривается вероятностный источник однофотонного излучения с объявляющим (heralding) каналом. В обзоре [10] было проведено сравнение однофотонных источников различного типа. С точки зрения приближенности к идеальному однофотонному источнику по критерию корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}(0)$ [10] одними из наилучших являются вероятностные источники, основанные на эффекте спонтанного параметрического рассеяния. Такие источники широко применяются в задачах квантовой информатики и криптографии [12].

В качестве источника бифотонного излучения использовался нелинейный кристалл. Его частотно-угловой спектр излучения определяется осью ориентации оси

нелинейного кристалла относительно оси накачки. Это приводит к тому, что для каждой конкретной малофотонной системы необходимо создавать свой источник излучения. В целом ряде задач, в частности, при создании измерительных приборов для метрологического обеспечения квантовых информационных систем, необходимо использовать источники бифотонного излучения с заданным спектром. Создание подобных приборов необходимо для определения квантовой эффективности детекторов одиночных фотонов [10,13,14].

Целью настоящей работы является разработка конструктивного алгоритма расчета параметров нелинейного кристалла, который давал бы коррелированные фотоны в заданном диапазоне длин волн. С помощью разработанного алгоритма был проведен расчет параметров нелинейного кристалла с непрерывным спектром бифотонов до 1550 nm при длине волны накачки 405 nm. Длина волны 1550 nm представляет интерес, поскольку на этой длине волны находится окно прозрачности плавленого кварца, из-за чего она широко применяется в волоконно-оптических линиях связи. Длина волны накачки была выбрана 405 nm, поскольку, с одной стороны, целесообразно выбирать источник накачки как можно более коротковолновым, а с другой стороны — коммерчески доступные более коротковолновые лазеры обладают на порядок более высокой стоимостью.

Длина волны второго фотона в паре при заданных длинах волн накачки и первого фотона определяется из закона сохранения энергии — энергия фотона накачки должна быть равна сумме энергий фотонов в паре. Таким образом, выбирая более коротковолновый лазер для накачки, мы расширяем спектр получаемых фотонов.

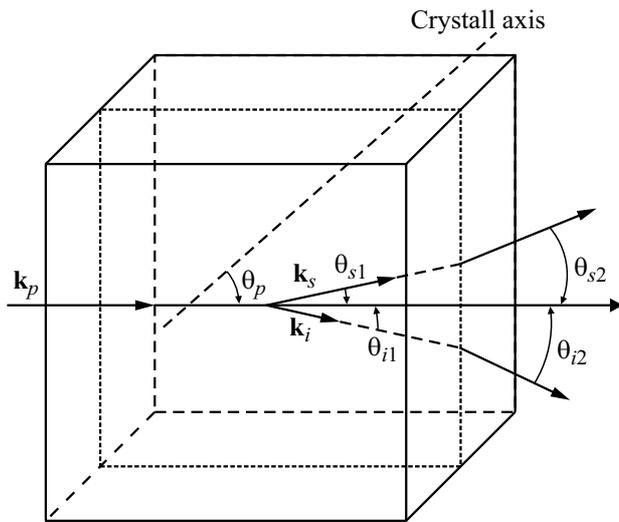


Рис. 1. Иллюстрация эффекта СПР: k_p , k_s , k_i — волновые векторы фотонов накачки, сигнальной, холостой волн соответственно, θ_p — угол наклона оптической оси кристалла к волне накачки, θ_s , θ_i — углы отклонения сигнальной и холостой волн от волны накачки.

Метод определения параметров кристалла

Эффект спонтанного параметрического рассеяния (СПР) проявляется в нелинейных кристаллах с ненулевым значением $\chi^{(2)}$. Для практических целей используют кристаллы со значительной степенью нелинейности. Эффект заключается в следующем. На нелинейный кристалл падает фотон накачки (pump) с частотой ν_p и, находясь в нелинейной среде, распадается на два фотона: сигнальный (signal) с частотой ν_s и холостой (idler) с частотой ν_i . Сигнальная и холостая волны могут иметь одинаковую (такое рассеяние называют СПР, тип I) или различную поляризацию (тип II) и называются в зависимости от целей эксперимента. Схема процесса показана на рис. 1. Данная схема приведена для одноосного кристалла.

Наиболее широко для получения эффекта СПР используются такие нелинейные кристаллы, как ниобат лития LiNbO_3 (NL), триборат лития LiB_3O_5 (LBO), дигидроортофосфат калия KH_2PO_4 (KDP), бета-борат бария BaB_2O_4 (BBO). Для задач настоящей работы был выбран кристалл ВВО, поскольку он обладает высоким коэффициентом нелинейности, широкой полосой пропускания, широким диапазоном углов фазового синхронизма, высоким порогом разрушения, большим диапазоном рабочих температур и высокой оптической однородностью [15].

Генерация двух коррелированных фотонов в ходе СПР возможна только при выполнении так называемых условий фазового синхронизма (они могут и не выполняться вообще). Эти условия накладывают определенные требования на соотношения между волной накачки,

ориентацией оптических осей кристалла, сигнальной и холостой волнами. Иными словами, генерируемое излучение СПР будет иметь частотно-угловой спектр, однозначно определяемый условиями фазового синхронизма. Этот спектр будет зависеть от длины волны накачки и ориентации осей кристалла.

Таким образом, настоящий метод должен давать ответ на вопрос о том, при каких параметрах кристалла генерируемый частотно-угловой спектр СПР будет обладать требуемыми характеристиками. К параметрам кристалла относятся ориентация осей кристалла, длина волны накачки. К спектру СПР предъявляются следующие требования: диапазон длин волн должен перекрывать требуемый для конкретной задачи; угловой спектр излучения СПР, соответствующий требуемому волновому диапазону, должен удовлетворять геометрическим параметрам конкретной задачи. В части последнего требования обычно необходимо, чтобы излучение СПР имело небольшой угол расходимости относительно луча накачки. В этом случае генерируемые фотоны не перекрываются выходной апертурой кристалла.

При расчете характеристик СПР полагают, что нелинейный кристалл не поглощает энергию и не испытывает отдачу [15]. Процесс СПР возможен только при выполнении условий фазового синхронизма, которые заключается в выполнении законов сохранения энергии и импульса для фотонов накачки, сигнального и холостого [16]:

$$\nu_p = \nu_s + \nu_i, \tag{1}$$

где ν_p , ν_s , ν_i — частоты фотонов накачки, сигнальной и холостой волн соответственно,

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i, \tag{2}$$

k_p , k_s , k_i — волновые векторы фотонов накачки, сигнальной и холостой волн соответственно. Система уравнений (1) и (2) позволяет определить значения

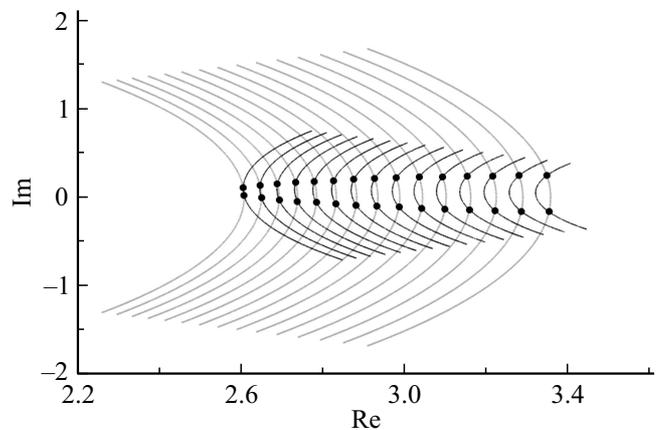


Рис. 2. Полученные проекции волновых векторов k_s (светлые линии) и $k_p - k_i$ (темные линии) на комплексной плоскости при изменении сигнальной длины волны λ_s и фиксированном значении угла θ_p . Черным выделены точки пересечения.

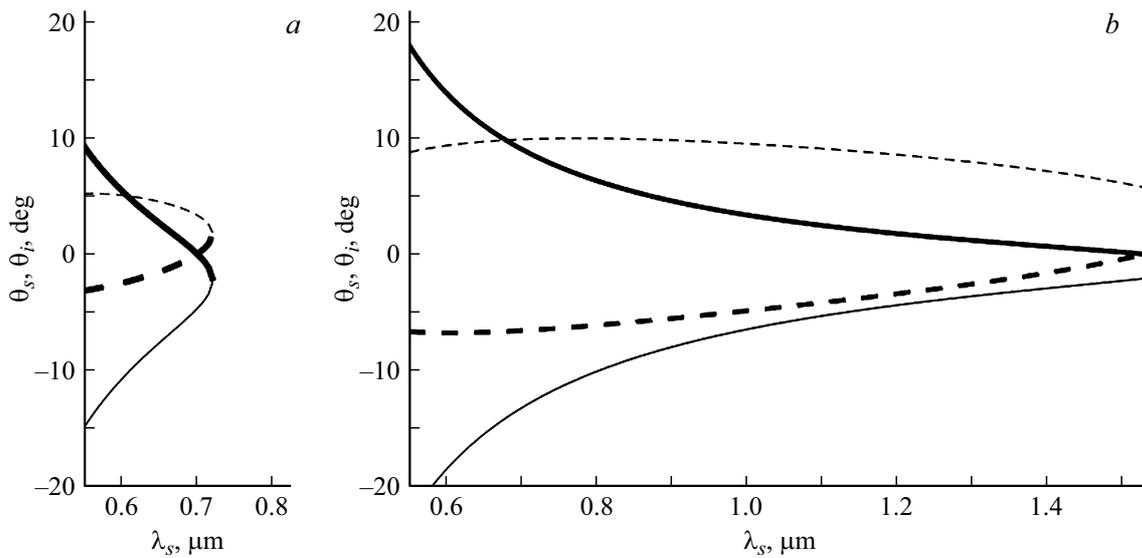


Рис. 3. Зависимость $\theta_s(\lambda_s)$ (штриховые линии) и $\theta_i(\lambda_s)$ (сплошные линии) для фиксированного значения $\theta_p = 38^\circ$ (а), 55.5° (б). Одинаковая толщина линий соответствует парам коррелированных фотонов.

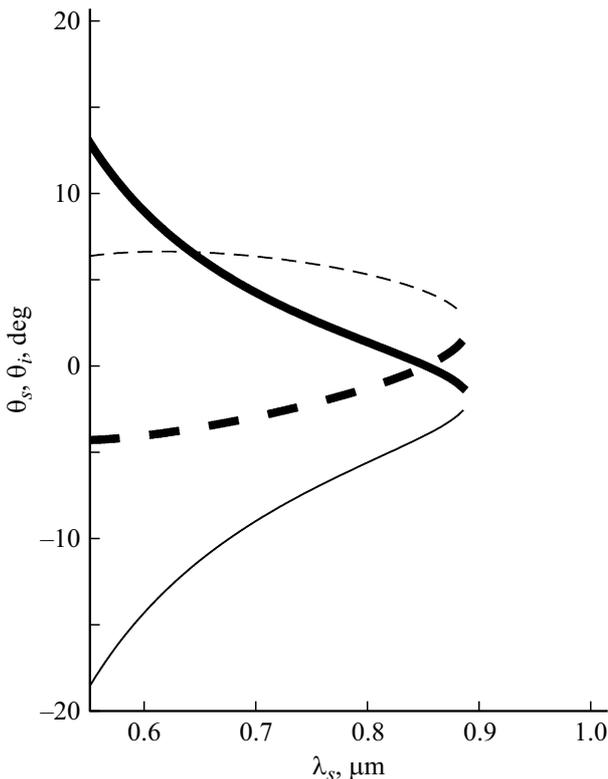


Рис. 4. Зависимость $\theta_s(\lambda_s)$ (штриховые линии) и $\theta_i(\lambda_s)$ (сплошные линии) для фиксированного значения $\theta_p = 43^\circ$. Одинаковая толщина линий соответствует парам коррелированных фотонов.

углов θ_s и θ_i , под которыми будут рассеяны фотоны коррелированной пары при заданных длинах волн накачки и сигнальной.

Для каждого из значений λ_s можно рассчитать значение λ_i , по формуле, следующей из формулы (1):

$$\lambda_i = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_s}}. \quad (3)$$

В частности, при длине волны накачки $0.405 \mu\text{m}$ и длине волны одного из фотонов $1.55 \mu\text{m}$, другой фотон пары будет иметь длину волны $0.548 \mu\text{m}$.

Таким образом, задача сводится к решению системы уравнений (1) и (2) и нахождению такого угла θ_p , при котором выполняются условия фазового синхронизма для требуемого диапазона длин волн, а также определение соответствующих углов рассеяния коррелированных фотонов. Исходными данными для проводимого расчета являются тип кристалла — ВВО; λ_p — длина волны накачки, $0.405 \mu\text{m}$; θ_p — диапазон возможных углов, под которыми вырезан кристалл, от 0 до 90° ; λ_s — требуемый спектр длин волн, от 0.548 до $1.55 \mu\text{m}$.

Для реальных кристаллов система уравнений (1) и (2) не имеет аналитического решения из-за эффектов дисперсии (зависимость показателя преломления от частоты излучения) и двулучепреломления. Эффект двулучепреломления приводит к тому, что показатель преломления будет зависеть от поляризации и направления распространения света. Для произвольной волны, которая поляризована в плоскости оптической оси кристалла, действует эффективный показатель преломления, который равен [15]

$$n_{\text{ef}} = \left(\sqrt{\frac{\cos^2 \theta}{n_o^2(\lambda)} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2(\lambda)}} \right)^{-1}, \quad (4)$$

где θ — угол между лучом и оптической осью кристалла. Зависимости от длины волны показателей преломления

n_0 (обыкновенная волна) и n_e (необыкновенная волна) описываются формулами Селмейера [15]. Волна, поляризованная перпендикулярно плоскости оптической оси кристалла, имеет показатель преломления n_0 .

Алгоритм поиска требуемого угла θ_p заключался в последовательном переборе с определенным шагом всех возможных углов от 0° до 90° и определении для каждого значения θ_p спектра СПР в заданном диапазоне. При заданном θ_p для каждого значения λ_s в требуемом диапазоне с определенным шагом проверялись условия фазового синхронизма. Если условия фазового синхронизма выполнялись, полученные значения λ_i , θ_s и θ_i записывались в файл.

Проверка выполнения условий фазового синхронизма для заданных θ_p и λ_s производилась только в плоскости оптической оси кристалла. Данная плоскость представляет практический интерес, поскольку наиболее удобна для экспериментальной реализации оптической схемы. Решение уравнений фазового синхронизма находилось следующим образом. В плоскости волновых векторов строились две кривые: $k_s(\theta_s^l)$ и $[k_p - k_i](\theta_i^m)$, где индексы l и m соответствуют разным значениям углов $\theta_{s,i}$ в диапазоне от -20° до 20° с определенным шагом. Полученные проекции показаны на рис. 2. Наличие пересечения векторов соответствует выполнению условия фазового синхронизма. Если полученные кривые не имеют точек пересечения, то условие фазового синхронизма считается невыполненным. Значения θ_s и θ_i в точках пересечения соответствуют направлениям вылета фотонов. Значения шагов перебора параметров в приведенном выше алгоритме подбирались такими, чтобы при дальнейшем уменьшении шагов результаты расчетов не изменялись с погрешностью 0.1%. Вычислительной мощности современного настольного компьютера при этом оказалось достаточно для завершения вычислений в течение трех часов.

На рис. 3 приведены некоторые примеры зависимостей $\theta_s(\lambda_s)$ и $\theta_i(\lambda_s)$ для разных углов θ_p . По данному графику можно определить углы наблюдения θ_s и θ_i генерируемых фотонов в зависимости от длины сигнальной волны λ_s . Одинаковая толщина линий на графике показывает пары коррелированных фотонов. Полученный набор графиков позволяет определить, какие длины волн генерируемых фотонов будут наблюдаться при выбранном угле θ_p оптической оси кристалла. Так, при $\theta_p = 38^\circ$ (рис. 3, а) наблюдается спектр сигнальной волны от 0.548 до $0.73 \mu\text{m}$ и спектр холостой волны от 0.9 до $1.25 \mu\text{m}$. Дополнительно можно расширить получаемый спектр поворотом кристалла на установке. Так, при $\theta_p = 55.5^\circ$ (рис. 3, б) наблюдается спектр сигнальной волны от 0.548 до $1.55 \mu\text{m}$. Это позволяет решить поставленную прикладную задачу без необходимости менять местами детекторы.

Если угол оптической оси кристалла составляет 43° , спектр сигнальной волны будет изменяться от 0.5 до $0.81 \mu\text{m}$, а спектр холостой волны от 0.81 до $1.6 \mu\text{m}$, что полностью покрывает требуемый диапазон. Однако

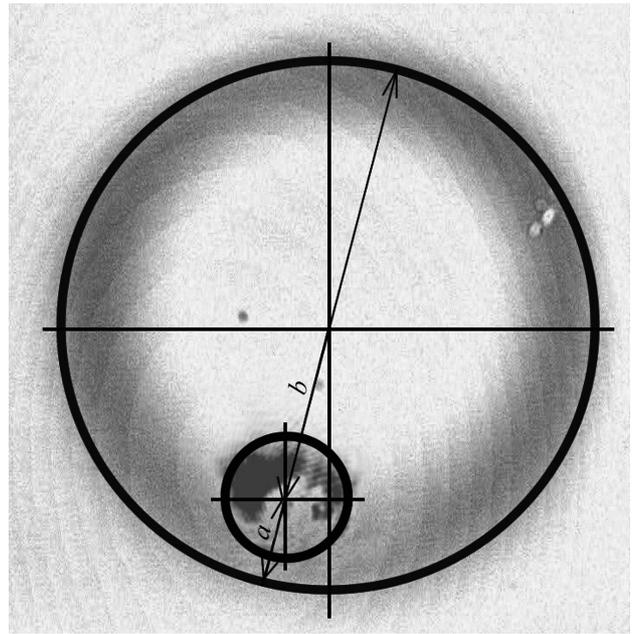


Рис. 5. Экспериментальное наблюдение явления СПР. Большое кольцо соответствует излучению сигнальной волны, малое — излучению накачки.

при этом для облучения одного детектора всем спектром фотонов необходимо будет переставлять его из одного канала в другой. Тем не менее, такая конфигурация все же имеет преимущество перед предыдущей — угловой спектр генерируемых фотонов оказывается уже, что упрощает конструкцию экспериментальной установки. Результат расчета для угла $\theta_p = 43^\circ$ показан на рис. 4.

Экспериментальная проверка результатов расчета

На основе полученных результатов расчетов в дальнейшем будет создана система генерации бифотонного излучения с перестраиваемым спектром. На текущем этапе для проверки правильности результатов проведенных вычислений была собрана экспериментальная установка на основе имеющегося кристалла ВВО, полупроводникового лазера и USB-видеокамеры видимого диапазона. Цель эксперимента — используя одно из частных решений, полученных выше, определить угол оптической оси кристалла и сравнить с его паспортными данными, тем самым проверив правильность вычислений.

По изображению СПР, полученному с помощью USB-видеокамеры на заданной длине волны, рассчитывалось значение в пикселях большего и меньшего отрезков, которые отсчитывались от центра луча накачки, как

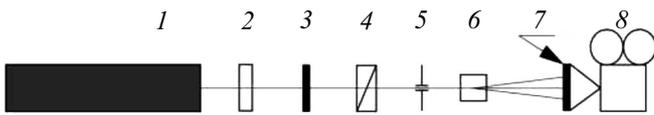


Рис. 6. Оптическая схема установки детектирования СПР: 1 — полупроводниковый лазер, 2 — фазовая пластинка $\lambda/2$, 3 — полосовой фильтр FB405-10, Thorlabs Inc., 4 — призма Глана–Томсона, 5 — лепестковая диафрагма, 6 — кристалл ВВО с углом оптической оси 35.4° , 7 — полосовой светофильтр FB640-10, Thorlabs Inc., 8 — камера видеоскан ВИДЕОСКАН-2-205.

показано на рис. 5. Затем вычислялось отношение

$$r = a/b, \quad (6)$$

где a — меньшая сторона в пикселях; b — большая сторона в пикселях. Величины a и b пропорциональны синусам углов θ_{s1} и θ_{s2} , которые получаются в результате расчета. Использование безразмерной величины r вместо размерных $\theta_{s1,2}$ избавляет от необходимости проводить абсолютные геометрические измерения, которые могут быть источниками дополнительных неопределенностей. Отношение r является функцией θ_p . Таким образом, сравнивая полученную в эксперименте величину r и результаты расчета для различных θ_p , можно определить угол оптической оси кристалла.

Для проверки результатов расчета использовалась оптическая установка, показанная на рис. 6, в которой источником накачки являлся полупроводниковый постоянный диодный лазер с длиной волны 405 nm и мощностью 10 mW.

Оптическое излучение проходит через фазовую пластинку $\lambda/2$ и призму Глана–Томсона 4, которые позволяют задавать нужную плоскость поляризации. Призма Глана–Томсона была выбрана потому, что по сравнению с обычным поляризатором не создает паразитной засветки из-за флуоресценции. Затем при помощи интерференционного фильтра 3 происходит селекция спектра оптического излучения в полосе от 400 до 410 nm. На входе в кристалл ВВО 6 располагается лепестковая диафрагма 5, которая выделяет из всей диаграммы направленности лазера узкий луч и защищает от боковых засветок. Согласно спецификациям производителя, кристалл ВВО вырезан под углом оптической оси 35.4° . Излучение СПР на выходе из кристалла детектируется при помощи камеры ВИДЕОСКАН-2-205 8. На входе камеры установлен полосовой интерференционный фильтр 7 с полосой пропускания от 635 до 645 nm. Данный фильтр вырезает заданную длину волны из спектра СПР и блокирует луч накачки. Для получения изображения луча накачки лазер был ослаблен при помощи нейтральных фильтров, таким образом, чтобы не оставлять переэкспонирования на матрице, а полосовой фильтр 7 был убран. Совмещенное изображение излучения СПР и луча накачки приведены на рис. 5.

Анализ изображения рис. 5, проведенный описанным выше методом, дал величину $r = 0.18$. Такое значение r соответствует $\theta_p = 35.15^\circ$, что с погрешностью 0.7% согласуется с паспортными данными кристалла — 35.4° . Таким образом, разработанный алгоритм позволяет делать расчеты, хорошо согласующиеся с результатами эксперимента.

Заключение

Разработан конструктивный алгоритм определения параметров СПР в одноосных кристаллах. С его помощью рассчитана зависимость спектра СПР от угла оптической оси кристалла θ_p в диапазоне длин волн от 0.548 до 1.55 μm при длине волны накачки 0.405 μm . Полученная зависимость позволила определить, что перекрытие всего рассматриваемого диапазона длин волн возможно. Угол оптической оси кристалла при этом должен быть 43° для схемы с перестановкой детекторов из канала в канал и 55.5° для схемы без перестановки. Также на основе сделанных расчетов был экспериментально определен угол оптической оси имеющегося кристалла. Измеренный угол хорошо совпал со спецификациями производителя, что подтверждает работоспособность метода. Данный метод и расчеты, полученные с его помощью, лягут в основу разрабатываемой установки для определения квантовой эффективности детекторов единичных фотонов по схеме Клышко–Пенина [7].

Авторы работы выражают благодарность старшему научному сотруднику А.И. Глазову и инженерам Я.А. Авдеевой и М.А. Солодиловой Всероссийского научно-исследовательского института оптико-физических измерений за помощь в подготовке статьи.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП высокоточных измерительных технологий в области фотоники (срк.vniiofi.ru), созданного на базе ФГУП „ВНИИОФИ“ и поддержанного Минобрнауки России в рамках выполнения соглашения № 14.595.21.0003 от 28.08.2017 г. (уникальный идентификатор RFMEFI59517X0003).

Список литературы

- [1] Gisin N, Ribordy G, Tittel W, Zbinden H. // Rev. Mod. Phys. 2002. V. 74. N 1. P. 145. doi 10.1103/RevModPhys.74.145
- [2] Электронный ресурс. Режим доступа: https://docbox.etsi.org/workshop/2014/201410_crypto/quantum_safe_whitepaper_1_0_0.pdf
- [3] Ladd T.D., Jelezko F., Laflamme R., Nakamura Y., Monroe C., O'Brien J.L. // Nature. 2010. V. 464. N 4. P. 45. doi 10.1038/nature08812
- [4] Электронный ресурс. Режим доступа: <http://www.idquantique.com/>
- [5] Электронный ресурс. Режим доступа: <http://www.magiqtech.com/>

- [6] Электронный ресурс. Режим доступа:
<https://www.idquantique.com/wordpress/wp-content/uploads/ID350-Datasheet.pdf>
- [7] Buller G. S., Harkins R. D., McCarthy A., Hiskett P.A., MacKinnon G.R., Smith G.R., Sung R., Wallace A.M., Lamb R.A., Ridley K.A., Rarity J.G. // *Rev. Sci. Instrum.* 2005. V. 76. P. 083112–083112-7.
- [8] Turner G.K. // *Bioluminescence and Chemiluminescence: Instruments and Applications* / Ed. by Van Dyke K. V. 43–78. Boca Raton, FL: CRC Press, 1985.
- [9] Rezus Y.L. A., Walt S.G., Lettow R., Renn A., Zumofen G., Götzinger S., Sandoghdar V. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 093601.
- [10] Eisaman M.D., Fan J., Migdall A., Polyakov S.V. // *Rev. Sci. Instrum.* 2011. V. 82. N 7. P. 071101. doi 0.1063/1.3610677
- [11] Клышко Д.Н., Пенин А.Н. // *УФН.* 1987. Т. 152. № 4. С. 653.
- [12] Shigeki Takeuchi // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2014. V. 53. P. 030101.
- [13] Магницкий С.А., Фроловцев Д.Н., Аганов Д.П., Демени А.В., Крутиков В.Н. // *Измерительная техника.* 2017. № 3. С. 24.
- [14] Ginzburg V.M., Keratishvili N., Korzhenevich E.L., Lunev G.V., Penin A.N., Sapritsky V. // *Opt. Eng.* 1993. V. 32. N 11. P. 2911.
- [15] Калачёв А.А. Спонтанное параметрическое рассеяние и задачи квантовой информатики/Учебно-методическое пособие. Казань: Казанский университет, 2012. 45 с.
- [16] Boeuf N., Branning D.A., Chaperot I., Dauler E., Guerin S., Jaeger G.S., Muller A., Migdall A.L. // *Opt. Eng.* 2000. V. 39. N 4. P. 1016.
- [17] Kato K. // *IEEE J. Quantum Electron.* 1986. V. 22. N 7. P. 1017. doi 10.1109/JQE.1986.1073097