

Измерение эффективности детектирования счётчиков одиночных фотонов на базе лавинных фотодиодов методом спонтанного параметрического рассеяния с асимметричными по спектру каналам

П. П. Гостев^{1,2}, Д. П. Агапов^{1,2}, А. В. Дёмин³, Г. Г. Левин³, Е. А. Мамонов^{1,2}, С. А. Магницкий^{1,2}

¹Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

²Международный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

³Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, Москва, Россия,
e-mail: demin@vniiofi.ru

Рассмотрена частотно-диафрагменная методика одновременного безэталонного измерения эффективности детектирования двух счётчиков одиночных фотонов. Методика основана на известной схеме измерения эффективности детектирования одиночных фотонов с помощью фотонных пар, генерируемых в нелинейном кристалле при спонтанном параметрическом рассеянии. Специфической особенностью рассматриваемой методики является использование асимметричных по спектру оптических каналов.

Описана экспериментальная установка, реализующая методику в вырожденном режиме спонтанного параметрического рассеяния. Приведены результаты одновременного измерения эффективности детектирования двух счётчиков одиночных фотонов на длине волны 810 нм. Счётчики выполнены на основе кремниевых лавинных фотодиодов SAP-500 с волоконными входами.

Показано, что рассматриваемая методика может быть использована и для измерения эффективности детектирования счётчиков одиночных фотонов, чувствительных в более длинноволновой области спектра. Предложенная методика по сравнению с диафрагменной схемой имеет преимущество в простоте и надёжности юстировки.

Ключевые слова: счётчики одиночных фотонов, спонтанное параметрическое рассеяние, квантовая эффективность, эффективность детектирования фотонов.

Актуальность безэталонной абсолютной калибровки счётчиков одиночных фотонов связана с возрастающим интересом к квантовым технологиям, основанным на использовании одиночных фотонов. Однофотонные технологии требуют нового подхода к метрологии источников света и однофотонных детекторов [1]. В настоящее время это направление в метрологии света, которое можно назвать «квантовая метрология», находится в самом начале развития. Эффективность детектирования фотонов (ЭДФ) является одной из важнейших характеристик фотодетекторов. По мнению авторов настоящей статьи, ЭДФ однофотонных детекторов должна определяться в однофотонном режиме с использованием однофотонных источников. Спонтанное параметрическое рассеяние (СПР) можно рассматривать как один из простейших и надёжных способов получения одиночных фотонов. К настоящему времени существует довольно большое количество публикаций [2–8], в которых предложенный профессором Д. Н. Клышко СПР-метод применён для измерения квантовой эффективности счётчиков одиночных фотонов. Такие счётчики могут быть основаны как на фотоумножителях, так и на лавинных фотодиодах. Довольно полное представление о достижениях в этой области исследований до 2004 г. можно получить из обзора [9]. В последнее время СПР-метод был применён к счётчикам, различающим число фотонов [10–12]. Интересное применение СПР-метода предложено в [13], где абсолютная калибровка достигается за счёт статистики фотоотсчётов.

СПР-метод измерения эффективности детекторов, предложенный Д. Н. Клышко, заключается в создании коррелированной пары фотонов, падающих на два разных счётчика. Далее

измеряется количество фотоотсчётов в каждом счётчике. Пусть всего на счётчики падает n_0 пар фотонов, тогда количество зарегистрированных фотоотсчётов $N_{12} = n_0 \eta_1 \eta_2$, где η_1 , η_2 – ЭДФ 1-го и 2-го детекторов. При этом количество одновременно зарегистрированных пар фотонов (число совпадений) $N_c = n_0 \eta_1 \eta_2$. Исходя из приведённых соотношений, получаем, что $\eta_1 = N_c / N_2$ и $\eta_2 = N_c / N_1$.

Однако в описанном выше базовом варианте реализация метода сталкивается с большими трудностями, связанными с конечной точностью юстировки оптической системы, наличием потерь и шумов и самое главное с большой неопределённостью измерения количества коррелированных фотонов. Это связано с тем, что с экспериментальной точки зрения чрезвычайно трудно создать два идентичных канала СПР. Для уменьшения этой неопределённости были предложены реализации СПР-метода с использованием асимметричных каналов [7, 8]. Идея заключается в том, что входные апертуры детекторов захватывают разные по размеру угловые спектры СПР-излучения. В такой геометрии, даже при не очень точной юстировке, каждому из фотонов, попавшему на детектор с меньшей апертурой захвата, соответствует фотон из СПР-пары, который попадёт на детектор с большей апертурой захвата. В [7, 8] данная идея была реализована путём введения различных по размеру диафрагм в каналы СПР. В дальнейшем данную методику будем называть диафрагменной методикой.

В настоящей работе рассмотрен СПР-метод, в котором кроме асимметрии по размеру диафрагм в каналы добавлена асимметрия по ширине спектра регистрируемого излучения.

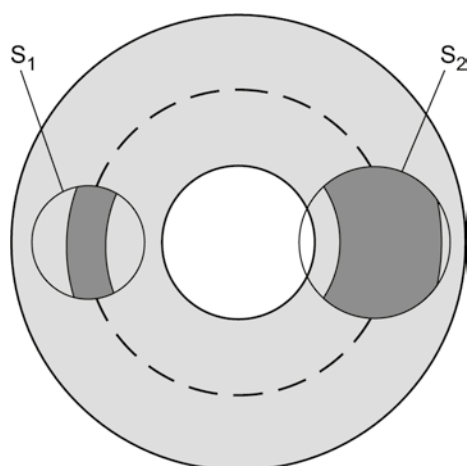


Рис. 1. Схема сечения конуса СПР; чёрным цветом показаны области, выделяемые интерференционными фильтрами и диафрагмами из конуса СПР; S_1 , S_2 – площади диафрагм

Такой вариант СПР-метода измерения квантовой эффективности назовем частотно-диафрагменной методикой.

Принцип измерения эффективности детектирования фотонов частотно-диафрагменным методом.

На рис. 1 приведено поперечное сечение конуса излучения, генерируемого СПР-генератором 1-го типа на некотором расстоянии от генератора.

Пусть в одном из каналов установлен интерференционный фильтр с шириной пропускания $\Delta\lambda_1$ и максимумом пропускания на длине волны λ_{1c} , а во втором канале, регистрирующем диаметрально противоположную часть конуса, – фильтр с $\Delta\lambda_2$ и λ_{2c} . Длины волн λ_{1c} и λ_{2c} связаны условиями синхронизма. Также в обоих каналах установим диафрагмы диаметрами D_1 , D_2 . Пространственное распределение частот в спектре СПР можно охарактеризовать частотно-угловым спектром $\lambda(\theta)$, где θ – угол полураствора конуса СПР. Размеры диафрагм необходимо выбрать такими, чтобы они захватывали частотные спектры СПР, большие чем $\Delta\lambda_1$ для первой диафрагмы и $\Delta\lambda_2$ для второй.

Спектр $\lambda(\theta)$ и, соответственно, обратная ему зависимость $\theta(\lambda)$ однозначно определяются процессом СПР и дисперсионными характеристиками нелинейного кристалла и в каждом конкретном случае могут быть вычислены заранее. Частотные фильтры (в предположении малости $\Delta\lambda_{1,2}$) будут вырезать из конуса СПР области площадями

$$S_{эфф1,2} \approx D_{1,2} L \left. \frac{d\theta}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_{1,2c}} \Delta\lambda_{1,2},$$

где L – расстояние от нелинейного кристалла до плоскости наблюдения.

Для каждого канала количество шумовых отсчётов $N_{ш1,2}$ за время измерения Δt определим как

$$N_{ш1,2} = N_{ф1,2} + N_{т1,2},$$

где $N_{т1,2}$ – количество темновых отсчётов; $N_{ф1,2}$ – количество

фоновых отсчётов (ложные отсчёты из-за фонового освещения и электромагнитных помех).

Потери в оптических трактах систем заведения излучения на светочувствительные площадки фотодиодов учтём с помощью коэффициентов пропускания $T_{1,2}$. Если количество фотонов, проходящих через 1 см^2 за время измерения Δt на входах систем заведения, обозначить как $\Phi_{1,2}$, то количество фотоотсчётов для первого N_1 и второго N_2 детекторов представим в виде

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= \eta_1 T_1 n_1^0 + N_{ш1}; \\ N_2 &= \eta_2 T_2 n_2^0 + N_{ш2}; \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $n_{1,2}^0 = \Phi_{1,2} S_{эфф1,2}$ – количество фотонов, прошедших через диафрагмы и фильтры, т. е. на входах заводящих трактов первого и второго детекторов.

На входы систем заведения излучения попадают только те фотоны, которые проходят через области, выделяемые интерференционными фильтрами и диафрагмами из конуса СПР.

Предположим для определённости, что $n_1^0 < n_2^0$. При идеальной юстировке количество коррелированных фотонов $n_{кор}$ на входах заводящих трактов будет равно наименьшему из n_1^0 и n_2^0 . Под идеальной юстировкой будем понимать юстировку, когда каждому из n_1^0 фотонов найдётся фотон из n_2^0 СПР-пары. Тогда количество совпадений в фотоотсчётах N_c запишем как

$$N_c = \eta_2 T_2 \eta_1 T_1 n_1^0. \quad (2)$$

Объединим формулы (1), (2), усредним по количеству фотоотсчётов и получим выражения для вычисления ЭДФ детекторов через количество зарегистрированных фотоотсчётов:

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= \frac{1}{T_1} \frac{\alpha \langle N_c \rangle}{\langle N_2 \rangle - \langle N_{ш2} \rangle}; \\ \eta_2 &= \frac{1}{T_2} \frac{\langle N_c \rangle}{\langle N_1 \rangle - \langle N_{ш1} \rangle}; \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где $\alpha = \varphi s$, $\varphi = \Phi_2 / \Phi_1$, $s = S_{эфф2} / S_{эфф1}$; угловыми скобками обозначены средние значения величин.

В случае диафрагменной схемы коэффициент s вырождается в отношение площадей диафрагм, так как в этом случае $S_{эфф1,2} = S_{1,2}$, где $S_{1,2}$ – площади диафрагм.

Как следует из соотношений (3) для определения ЭДФ второго счётчика не требуется никакой информации ни об СПР-излучении, ни о диафрагмах, ни о фильтрах. Отмеченная особенность даёт возможность надёжно измерять ЭДФ детекторов одиночных фотонов в любом спектральном диапазоне излучения СПР, в частности, в инфракрасной области. Для этого достаточно перевести источник СПР в невырожденный режим и настроить его холостую волну в область чувствительности исследуемого детектора. Соотношения (3) также показывают, что из одних и тех же экспериментальных данных можно одно-

временно определить ЭДФ как второго, так и первого счётчика, для чего требуется знание отношения эффективных площадей s и отношения плотности потоков Φ , которые могут различаться на различных длинах волн. Однако это не является ограничением методики, так как необходимые значения могут быть вычислены заранее, исходя из известных дисперсионных характеристик нелинейного кристалла СПР-генератора.

Из соотношений (3) следует, что в плане информативности диафрагменные и частотно-диафрагменные асимметричные схемы эквивалентны, но частотно-диафрагменная схема имеет значительное преимущество в простоте и надёжности юстировки, что, в конечном счёте, отражается на точности измерений. Так как СПР-излучение распространяется в пространстве в виде частотно-углового спектра и, следовательно, каждому направлению в пространстве соответствует своя частота, то при отсутствии фильтров возникает проблема в юстировке, связанная с нахождением оптимума сразу по трём параметрам – двум пространственным координатам и частоте. В частотно-диафрагменной схеме появляется возможность юстировки последовательно по каждому из параметров. Так как частота задаётся фильтрами, то юстировка по частоте не требуется. Кроме того, как следует из рис. 1, сначала может быть осуществлена независимая юстировка обеих диафрагм по горизонтальной координате по максимумам фотоотсчётов без точного выставления по вертикали. Это обеспечивается тем, что излучение данной частоты присутствует в любом месте окружности, изображённой на рис. 1 пунктиром. После юстировки по горизонтали, можно выполнить независимую юстировку по вертикали по максимуму совпадений.

Наиболее простые выражения для ЭДФ получаются для вырожденного режима СПР с одинаковыми диафрагмами. В этом случае можно считать что $\Phi_1 = \Phi_2$, коэффициент α становится равным отношению ширин спектральных фильтров $\alpha = \Delta\lambda_2 / \Delta\lambda_1$, а формулы (3) принимают вид

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= \frac{\Delta\lambda_2}{T_1 \Delta\lambda_1} \frac{\langle N_c \rangle}{\langle N_2 \rangle - \langle N_{ш2} \rangle}; \\ \eta_2 &= \frac{1}{T_2} \frac{\langle N_c \rangle}{\langle N_1 \rangle - \langle N_{ш1} \rangle}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

В принципе, может возникнуть потребность измерить ЭДФ всей системы, т. е. детектора вместе с трактом заведения излучения на детектор. Обозначим такие ЭДФ как $\eta_{эфф1}$, $\eta_{эфф2}$. В этом случае коэффициенты T_1 , T_2 войдут в ЭДФ системы, для вычисления которых кроме количества фотоотсчётов дополнительно потребуется только знание спектральных характеристик фильтров:

$$\left. \begin{aligned} \eta_{эфф1} &= \frac{\Delta\lambda_2}{\Delta\lambda_1} \frac{\langle N_c \rangle}{\langle N_2 \rangle - \langle N_{ш2} \rangle}; \\ \eta_{эфф2} &= \frac{\langle N_c \rangle}{\langle N_1 \rangle - \langle N_{ш1} \rangle}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

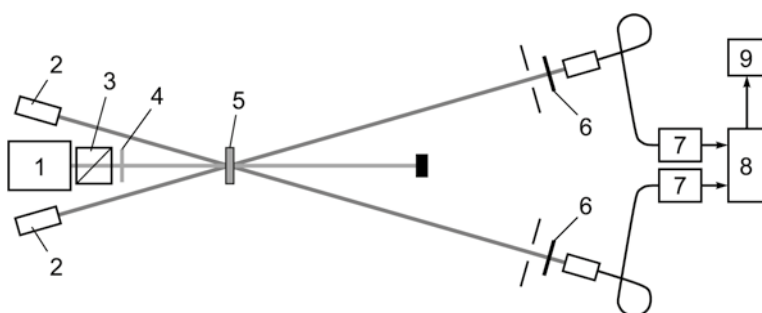


Рис. 2. Схема экспериментального стенда по определению ЭДФ счётчиков одиночных фотонов частотно-диафрагменным СПР-методом:

1, 2 – непрерывный диодный и юстировочные лазеры соответственно; 3 – призма Глана; 4 – полуволновая пластинка; 5 – нелинейный кристалл; 6 – интерференционные фильтры; 7 – детекторы; 8 – время-цифровой преобразователь; 9 – компьютер

По сути, в рассматриваемом случае измеряется вероятность появления фотоотсчёта на выходе счётчика при условии, что фотон прошёл через измерительную диафрагму и спектральный фильтр, т. е. при попадании его на вход системы заведения. Таким образом, в измеряемые ЭДФ входят потери в системах заведения T_1 , T_2 и интегральные потери в детекторах, которые включают потери при переходе излучения из систем заведения в волоконные входы детекторов, потери на промежутке «выход волокна – фоточувствительная площадка диода», квантовый выход материала диода и вероятность появления лавины при поглощении фотона. Если известны значения T_1 , T_2 , то из измеренных эффективных ЭДФ можно с помощью пересчёта получить значения η_1 , η_2 .

Экспериментальная реализация методики. Экспериментальная реализация описанной выше методики была проведена в вырожденном режиме СПР с диафрагмами одинакового диаметра. В этом режиме справедливы формулы (4), (5).

Измеряли квантовую эффективность детекторов, разработанных в научной группе Международного лазерного центра МГУ им. М. В. Ломоносова, которые были собраны на основе лавинных фотодиодов SAP-500 с интегрированным волоконным входом. Максимум чувствительности таких фотодиодов достигается на длине волны 650 нм. На длине волны 850 нм чувствительность уменьшается не более чем в 2 раза. Конструкция детекторов позволяет программно изменять их внутренние параметры (напряжение на диоде, температуру диода, уровень отсечки темновых шумов и т. д.), т. е. подстраивать устройство под решаемую задачу. Рабочее напряжение на диодах – 122 и 117 В. Превышение напряжения над порогом пробоя на обоих диодах составляло 10 В. Диоды охлаждали до температур $(-20,0 \pm 0,1)^\circ\text{C}$. Температура в лаборатории составляла 22°C . Оба детектора были оснащены активными схемами гашения лавины.

Измерения проводили на экспериментальном стенде, схема которого приведена на рис. 2. Принцип построения стенда аналогичен описанному в [14] с заменой зелёного лазера на синий. В качестве СПР-источника использовали однокристалльный неколлинеарный СПР-генератор на кристалле бета-бората бария ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ или ВВО) толщиной 0,3 мм ($\theta=40,7^\circ$), который накачивался непрерывным диодным лазером Ondax с длиной

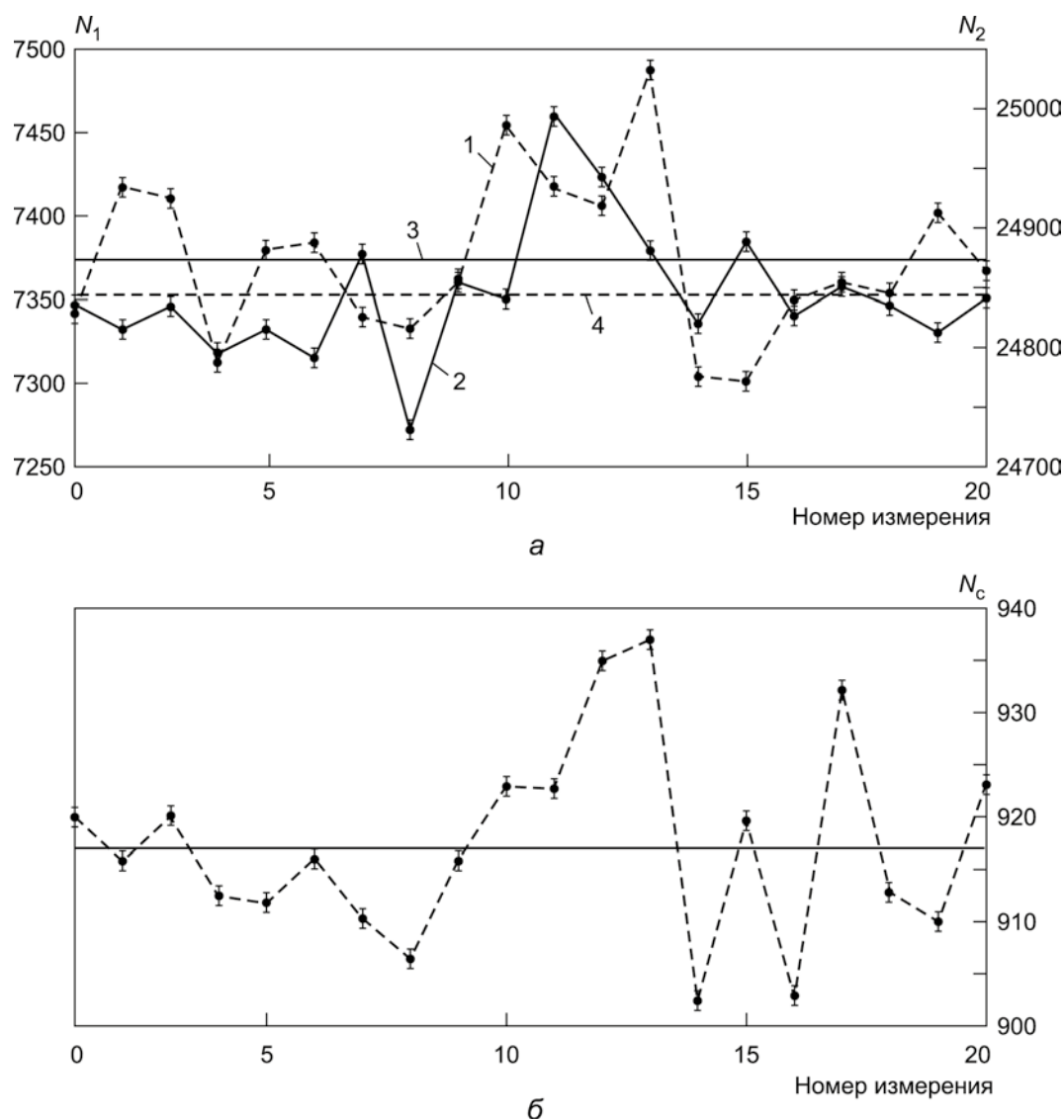


Рис. 3. Результаты измерения количества отсчётов в секунду:
а – общее число отсчётов в первом N_1 (кривая 1) и втором N_2 (кривая 2) каналах, $\langle N_1 \rangle = 7374 \pm 48$, $\langle N_2 \rangle = 24844 \pm 59$; 3, 4 – средние значения общего числа отсчётов в первом и втором каналах соответственно; б – число совпадающих отсчётов (совпадений) N_c , $\langle N_c \rangle = 917 \pm 9$

волны 405 нм, средней мощностью порядка 30 мВт и длиной когерентности около 1 м. Угол рассеяния для вырожденного режима составлял 16° . В обоих каналах были установлены интерференционные фильтры фирмы Thorlabs: фильтр FB810-10 ($\lambda_{1c} = 810 \pm 2$ нм) с шириной полосы пропускания на полувысо-

те (FWHM) $\Delta\lambda_1 = 10 \pm 2$ нм и фильтр FB800-40 ($\lambda_{2c} = 800 \pm 8$ нм) с FWHM $\Delta\lambda_2 = 40 \pm 8$ нм. Входные коллиматоры волокон заводящих трактов диаметром 4 мм и длиной 1 м располагались на расстоянии 40 см от кристалла ВВО. Таким образом, в роли диафрагм в данной схеме выступали входные зрачки коллиматоров. Выходные торцы волокна через адаптер FC/FC были подключены к волоконному входу детекторов. Для формирования линейной поляризации пучка накачки использовали призму Глана. Полу-волновая пластинка позволяла исключить генерацию сигнала СПР при измерении шумов.

В эксперименте измеряли значения трёх величин: число шумовых отсчётов $N_{ш1,2}$, общее число отсчётов $N_{1,2}$ и число совпадающих отсчётов N_c за время измерения 10 с. Всего для каждой величины было проведено по 20 измерений, общее число отсчётов и число совпадений измеряли одновременно. Графически измеренное количество фотоотсчётов, пересчитанное на 1 с, изображено на рис. 3. Число совпадающих отсчётов считали как сумму всех отсчётов во временном окне 8 нс вокруг корреляционного пика (FWHM=2 нс). Как показывают оценки [15] такая ширина окна приводит к неопределённости измерения числа N_c совпадающих отсчётов, которая составляет около 1 %. Данные по количеству отсчётов в секунду, полученные после усреднения, приведены в таблице.

Измеренные средние значения фотоотсчётов со статистическими погрешностями

Измеряемая характеристика	Канал 1	Канал 2
$N_{ш1,2}$, Гц	1786 ± 12	1581 ± 9
$N_{1,2}$, Гц	7374 ± 48	24844 ± 59
N_c , Гц	917 ± 9	

связанная с частотной фильтрацией. Однако эта погрешность не является критической, её можно сделать пренебрежимо малой, если точно учесть профиль пропускания фильтров. Учёт профиля потребует некоторого уточнения формул (3). Необходимо заменить выражения для эффективных площадей на

$$S_{эфф1,2} = D_{1,2} L \int F(\lambda) \frac{d\theta}{d\lambda} d\lambda,$$

где $F(\lambda)$ – спектральный профиль пропускания фильтра.

Погрешностью, связанной с неточностью времени измерения, также можно пренебречь. Тогда из (5) следует, что при условии $\langle N_{1,2} \rangle \gg \langle N_{ш1,2} \rangle$ погрешности измерений $\delta\eta_{эфф1}$, $\delta\eta_{эфф2}$ с точностью до 1-го порядка малости по малому параметру $(\langle N_{1,2} \rangle - \langle N_{ш1,2} \rangle)^{-1}$ могут быть оценены следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \delta\eta_{эфф1} &\approx \frac{\Delta\lambda_2}{\Delta\lambda_1} \frac{\delta\langle N_c \rangle}{\langle N_2 \rangle - \langle N_{ш2} \rangle}; \\ \delta\eta_{эфф2} &\approx \frac{\delta\langle N_c \rangle}{\langle N_1 \rangle - \langle N_{ш1} \rangle}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где $\delta\langle N_c \rangle$ – погрешность измерения числа совпадений фотоотсчётов.

ЭДФ счётчиков рассчитывали по формулам (5) с учётом средних значений. В результате вычислений получены следующие значения: $\eta_{эфф1} = 15,8 \pm 0,2$, $\eta_{эфф2} = 16,4 \pm 0,2$. Измеренные коэффициенты пропускания заводящих трактов оказались равными $T_1 = 0,4$, $T_2 = 0,4$. Этим значениям соответствуют $\eta_1 = 39,4 \pm 0,4$, $\eta_2 = 41,0 \pm 0,5$ соответственно для первого и второго счётчиков.

Заключение. Полученные результаты подтвердили работоспособность частотно-диафрагменной ассиметричной схемы измерения ЭДФ с использованием СПР-источника первого типа. Показано, что данный метод позволяет одновременно измерять ЭДФ сразу двух счётчиков фотонов. Преимущества данного метода по сравнению с диафрагменной методикой, прежде всего, связаны с простотой и надёжностью юстировки системы, что должно приводить на практике к повышению точности получаемых результатов.

Измеренные ЭДФ (включая 60 % потери в заводящих трактах) двух детекторов на одинаковых длинах волн оказались приблизительно равными и составили 16 %. Результаты получены с одинаковыми диафрагмами. Очевидно, что можно использовать и диафрагмы разного диаметра, что снизит требования к точности их расположения по вертикальной оси. Также методику можно применять для измерения ЭДФ не только на одинаковых, но и на различных длинах волн, определяемых условиями синхронизма СПР и ограниченных лишь областью прозрачности нелинейных СПР-кристаллов. Таким образом, с помощью частотно-диафрагменного метода можно безэталононо калибровать счётчики одиночных фотонов, работающие не только в видимой, но в ближней инфракрасной областях спектра. В частности, можно калибровать счётчики, чувствительные в области 1,5 мкм, что представляет несомненный интерес для систем оптической связи.

Отметим, что не обязательно знать соотношение ширины полос пропускания фильтров. В этом случае можно провести сначала измерение ЭДФ второго счётчика, потом поменять местами волокна, что сделает первый счётчик вторым, и затем измерить его ЭДФ.

Анализ чувствительности метода к различным погрешностям измерения показывает, что критическим параметром является точность измерения количества совпадений. Это обстоятельство затрудняет использование СПР-метода в базовом виде и требует модификаций, позволяющих увеличить точность измерения количества коррелированных фотонов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 18-02-00849) с использованием оборудования Центра коллективного пользования высокоточных измерительных технологий в области фотоники, созданного на базе ВНИИОФИ и поддержанного Минобрнауки России в рамках выполнения соглашения № 14.595.21.0003 от 28.08.2017 г. (уникальный идентификатор RFMEFI59517X0003).

Литература

1. **Магницкий С. А., Фроловцев Д. Н., Агапов Д. П., Дёмин А. В., Крутиков В. Н., Левин Г. Г.** Метрология одиночных фотонов для квантовых информационных технологий // Измерительная техника. 2017. № 3. С. 24–29.
2. **Burnham D. C., Weinberg D. L.** Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs // Phys. Rev. Lett. 1970. Т. 25. № 2. С. 84–87.
3. **Penin A. N., Sergienko A. V.** Absolute standardless calibration of photodetectors based on quantum two-photon fields // Appl. Opt. 1991. Т. 30. № 25. С. 3582–3588.
4. **Kwiat P. G., Steinberg A. M., Chiao R. Y., Eberhard P. H., Petroff M. D.** Absolute efficiency and time-response measurement of single-photon detectors // Appl. Opt. 1994. Т. 33. № 10. С. 1844–1853.
5. **Ginzburg V. M., Keratishvili N. G., Korzhenevich Ye. L., Lunev G. V., Penin A. N.** Absolute measurement of quantum efficiency based on parametric down-conversion effect // Metrologia. 1993. Т. 30. № 4. С. 367–368.
6. **Migdall A., Datla R., Sergienko A. V., Orszak J. S., Shih Y. H.** Measuring absolute infrared spectral radiance with correlated visible photons: technique verification and measurement uncertainty // Appl. Opt. 1998. Т. 37. № 16. С. 3455–3463.
7. **Brida G., Castelletto S., Novero C., Rastello M. L.** Quantum-efficiency measurement of photodetectors by means of correlated photons // JOSA B. 1999. Т. 16. № 10. С. 1623–1627.
8. **Stipčević M., Skenderović H., Gracin D.** Characterization of a novel avalanche photodiode for single photon detection in VIS-NIR range // Opt. Express. 2010. Т. 18. № 16. С. 17448–17459.
9. **Ware M., Migdall A.** Single-photon detector characterization using correlated photons: the march from feasibility to metrology // J. Modern Optics. 2004. Т. 51. No. 9–10. С. 1549–1557.
10. **Worsley A. P., Coldenstrodt-Ronge H. B., Lundeen J. S., Mosley P. J., Smith B. J., Puentes G., Thomas-Peter N., Walmsley I. A.** Absolute efficiency estimation of photon-number-resolving detectors using twin beams // Opt. Express. 2009. Т. 17. № 6. С. 4397–4412.

- Дата принятия: 10.09.2018.

P. P. Gostev^{1,2}, D. N. Agapov^{1,2}, A. V. Demin³, G. G. Levin³, E. A. Mamonov^{1,2}, S. A. Magnitskiy^{1,2}

²International Laser Center, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

³The All-Russian Research Institute for Optical and Physical Measurements, Moscow, Russia. e-mail: demin@vniiofi.ru

Key words: single photon counters, spontaneous parametric scattering, quantum efficiency, photon detection efficiency.