

Измерение корреляций в поле параметрического рассеяния света с помощью аналоговых детекторов

Д. А. Сафроненков¹⁾, Г. Х. Китаева⁺*

⁺ Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

* Южно-Уральский государственный университет, лаборатория “Квантовая инженерия света”, 454080 Челябинск, Россия

Поступила в редакцию 4 июня 2024 г.

После переработки 6 июня 2024 г.

Принята к публикации 6 июня 2024 г.

Предложен и экспериментально апробирован метод измерения корреляционной функции бифотонного поля, не требующий применения однофотонных детекторов и схем совпадений фотоотсчетов. Метод основан на статистическом анализе токовых показаний аналоговых детекторов. На примере работы схемы с аналоговыми ФЭУ в сигнальном и холостом каналах вырожденного параметрического рассеяния света показано, что новый подход позволяет получить значения корреляционной функции, совпадающие с результатами применения стандартной техники счета фотонов. Показано, как по результатам измерения корреляционной функции определяются абсолютные значения чисел фотонов и мощности излучения в сигнальном канале схемы параметрического рассеяния. Переход на аналоговое детектирование способен расширить границы спектральных и динамических диапазонов электромагнитного излучения для применения квантово-оптических технологий. В качестве первого примера применения продемонстрирован метод безэталонного измерения спектральной чувствительности фотоприемного модуля аналогового типа.

DOI: 10.31857/S1234567824130032, EDN: SIEBJO

Бифотонное поле, генерируемое в процессе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) при распаде фотонов лазерной накачки в нелинейной среде, широко применяется в самых различных схемах современной квантовой информации, криптографии и сенсорики [1–4]. Важным параметром, характеризующим его неклассические свойства, является взаимная корреляционная функция второго порядка $g_{si}^{(2)}$ сигнальных (индекс “s”) и холостых (“i”) фотонов в бифотонных парах

$$g_{si}^{(2)} = \frac{\langle I_s I_i \rangle}{\langle I_s \rangle \langle I_i \rangle} = \frac{\langle : \hat{N}_s \hat{N}_i : \rangle}{\langle \hat{N}_s \rangle \langle \hat{N}_i \rangle}. \quad (1)$$

Корреляционная функция формально определяется через интенсивности сигнального и холостого излучения $I_{s,i}$ и рассчитывается в теории через моменты операторов чисел фотонов $\hat{N}_{s,i}$. Примечательно, что эту характеристику можно измерять с помощью двух детекторов сигнального и холостого излучения без каких-либо поправок на их неидеальную квантовую эффективность, единственным условием является линейность связи отклика каждого детектора с интенсивностью измеряемого излучения. Согласно общей теории СПР [5], квантовое превышение ве-

личины $g_{si}^{(2)}$ над классическим уровнем однозначно связано со средним числом рождающихся бифотонов $N = \langle \hat{N}_i \rangle = \langle \hat{N}_s \rangle$. Например, в наиболее распространенном случае раздельного детектирования сигнального и холостого излучения СПР, измерив $g_{si}^{(2)}$, можно точно определить среднее число фотонов СПР, поступавших за время детектирования на каждый фотоприемник. При детектировании в пределах большого числа мод излучения $M \gg 1$ справедливо простое соотношение

$$N = \left(g_{si}^{(2)} - 1 \right)^{-1}. \quad (2)$$

Это свойство позволяет использовать поле СПР каждого канала в качестве источника с известным средним числом фотонов. Фактически на нем основан хорошо известный метод абсолютной калибровки квантовой эффективности однофотонных детекторов – счетчиков элементарных фото-отсчетов [6, 7]. Квантовая эффективность η , по определению равная отношению измеренных за одно и то же время чисел фото-отсчетов m и фотонов N , вычисляется как $\eta = m \left(g_{si}^{(2)} - 1 \right)$ для детектора, стоящего в сигнальном или холостом канале с более широким набором мод детектирования. В принципе, после этого легко определяется и спектральная ампер-ваттная чув-

¹⁾ e-mail: safronenkov.da14@physics.msu.ru

ствительность детектора на частоте детектирования ω , если известен средний заряд $\langle q_0 \rangle$, формирующий-ся на выходе фотоприемника при регистрации одного фотона:

$$S_\omega = \frac{\langle q_0 \rangle}{\hbar\omega} \eta. \quad (3)$$

Метод безэталонной квантовой калибровки счетчиков фотонов, предложенный Д.Н. Клышко [8], широко применяется сегодня при настройке квантово-оптических схем, однако до сих пор не нашел своего применения при аттестации спектральной чувствительности значительно более широкого класса детекторов – детекторов, которые не обладают функцией однофотонного отклика. Среди таких детекторов – большинство эффективных приемников оптического излучения с гораздо более высоким динамическим диапазоном и меньшим “мертвым” временем, подавляющее большинство пространственно-разрешающих матричных детекторов, приемников излучения дальней инфракрасной (ИК) и терагерцовой областей частот. Как правило, калибровка их аналоговых показаний в единицах энергетических параметров излучения проводится достаточно сложным путем передачи единиц от модельных эталонных устройств – через серию промежуточных вторичных эталонов и рабочих средств измерения [9].

Амплитуды мгновенных однофотонных и столь же коротких шумовых откликов аналоговых детекторов, не способных оперировать в счетном режиме, меняются в широких пределах и имеют слишком большие статистические разбросы с перекрывающимися распределениями. Тем не менее, статистический анализ гистограмм показаний таких детекторов, снятых за малые времена детектирования, в условиях маломощного облучения позволяет определить как среднее значение однофотонного заряда $\langle q_0 \rangle$, так и среднее число элементарных актов детектирования фотонов m [10, 11]. Подобный анализ позволил в нашей предыдущей работе [12] провести калибровку квантовой эффективности катода аналогового фото-электронного умножителя (ФЭУ) с помощью предложенной модификации метода Клышко. Число фото-отсчетов ФЭУ было определено путем моделирования статистических распределений его показаний, однако число падающих фотонов вычислялось при этом по измерениям корреляционной функции бифотонов $g_{si}^{(2)}$ стандартным способом – с заменой аналоговых детекторов счетчиками фотонов. Полностью отказаться от привлечения счетных детекторов, предложив адекватную процедуру моделирования статистических распределений показаний аналоговых приемников, не удалось. Действительно,

для определения $g_{si}^{(2)}$ необходимо исключить вклады шумовой природы не только из показаний отдельных детекторов, но и из произведений этих показаний. Сделать это путем моделирования двумерных распределений совместных показаний сигнального и холостого детекторов аналогового типа чрезвычайно сложно. Приведенный пример использования излучения СПР в качестве источника с эталонным числом фотонов показывает актуальность задачи измерения бифотонной корреляционной функции $g_{si}^{(2)}$ с помощью аналоговых приемников. Помимо абсолютной фотометрии, точные измерения $g_{si}^{(2)}$ по показаниям аналоговых детекторов требуются для применения квантовых технологий в тех областях спектра, где по-прежнему отсутствуют однофотонные детекторы или, тем более, детекторы с разрешением по числу фотонов, для применения аналоговых матричных фотоприемников, для измерения ковариации интенсивностей сигнальных и холостых полей, генерируемых при параметрическом рассеянии в условиях высокого усиления.

При создании однофотонных фотоприемников исключение шумовых вкладов проводится путем дискриминации тех показаний исходного детектора, амплитуда которых меньше выбранного уровня, а все прошедшие через окно дискриминации импульсы интерпретируются как результаты регистрации единичных фотонов. При этом фотоприемник освещается непрерывным излучением малой мощности, так что длительность отдельных элементарных импульсов фототока детектора существенно меньше, чем среднее расстояние между ними. Дискриминация шумовых импульсов по амплитуде возможна только для фоточувствительных устройств ограниченного типа. Применение этой процедуры к остальным детекторам, с более высоким разбросом амплитуд как шумовых, так и однофотонных импульсов, приводит к потере информации о низкоамплитудных фото-отсчетах. В итоге прошедшие дискриминацию показания перестают линейно зависеть от мощности падающего излучения.

При использовании аналогового детектора в одном из каналов СПР возможен также другой вариант исключения шумов. Так называемая условная (*heralding*) дискриминация осуществляется по показаниям однофотонного детектора, расположенного в противоположном (сигнальном) канале СПР [13]. Поскольку при СПР сигнальные и холостые фотоны генерируются только парами, отсутствие фотона за время детектирования в сигнальном канале с высокой вероятностью означает, что в это же время холостой аналоговый детектор также регистри-

ровал только темновой шум. На этом основании соответствующие показания в обоих каналах дискриминируются (приравниваются нулю). Тем не менее, эффективность применения этого варианта дискриминации для высокоточного измерения корреляционной функции $g_{si}^{(2)}$ зависит от того, насколько велика квантовая эффективность однофотонного приемника и насколько точно можно отделить его однофотонные показания от шумовых при аналоговом детектировании. И, как уже упоминалось, применение однофотонных детекторов возможно далеко не во всех схемах квантовых технологий на основе параметрического рассеяния.

В настоящей работе мы предлагаем другой вариант работы с показаниями аналоговых детекторов для определения $g_{si}^{(2)}$ в бифотонном поле СПР. В отличие от предыдущих подходов, какая-либо исходная дискриминация показаний в принципе отсутствует и при этом возможно использование в обоих каналах СПР аналоговых детекторов. В проведенных экспериментах метод продемонстрирован на фотоприемных модулях H7422-20 и H7422-50PA Hamamatsu на основе ФЭУ.

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Генерация одинаковых по частоте сигнальных и холостых фотонов осуществлялась в кристалле BiBO толщиной 0.5 мм при коллинеарном процессе СПР типа I. Накачкой при этом служило одномодовое излучение диодного лазера на длине волны 405 нм, сфокусированное кварцевой линзой с фокусным расстоянием $F = 40$ мм (L_1). Между кристаллом и лазером размещались также изолятор Фарадея (IF), полуволновая пластинка для поворота плоскости поляризации ($\lambda/2$) и фильтр (F_1), отсекающий излучение на частотах, меньших частоты генерации лазера. Следующий фильтр (F_2) стоял после кристалла и уже не пропускал излучение накачки; прошедшее через него бифотонное излучение СПР собиралась линзой (L_2 , $F=45$ мм) и попадало на светоделитель (BS), разделяющий фотоны по “сигнальным” или “холостым” каналам. Следует отметить, что в такой конфигурации возможно как попадание обоих фотонов из бифотонной пары в один и тот же канал, так и разделение их по двум разным каналам. Этого не происходит в случае применения СПР в геометрии типа II, когда однозначное разделение фотонов каждой пары по двум разным каналам регистрации производится на поляризационном светоделителе. Однако в геометрии типа I отсутствуют эффекты сноса лучей необыкновенной поляризации, а особенности разделения фотонов на неполяризационном светоделителе легко учитывают-

ся при расчете корреляционной функции исходного поля [14, 15].

Далее, в каналах отдельной регистрации использовались узкополосные фильтры (F_s и F_i с полосами пропускания 40 и 10 нм, соответственно) и волоконно-линзовые адаптеры (L_s и L_i), передававшие излучение на входы фотоприемных модулей Hamamatsu (D_s и D_i). Как видно на рис. 1, сигнальным назван канал, в котором регистрировалось излучение большего числа M продольных (частотных) и поперечных (угловых) мод. При этом выполнялось соотношение $M \gg 1$.

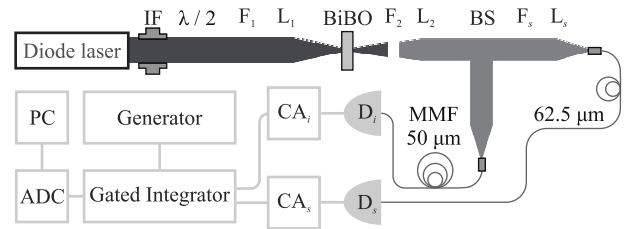


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. L_1 , L_2 , L_i , L_s – линзы; F_1 , F_2 , F_i , F_s – фильтры; BS – светоделитель; D_i , D_s – детекторы; CA_i , CA_s – зарядовые усилители; MMF – многомодовые волокна, Gated Integrator – стробируемый интегратор Voxcar SR-250

Все импульсы фототоков ФЭУ, поступающие в фотоприемных модулей, после прохождения зарядовых усилителей (CA_i и CA_s) направлялись на входы двух независимых ячеек стробируемого интегратора Vохсар SR-250. На выходе ячеек формировались сигналы, пропорциональные средним токам детекторов за короткие времена стробирования $t_s = 500$ нс. Выбор минимальной длительности интервала стробирования был ограничен длительностью элементарных импульсов фототоков ФЭУ, растянутых после прохождения зарядовых усилителей. Интервалы стробирования запускались синхронно на двух ячейках по сигналу с внешнего генератора с частотой 10 кГц. Многократно измеренные таким образом разовые показания детекторов J_s^k и J_i^k через аналого-цифровой преобразователь (ADC) поступали в базу данных компьютера (PC) для последующей математической обработки. Здесь анализировались статистические распределения измеренных показаний и определялись средние значения токов каждого детектора $\langle J_{s,i} \rangle = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n J_{s,i}^k$ (n – полное число данных в выборке) и средние произведения синхронно измеренных токов $\langle J_s J_i \rangle = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n J_s^k J_i^k$.

На рисунке 2 в качестве примера приведены гистограммы показаний одного из детекторов (Н7422-50РА), измеренные как при наличии, так и в отсутствие падающих фотонов СПР. Для удобства последующего анализа спектральной чувствительности детекторов, все снятые через АЦП показания здесь прокалиброваны в единицах тока непосредственно на выходе фотоприемного модуля (до предусилителя). Видно, что шумовые показания ФЭУ, измеренные отдельно при перекрытой накачке СПР (мощность 0 мВт), вносят весьма существенный вклад в суммарные показания при всех мощностях накачки. При увеличении мощности накачки в основном меняется только плавно растущее правое крыло распределения.

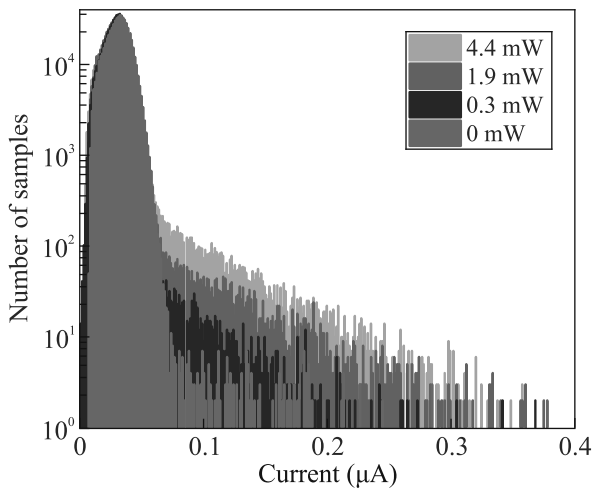


Рис. 2. (Цветной онлайн) Гистограммы статистических распределений токов ФЭУ, зарегистрированных в сигнальном канале при различных мощностях лазерной накачки: 4.5 мВт (желтый цвет), 1.9 мВт (зеленый цвет), 0.3 мВт (синий цвет) и 0 мВт (серый цвет)

Каждое измеренное показание $J_{s,i}^k$ состоит из суммы сильно флуктуирующих фототока $J_{s,i}^{k'}$ и темнового тока (J_{s0}^k или, соответственно, J_{i0}^k), присутствовавшего на момент регистрации $J_{s,i}^k$. Однако для измерения корреляционной функции необходимо знать средние моменты с участием только фототоков. С учетом того, что возможно попадание обоих фотонов коррелированной пары на один и тот же детектор, корреляционная функция (1) для исходного бифотонного поля при этом должна рассчитываться по формуле [15]

$$g_{si}^{(2)} = 2 \frac{\langle J_s' J_i' \rangle}{\langle J_s' \rangle \langle J_i' \rangle} - 1 - \frac{1}{M} \approx 2 \frac{\langle J_s' J_i' \rangle}{\langle J_s' \rangle \langle J_i' \rangle} - 1. \quad (4)$$

Средние значения фототоков определялись в нашей работе после независимого измерения средних шумовых токов $\langle J_{s0,i0} \rangle = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n J_{s0,i0}^k$ при выключенном излучении лазера:

$$\langle J_{s,i}' \rangle = \langle J_{s,i} \rangle - \langle J_{s0,i0} \rangle. \quad (5)$$

В эксперименте важно было исключить любую возможную дискриминацию низких показаний при измерении полных токов детекторов. Действительно, малые шумовые токи, которые при измерении темновых показаний определяют только левое крыло соответствующей шумовой гистограммы, при освещении детектора внешним излучением дают вклады в суммарные показания с более высокими значениями. Будучи проигнорированы на стадии измерения $\langle J_{s0,i0} \rangle$, они не могли бы быть полностью исключены при вычислении среднего фототока с помощью простого вычитания (5).

Для адекватного вычисления корреляции фототоков $\langle J_s' J_i' \rangle$ потребовалось удостовериться в отсутствии взаимных ковариаций шумовых показаний двух детекторов. Действительно, корреляционная функция $g_{s0i0}^{(2)}$, измеренная при выключенном излучении СПР, составила $g_{s0i0}^{(2)} = 1 \pm 0.005$. Отсутствовали также ковариации фото- и темновых показаний двух различных детекторов. В этом случае нетрудно показать, что справедливо соотношение

$$\langle J_s' J_i' \rangle = \langle J_s J_i \rangle - \langle J_s \rangle \langle J_{i0} \rangle - \langle J_i \rangle \langle J_{s0} \rangle + \langle J_{s0} \rangle \langle J_{i0} \rangle. \quad (6)$$

Значения корреляционной функции $g_{si}^{(2)}$, рассчитанные с помощью соотношений (4)–(6) по данным, снятым при различных значениях мощности накачки, приведены на рис. 3. Характер поведения полученной зависимости полностью совпадает с теоретически предсказываемой для СПР: с уменьшением мощности накачки P пропорционально падает число генерируемых бифотонов и обратно пропорционально растет величина квантового превышения корреляционной функции, $g_{si}^{(2)} - 1 \propto P^{-1}$.

На рисунке 3 также приведены результаты независимого определения $g_{si}^{(2)}$ стандартным методом счета фотонов. С целью проверки численного совпадения полученных новым методом результатов с истинными значениями бифотонной корреляционной функции аналоговые детекторы ФЭУ D_i и D_s были заменены на детекторы-счетчики фотонов на основе однофотонных лавинных фотодиодов (ЛФД). Импульсы фототока с приемных модулей ЛФД поступали на схему, где в течение одного и того же интервала времени T измерялись числа фотоотсчетов в каждом канале m_s и m_i , а также число совпадений фотоимпульсов из двух каналов m_{cc} . Пространственные моды, в пределах которых измерялось поле СПР, опре-

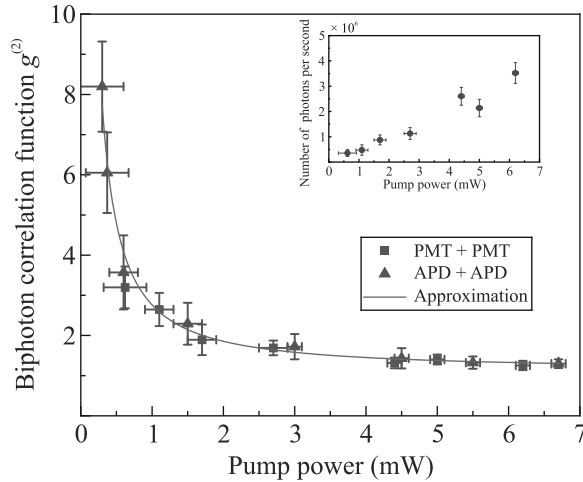


Рис. 3. (Цветной онлайн) Значения бифотонной корреляционной функции, определенные экспериментально при различных мощностях излучения накачки с использованием аналоговых фотоприемников на основе ФЭУ (голубые квадраты) и счетчиков фотонов на основе ЛФД (красные треугольники). Сплошная линия – результат аппроксимации теоретической зависимостью для СПР в режиме слабого усиления, на вставке – результат расчета чисел фотонов, генерируемых в единицу времени, с помощью соотношения (2)

делялись волоконными волноводами ММВ и оставались одними и теми же в обоих экспериментах. Однако совпадения определялись в пределах узкого временного окна $t_{cc} = 8$ нс, которое служило временем детектирования в данном эксперименте. Соответственно, регистрировалось значительно меньшее число продольных мод, чем в экспериментах с показаниями аналогового ФЭУ, усредняемыми в течение $t_s = 500$ нс. Сначала рассчитывалась корреляционная функция для поля СПР данного модового состава с помощью известного соотношения [5, 15]

$$g_{cc}^{(2)} = 2 \frac{m_{cc}T}{(m_i - m_{i0})(m_s - m_{s0})t_{cc}}, \quad (7)$$

в котором m_{s0} и m_{i0} – числа темновых фотоотсчетов ЛФД, измеренные за такой же интервал общего времени T . Далее, для сравнения с результатами определения $g_{si}^{(2)}$ в схеме аналогового детектирования, полученные значения корреляционной функции были пересчитаны в значения $g^{(2)}$, актуальные для проведенного эксперимента с более высоким числом мод. Для этого использовалось соотношение $(g_{cc}^{(2)} - 1)/(g^{(2)} - 1) = t_s/t_{cc} = 62.5$. Приведенные на рис. 3 данные независимых измерений демонстрируют хорошее совпадение результатов определения корреляционной функции одного и того же модового

поля СПР с помощью стандартной методики счета фотонов и предложенного подхода.

Вслед за измерением $g_{si}^{(2)}$, использование предложенного метода и соотношения (2) позволило определить средние числа N – числа бифотонов, генерируемых в кристалле BiBO, и, соответственно, числа фотонов, попадающих в сигнальный (более широкий) канал детектирования (см. вставку на рис. 3). Отметим, что эта информация, необходимая для метрологической аттестации аналоговых детекторов в сигнальном канале, была получена без помощи детекторов-счетчиков фотонов. По результатам независимого измерения, коэффициент пропускания сигнального излучения (на длине волны 808 нм) всеми элементами, расположенными между кристаллом и сигнальным детектором, составил $K_s = 0.390 \pm 0.005$. Таким образом, становится известным число фотонов $K_s \langle N_s \rangle$, падавшее на детектор, а также абсолютное значение мощности детектируемого излучения $P_s = \hbar\omega_s K_s \langle N_s \rangle / t_s$. Отношение среднего фототока к мощности падающего излучения P_s определяет анодную ампер-ваттную чувствительность фотоприемного модуля S_ω . Результаты соответствующих вычислений по данным, полученным при различных значениях мощности накачки СПР, приведены на рис. 4. Видно, что в пределах статистического разброса полученные значения чувствительности одинаковы и для исследованного излучения на длине волны 810 нм составляют $S_\omega \simeq (1.3 \pm 0.2) \cdot 10^4$ А/Вт. Эта величина хорошо согласуется с данными сайта корпорации Hamamatsu [16], где для модуля H7422-20 приводится величина $S_\omega = 3.6 \cdot 10^4$ А/Вт на длине волны максимальной чувствительности приемника 550 нм. При этом, по данным корпорации, чувствительность падает в несколько раз при смещении длины волны в область 810 нм.

Точность полученного в нашей работе значения чувствительности фотоприемного модуля определяется ошибками измерения всех экспериментальных параметров, входящих в итоговое выражение для расчета

$$S_\omega = \frac{t_s(g_{si}^{(2)} - 1)}{\hbar\omega_s K_s} (\langle J_s \rangle - \langle J_{s0} \rangle). \quad (8)$$

При необходимости, точность может быть значительно улучшена – в первую очередь, за счет увеличения объема статистической выборки данных при снятии токовых показаний детекторов и исключения возможных систематических ошибок при измерении коэффициента пропускания оптических элементов в сигнальном канале СПР.

Таким образом, в данной работе предложен и верифицирован новый метод измерения корреляци-

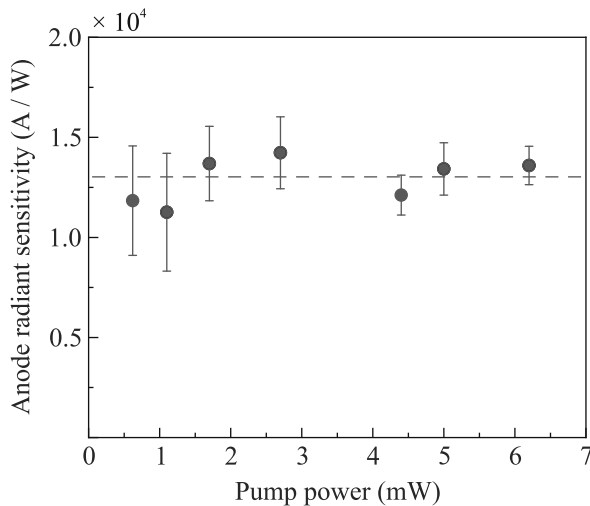


Рис. 4. (Цветной онлайн) Значения анодной амперваттной чувствительности фотоприемного модуля Н7422-20 на длине волны 810 нм, определенные методом СПР при различных мощностях излучения накачки

онной функции бифотонного поля. Метод не требует использования детекторов-счетчиков фотонов ни в одном из каналов детектирования и может быть использован для определения чисел фотонов, падающих на фотоприемник любого типа. Переход на аналоговые детекторы при регистрации корреляционных параметров неклассических полей будет способствовать расширению границ спектральных и динамических диапазонов электромагнитного излучения, в которых возможно применение квантово-оптических технологий. В качестве первого примера применения проведена демонстрация безэталоного измерения спектральной чувствительности фотоприемного модуля аналогового типа. Новый подход к измерению корреляций в бифотонном поле способен в будущем вывести метод квантовой калибровки детекторов на новый метрологический уровень, сделав доступными абсолютные измерения энергетических параметров излучения терагерцового и дальнего ИК излучения, спектральной чувствительности матричных и однопиксельных фотоприемников с существенно более широким динамическим диапазоном линейного отклика.

Авторы благодарны П. А. Прудковскому и К. А. Балыгину за помощь в обсуждении результатов, а также Д. А. Сафроненков выражает благо-

дарность фонду развития теоретической физики и математики “Базис”.

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант # 22-12-00055.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. C. Couteau, *Contemp. Phys.* **59**, 291 (2018).
2. S. Slussarenko and G. J. Pryde, *Appl. Phys. Rev.* **6**, 041303 (2019).
3. S. Pirandola, U. L. Andersen, L. Banchi et al. (Collaboration), *Adv. Opt. Photonics* **12**, 1012 (2020).
4. K. Bai, Z. Peng, H.-G. Luo, and J.-H. An, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 129902 (2021).
5. D. N. Klyshko, *Photons and Nonlinear Optics*, Gordon and Breach, N. Y. (1988).
6. D. N. Klyshko and A. N. Penin, *Soviet Phys.-Uspekhi* **30**, 716 (1987).
7. S. V. Polyakov and A. L. Migdall, *Opt. Express* **15**, 1390 (2007).
8. Д. Н. Клышко, *Квантовая электроника* **7**, 1932 (1980).
9. J. C. Zwickels, E. Ikonen, N. P. Fox, G. Ulm, and M. L. Rastello, *Metrologia* **47**, R15 (2010).
10. I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, A. Menzione, M. Pikna, I. Sýkora, and S. Tokár, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **456**, 310 (2001).
11. P. Prudkovskii, A. Leontyev, K. Kuznetsov, and G. Kitaeva, *Sensors* **21**, 4964 (2021).
12. P. A. Prudkovskii, D. A. Safronenkov, and G. Kh. Kitaeva, *Opt. Lett.* **47**, 4842 (2022).
13. D. A. Safronenkov, N. A. Borshchevskaya, T. I. Novikova, K. G. Katamadze, K. A. Kuznetsov, and G. Kh. Kitaeva, *Opt. Express* **29**, 36644 (2021).
14. M. Arahata, Y. Mukai, B. Cao, T. Tashima, R. Okamoto, and S. Takeuchi, *J. Opt. Soc. Am. B* **38**, 1934 (2021).
15. P. A. Prudkovskii, D. A. Safronenkov, and G. Kh. Kitaeva, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **88**, 866 (2024).
16. <https://datasheet4u.com/datasheet-pdf/HamamatsuCorporation/H7422-20/pdf.php?id=55471>.