Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 6, с. 343 – 349

Измерение квантовой эффективности аналоговых детекторов в поле параметрического рассеяния света

Т. И. Новикова[1], *А. А. Леонтьев, Г. Х. Китаева*

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

Поступила в редакцию 4 августа 2022 г.
После переработки 22 августа 2022 г.
Принята к публикации 23 августа 2022 г.

Проведен теоретический анализ подходов к безэталонной калибровке квантовой эффективности широкого класса аналоговых детекторов на основе измерения статистических характеристик полей, генерируемых при параметрическом рассеянии света. Получены общие выражения для фактора подавления шума разностного фототока и ковариации фототоков в сигнальном и холостом каналах рассеяния, учитывающие возможность сильных флуктуаций амплитуд однофотонных откликов применяемых детекторов. Показано, что измерение фактора подавления шума разностного фототока с использованием детекторов, не способных работать в режиме счета фотонов, не позволяет напрямую характеризовать степень двухфотонного сжатия в поле параметрического рассеяния и определять квантовую эффективность фоточувствительных элементов без дополнительных калибровочных процедур. Для определения квантовой эффективности таких детекторов предложен метод, основанный на измерении зависимости нормированной ковариации фототоков от коэффициента параметрического усиления.

DOI: 10.31857/S1234567822180021, EDN: kfkcqw

Введение. В последние годы наблюдается растущий интерес к изучению статистических параметров излучения терагерцовых (ТГц) частот на фотонном уровне и генерации ТГц полей с квантовыми свойствами [1–10]. Одними из первых в этом направлении стали работы по исследованию и применению квантово-коррелированных пар фотонов оптического и терагерцового диапазонов, так называемых оптико-терагерцовых бифотонов. Бифотоны такого типа рождаются при параметрическом рассеянии (ПР) света в сильно невырожденном по частоте режиме [5, 11, 12]. К настоящему времени исследованы спектры оптической ("сигнальной") части генерируемого излучения и показана принципиальная возможность определения дисперсионных свойств сред в ТГц диапазоне без прямого детектирования ТГц волн [4, 7, 13–15]. Проведены первые измерения "холостого" ТГц излучения [16, 17]. Однако напрямую возможность регистрации квантовых характеристик оптико-терагерцовых бифотонных полей пока была продемонстрирована только на примере измерения нормированной корреляционной функции $g^{(2)}$ в режиме ПР, близком к спонтанному [10]. Поскольку наблюдение слабых потоков ТГц фотонов, характерных для непосредственно спонтанного режима ПР, сильно затруднено из-за невысокой чувствительности ТГц детекторов и значительных уровней их шумовых сигналов, в этих первых экспериментах удалось зарегистрировать только слабое (на уровне десятых долей процента) отличие $g^{(2)}$ от классического уровня.

Очевидно, что режим ПР с высоким коэффициентом усиления был бы более удобен для регистрации квантовых свойств оптико-терагерцовых полей. При исследовании пучков-близнецов, рождающихся в этом режиме при *частотно-вырожденном* ПР, в качестве параметров неклассичности обычно рассматривают ковариацию, фактор подавления шума разностного фототока (*noise reduction factor*, NRF) и другие связанные с ними характеристики, которые вычисляются на основании измерений токовых показаний оптических детекторов сигнального и холостого трактов ПР [18, 19]. На измерении этих параметров строятся современные методы квантовой сенсорики и безэталонной квантовой фотометрии [20–22]. Однако прямое перенесение этих методов в ТГц диапазон невозможно по одной простой причине. Все детекторы, применяемые в оптических сигнальных и холостых каналах ПР, являются однофотонными. Независимо от того, проводится регистрация в аналоговом режиме или в режиме счета фотонов, статистические корреляции показаний детекторов при этом однозначно определяют корреляцию фотонов в исходном поле ПР [23]. В терагерцовом же диапазоне детекторы с такими функциями пока практически недоступны.

[1] e-mail: novikova.ti15@physics.msu.ru

В настоящей работе мы рассматриваем NRF и относительную ковариацию токов, измеренных в сигнальном и холостом каналах ПР с помощью обычных аналоговых фотоприемников, не обязательно обладающих функциями однофотонного детектирования. Полученные общие выражения позволяют оценить влияние статистического разброса однофотонных откликов таких детекторов на процедуру характеризации квантовых свойств исходного поля ПР, а также разработать подходы для безэталонного измерения квантовой эффективности чувствительных элементов широкого класса обычных аналоговых детекторов.

Однофотонный отклик, моды и средние токи в каналах ПР. В процессе работы любого оптического приемника, а также ТГц детектора, регистрирующего интенсивность падающего излучения, можно выделить начальный этап, связанный с формированием элементарного импульса фототока в результате поглощения единичного фотона в фоточувствительном слое. В среднем, число таких импульсов за время регистрации отдельного показания прибора $\langle m\rangle$ заведомо отличается от среднего числа падающих фотонов за то же время $\langle n\rangle$, и составляет $\langle m\rangle=\eta\langle n\rangle$, где η – квантовая эффективность детектора. На выходе прибора при каждом элементарном акте k формируется импульс фототока

$$i_0^k(t)=q_kf_k(t). \tag{1}$$

Здесь q_k – это заряд, который переносит такой "однофотонный" импульс, а $f_k(t)$ описывает его временную форму; при этом $\int f_k(t)dt=1$. Длительности и временные формы $f_k(t)$ элементарных импульсов определяются параметрами встроенной системы усиления и электронной обработки сигналов, поступающих с фоточувствительного слоя. В большинстве случаев, временные формы $f_k(t)$ практически не флуктуируют и могут считаться одинаковыми при всех элементарных актах регистрации фотона. Такое описание справедливо не только для так называемых "однофотонных" детекторов – счетчиков фотонов, у которых в каждом случае поглощения фотона на выходе специально формируется стандартизованный выходной импульс тока, но и для приемников, не способных работать в счетном режиме. Однако флуктуации q_k у детекторов, не способных работать в режиме счета фотонов (так называемых аналоговых детекторов), могут быть весьма значительными.

При работе в аналоговом режиме, т.е. при включении в цепь регистрации полного выходного тока, поступающие с чувствительного элемента детектора элементарные фото-импульсы накладываются друг на друга, и в итоге регистрируется суммарный меняющийся во времени выходной ток

$$i(t)=\sum_{k=1}^{m}q_kf(t-t_k), \tag{2}$$

где m – число элементарных однофотонных импульсов, попадающих за время детектирования тока. Отметим, что в целях простоты рассмотрения здесь и далее мы считаем незначительными и не рассматриваем возможные дополнительные шумовые вклады электронной природы в полный ток. Время детектирования определяется быстродействием схемы регистрации, при использовании стробируемого интегратора в схеме измерения статистики токовых показаний – это время строба [24]. В общем случае значение фототока является случайной величиной, среднее значение которой пропорционально средней интенсивности падающего на детектор излучения. Переходя на язык чисел фотонов в моде входного излучения N и учитывая общее число $M=M_\parallel M_\perp$ продольных ($M_\parallel$) и поперечных ($M_\perp$) мод излучения, которое регистрирует детектор, можно записать [25]:

$$\langle i(t)\rangle=\sum_k\langle q_kf(t-t_k)\rangle=\langle q\rangle\eta M\langle N\rangle. \tag{3}$$

Подобное описание применимо к детекторам, регистрирующим пары фотонов, которые рождаются при ПР в нелинейном кристалле под действием монохроматической лазерной накачки. Каждый фотон из генерируемой пары регистрируется своим детектором: фотон большей частоты (оптический) регистрируется детектором сигнального канала с квантовой эффективностью η_s, а фотон меньшей частоты (терагерцовой, либо также оптической) – холостым детектором с квантовой эффективностью η_i. В простейшем идеальном случае регистрация фотонов идет двумя детекторами, согласованными по угловым апертурам и входным площадкам так, что каждый регистрирует излучение в пределах некоторого одинакового количества мод $M_\parallel M_\perp=M_c$ взаимно скоррелированных потоков фотонов. В реальном эксперименте всегда может быть некоторое рассогласование между спектральными интервалами и/или пространственными апертурами детектирования. Речь идет о рассогласовании, которое приводит к тому, что один или оба детектора регистрируют также нескоррелированное излучение своих частотных областей в модах M_{uj} (здесь и далее $j=i$ или s). В общем случае выражение (3) для среднего значения фототока каждого детектора можно переписать следующим образом:

$$\langle i_j \rangle = \langle q_j \rangle \eta_j (M_c + M_{uj}) \langle N \rangle. \tag{3а}$$

Среднее число фотонов в моде излучения параметрического рассеяния $\langle N \rangle$ зависит от величины коэффициента параметрического усиления [25]:

$$\beta_{si} \equiv \frac{2\pi\omega_s\omega_i}{c^2\sqrt{k_{sz}k_{iz}}} E_p \chi^{(2)} L \tag{4}$$

и расстройки фазового синхронизма. Здесь $\chi^{(2)}$ – действующее значение нелинейной восприимчивости кристалла, L – длина кристалла, E_p – амплитуда поля накачки, k_{sz} и k_{iz} – проекции волновых векторов сигнальных и холостых волн на направление накачки. В случае большого числа регистрируемых мод, общее число регистрируемых фотонов в каждом канале увеличивается с ростом коэффициента параметрического преобразования как [26]:

$$(M_c + M_{uj})\langle N \rangle \cong (M_c + M_{uj}) \sinh^2 \beta_{si}. \tag{5}$$

Коэффициент двухмодового сжатия и фактор подавления шума разностного фототока (NRF). Сигнальный и холостой пучки, генерируемые при ПР, имеют одинаковые флуктуации чисел фотонов при любом коэффициенте параметрического усиления. Квантово-оптической характеристикой двухмодового сжатия по числу фотонов принято считать отношение дисперсии разности чисел фотоотсчетов в сигнальном (m_s) и холостом (m_i) каналах, измеренных с помощью однофотонных детекторов, к сумме соответствующих средних значений [18, 21, 22, 25, 27–29]:

$$\sigma^{(\mathrm{phot})} \equiv \frac{\mathrm{Var}(m_s - m_i)}{\langle m_s \rangle + \langle m_i \rangle}. \tag{6а}$$

Назовем этот фактор “фотонным” NRF. При использовании идеальных детекторов с $\eta_j = 1$, шум разностного фототока полностью подавлен, чем ниже квантовая эффективность детекторов, тем ближе фотонный NRF приближается к максимальному значению 1, характерному для классических некоррелированных потоков фотонов.

Измерение коэффициента двухмодового сжатия с помощью однофотонных детекторов лежит в основе метода безэталонной калибровки квантовой эффективности счетных детекторов, работающих непосредственно в счетном режиме, или же в режиме аналоговой регистрации оптических сигналов высокой мощности [18, 21, 22, 25, 27–29]. При аналоговой регистрации в эксперименте непосредственно вычисляется отношение дисперсии разности токовых показаний к средним токам детекторов сигнального и холостого каналов:

$$\sigma^{(\mathrm{anal})} \equiv \frac{\mathrm{Var}(i_s - i_i)}{\langle i_s \rangle + \langle i_i \rangle}. \tag{6б}$$

Для сокращения числа переменных часто вводят понятие “редуцированного” тока в одном из каналов (например, сигнальном), рассчитывая его как $\langle i'_s \rangle = \alpha \langle i_s \rangle$, где коэффициент $\alpha \equiv \langle i_i \rangle / \langle i_s \rangle$ легко измеряется экспериментально [25]. Вычисляя редуцированный “токовый” NRF

$$\sigma^{(\mathrm{anal})}_{\mathrm{red}} \equiv \frac{\mathrm{Var}(i'_s - i_i)}{\langle i'_s \rangle + \langle i_i \rangle} \tag{6в}$$

и нормируя его на величину однофотонного заряда $\langle q_i \rangle$, можно определить коэффициент двухмодового сжатия по числу фотонов $\sigma^{(\mathrm{phot})}_{\mathrm{red}}$ и квантовую эффективность счетного детектора в холостом канале.

Получим общее выражение для токового NRF $\sigma^{(\mathrm{anal})}_{\mathrm{red}}$, не накладывая никаких ограничений на флуктуации амплитуд элементарных однофотонных импульсов детекторов. Согласно определению (6в),

$$\sigma^{(\mathrm{anal})}_{\mathrm{red}} = \frac{\mathrm{Var}\langle i'_s \rangle + \mathrm{Var}\langle i_i \rangle - 2(\langle i'_s i_i \rangle - \langle i'_s \rangle \langle i_i \rangle)}{\langle i'_s \rangle + \langle i_i \rangle}. \tag{7}$$

Пользуясь выводами из работы [25], запишем выражения для дисперсий фототоков каждого из детекторов:

$$\mathrm{Var}\langle i_i \rangle = \eta_i \langle q_i^2 \rangle (M_c + M_{ui}) \langle N \rangle (1 + \eta_i \langle N \rangle) = = \langle i_i \rangle \frac{\langle q_i^2 \rangle}{\langle q_i \rangle} (1 + \eta_i \langle N \rangle), \tag{8а}$$

$$\mathrm{Var}\langle i'_s \rangle = \alpha^2 \eta_s \langle q_s^2 \rangle (M_c + M_{us}) \langle N \rangle (1 + \eta_s \langle N \rangle) = = \alpha \langle i'_s \rangle \frac{\langle q_s^2 \rangle}{\langle q_s \rangle} (1 + \eta_s \langle N \rangle), \tag{8б}$$

и корреляции их токов:

$$\langle i'_s i_i \rangle = \langle i_i \rangle \langle i'_s \rangle + \alpha \eta_i \eta_s \langle q_i \rangle \langle q_s \rangle M_c \langle N \rangle (1 + \langle N \rangle). \tag{9}$$

Для токового NRF в итоге получим:

$$\sigma^{(\mathrm{anal})}_{\mathrm{red}} = \frac{\alpha(1 + \varepsilon_s)\langle q_s \rangle (1 + \eta_s \langle N \rangle)}{2} + + \frac{(1 + \varepsilon_i)\langle q_i \rangle (1 + \eta_i \langle N \rangle)}{2} - \frac{\langle q_i \rangle \eta_i M_c}{(M_c + M_{us})} (\langle N \rangle + 1). \tag{10}$$

Здесь для каждого из детекторов введен параметр $\varepsilon_j \equiv \mathrm{Var}(q_j)/\langle q_j \rangle^2$ $(j = s, i)$, характеризующий степень флуктуаций амплитуды его однофотонного отклика.

Измерение квантовой эффективности детекторов по токовому NRF. У детекторов, способных работать в режиме счета фотонов, амплитуда однофотонного отклика практически не флуктуирует, дисперсия заряда q_j равна нулю, $\varepsilon_j = 0$. "Мгновенные" токовые показания и числа фотоотсчетов связаны простым условием $m_j = i_j/q_j$. Отношение средних показаний детекторов холостого и сигнального каналов (см. (3a)) в этом случае составляет

$$\alpha = \frac{q_i}{q_s}\frac{\langle m_i\rangle}{\langle m_s\rangle} = \frac{q_i}{q_s}\frac{\eta_i(1+\kappa_i)}{\eta_s(1+\kappa_s)}. \quad (11)$$

Здесь коэффициенты $\kappa_j \equiv M_{uj}/M_c$ введены для обозначения доли нескоррелированных мод, попадающих в апертуры и полосы детектирования каждого приемника. Редуцированный коэффициент двухмодового сжатия $\sigma_{\text{red}}^{(\text{phot})} \equiv \frac{\text{Var}(\alpha^{(\text{phot})}m_s - m_i)}{\alpha^{(\text{phot})}\langle m_s\rangle + \langle m_i\rangle}$ (где $\alpha^{(\text{phot})} \equiv \langle m_i\rangle/\langle m_s\rangle = \alpha q_s/q_i$) совпадает с нормированным значением токового NRF: $\sigma_{\text{red}}^{(\text{phot})} = \sigma_{\text{red}}^{(\text{anal})}/q_i$. Исходя из общего соотношения (10), получим выражение для нормированного токового NRF в случае применения однофотонных детекторов:

$$\sigma_{\text{red}}^{(\text{anal})}/\langle q_i\rangle = \frac{\alpha^{(\text{phot})}+1}{2} - \frac{\eta_i}{1+\kappa_s}\left(1 - \langle N\rangle\frac{\kappa_s+\kappa_i}{2}\right), \quad (12)$$

при условии точного согласования мод, регистрируемых двумя детекторами, $M_{ui} = M_{us} = 0$ и соотношение (12) приобретает простой вид

$$\sigma_{\text{red}}^{(\text{phot})} = \frac{\alpha^{(\text{phot})}+1}{2} - \eta_i. \quad (12a)$$

Соотношения (12) и (12a) лежат в основе известного метода безэталонной калибровки счетных детекторов [21, 22, 28, 29]. Безусловно, проще всего проводить измерения непосредственно в счетном режиме, поскольку не требуется информация о величине однофотонного заряда. Измерив $\sigma_{\text{red}}^{(\text{phot})}$ и соотношение средних показаний детекторов, с помощью (12a) рассчитывается квантовая эффективность детектора холостого канала η_i, а затем и квантовая эффективность детектора сигнального канала $\eta_s = \eta_i/\alpha^{(\text{phot})}$. В более сложном случае, когда наличием несогласованных мод пренебречь нельзя, необходимо применять соотношение (12). Если потоки фотонов настолько велики, что имеет место наложение однофотонных импульсов тока, переход в аналоговый режим регистрации также не представляет труда. Как видно из полученных соотношений, необходимо только дополнительно измерить величину однофотонного заряда.

Получим из общего соотношения (10) аналог выражения (12) для случаев, не ограниченных применением только счетных детекторов. При токовом режиме регистрации, применимом к детекторам любого типа, связь токового NRF с квантовой эффективностью η_i приобретает вид

$$\sigma_{\text{red}}^{(\text{anal})}/\langle q_i\rangle = \frac{\alpha\frac{\langle q_s\rangle}{\langle q_i\rangle}(\varepsilon_s+1)+(\varepsilon_i+1)}{2} - \frac{\eta_i}{1+\kappa_s}\times$$

$$\times\left[1-\langle N\rangle\left(\frac{\kappa_i+\kappa_s}{2}+\frac{\varepsilon_s(1+\kappa_i)+\varepsilon_i(1+\kappa_s)}{2}\right)\right]. \quad (13)$$

Простая линейная связь токового NRF с коэффициентом двухмодового сжатия нарушается, линейная связь с квантовой эффективностью холостого детектора становится существенно более опосредованной. Видно, что если детекторы не являются однофотонными, т.е. $\varepsilon_j \neq 0$, то даже в отсутствие нескоррелированных мод связь между токовым NRF и квантовой эффективностью η_i будет зависеть от числа фотонов в моде ПР $\langle N\rangle$:

$$\sigma_{\text{red}}^{(\text{anal})}/\langle q_i\rangle =$$

$$= \frac{\alpha\frac{\langle q_s\rangle}{\langle q_i\rangle}(\varepsilon_s+1)+(\varepsilon_i+1)}{2} - \eta_i\frac{2-\langle N\rangle[\varepsilon_s+\varepsilon_i]}{2}. \quad (13a)$$

Даже если оба аналоговых детектора обладают идеальной квантовой эффективностью, полностью подавить флуктуации разностного фототока не удастся. Стартуя с некоторого ненулевого значения $\frac{\varepsilon_s+\varepsilon_i}{2}\langle q_i\rangle$, токовый NRF будет расти с ростом числа фотонов в моде ПР как $\sigma_{\text{red}}^{(\text{anal})} = \frac{\varepsilon_s+\varepsilon_i}{2}(1+\langle N\rangle)\langle q_i\rangle$.

Для абсолютного измерения квантовой эффективности аналогового детектора по токовому NRF необходимо заранее определить параметры однофотонных откликов детекторов – средний заряд $\langle q_j\rangle$ и дисперсию $\text{Var}(q_j)$. Эту информацию можно получить, аппроксимируя статистические распределения "мгновенных" токовых показаний каждого прибора. Успешный анализ гистограмм, позволяющий определить среднюю величину и дисперсию однофотонного заряда, проводился ранее для аналоговых детекторов различных спектральных диапазонов [29–31]. Однако этого недостаточно. В большинстве экспериментов, особенно при использовании сильно частотно-невырожденного ПР, когда схемы детектирования сигнального и холостого каналов принципиально различны, нельзя быть уверенным, что доли нескоррелированных мод пренебрежимо малы. Коэффициенты κ_i в соотношении (13) могут быть весьма значительными (как минимум для одного из детекторов), и их значения необходимо также определять заранее.

Рассмотрим один из возможных подходов к измерению квантовой эффективности ТГц канала ПР с аналоговым ТГц детектором по токовому NRF. Расположим в оптическом сигнальном канале однофотонный фотоприемник с $\varepsilon_s = 0$. В силу большой разницы в длинах волн, холостое излучение ПР ТГц частот имеет гораздо большую угловую расходимость [12] и сложнее фокусируется на соответствующий детектор, чем оптическая составляющая излучения ПР. В этих условиях, максимально раскрыв входные апертуры и полосу приема в сигнальном канале, можно предположить, что ТГц приемник регистрирует только коррелированные моды, а оптический может захватывать значительно большую часть излучения в сигнальном канале ПР. Таким образом, $\kappa_i = 0$, но κ_s необходимо определить. Расположим в холостом тракте установки ПР перед ТГц детектором фильтр с переменным пропусканием T. Проанализируем линейные зависимости измеряемого в такой установке нормированного токового NRF от числа фотонов в моде ПР $\langle N\rangle$ и пропускания фильтра T:

$$\sigma_{\mathrm{red}}^{(\mathrm{anal})}/\langle q_i\rangle = \left(\frac{\alpha\langle q_s\rangle/\langle q_i\rangle + \varepsilon_i + 1}{2} - \frac{T\eta_i}{1+\kappa_s}\right) + \\ + T\eta_i\left(\frac{1}{2(1+\kappa_s^{-1})} + \frac{\varepsilon_i}{2}\right)\langle N\rangle. \tag{14}$$

Варьируя мощность лазерной накачки при постоянном T, будем менять $\langle N\rangle$ в соответствии с соотношениями (4), (5). Аппроксимация полученной зависимости линейной функцией позволит определить параметры

$$A_1(T) \equiv \frac{\alpha\langle q_s\rangle/\langle q_i\rangle + \varepsilon_i + 1}{2} - \frac{T\eta_i}{1+\kappa_s}, \\ B_1(T) = T\eta_i\left(\frac{1}{2(1+\kappa_s^{-1})} + \frac{\varepsilon_i}{2}\right). \tag{15}$$

Проводя аппроксимации при различных пропусканиях фильтра T, найдем коэффициенты линейных зависимостей $A_1(T) = A_2 + B_2T$ и $B_1(T) = B_3T$:

$$A_2 = \frac{\varepsilon_i + 1}{2}, \quad B_2 = \frac{\alpha_1\langle q_s\rangle/\langle q_i\rangle}{2} - \frac{\eta_i}{1+\kappa_s}, \\ B_3 = \eta_i\left(\frac{1}{2(1+\kappa_s^{-1})} + \frac{\varepsilon_i}{2}\right). \tag{16}$$

По этим трем числам могут быть определены квантовая эффективность ТГц детектора η_i, относительная дисперсия его однофотонного заряда ε_i и, попутно, коэффициент заполнения мод сигнального канала κ_s. Средние заряды обоих детекторов при этом должны быть найдены заранее – например, из анализа статистических распределений соответствующих токовых показаний. Точность такого метода измерения квантовой эффективности будет в большой степени ограничена точностью результатов всех перечисленных аппроксимационных процедур.

Итак, хотя измерение токового NRF с использованием аналоговых детекторов не позволяет напрямую характеризовать степень двухфотонного сжатия в поле ПР, возможность определения квантовой эффективности таких детекторов по NRF все же остается. Однако при этом, помимо прямых измерений токового NRF, потребуется дополнительное привлечение нескольких аппроксимационных процедур. Точность полученного результата будет заведомо ниже, чем при аналогичной калибровке однофотонных приемников.

Измерение ковариации токов для калибровки квантовой эффективности. Теперь рассмотрим нормированную ковариацию холостого и редуцированного сигнального токов $C \equiv \langle\delta i_s'\delta i_i\rangle/(\langle i_i\rangle + \langle i_s'\rangle)$. Принимая во внимание соотношение (9), для любых типов используемых детекторов можно записать:

$$C/\langle q_i\rangle = \frac{\eta_i}{2(1+\kappa_s)}(1+\langle N\rangle). \tag{17}$$

Исследование зависимости этого корреляционного параметра от мощности лазера позволяет напрямую определить отношение $\frac{\eta_i}{(1+\kappa_s)}$ без какой-либо дополнительной информации об уровне согласования мод в холостом канале κ_i и дисперсиях однофотонных откликов обоих детекторов. То же отношение можно измерить при постоянном известном числе фотонов $\langle N\rangle$, варьируя пропускание T элемента, помещенного в холостой канал. Однако для того, чтобы определить саму квантовую эффективность, необходимо знать $(1+\kappa_s)$. Только при полной уверенности в том, что нескоррелированных мод в сигнальном канале нет и $\kappa_s = 0$, можно по ковариации измерить квантовую эффективность. Заметим, что дополнительное измерение среднего заряда $\langle q_i\rangle$ и нормировка ковариации на его величину не требуются в тех случаях, когда интересует не квантовая эффективность детектора η_i, а его ампер-ваттная чувствительность, равная $\langle q_i\rangle\eta_i/(\hbar\omega_i)$.

Итак, при измерении квантовой эффективности аналоговых детекторов по ковариации требования значительно проще: нет необходимости в использовании однофотонного детектора в сигнальном канале, не надо регистрировать только коррелированные моды в холостом канале. Достаточно сузить набор мод сигнального канала настолько, чтобы в них попадали только моды, согласованные хотя бы с частью мод ПР, регистрируемых холостым детектором.

При применении обоих рассмотренных методов точность измерения η_i будет зависеть от точности измерения токовых показаний, а также точности определения амплитуды однофотонного отклика калибруемого детектора $\langle q_i \rangle$ и точности определения среднего числа фотонов в моде поля $\langle N \rangle$. Точность определения $\langle q_i \rangle$ на основании аппроксимации гистограмм статистических распределений токовых показаний существенным образом зависит от выбора подхода к моделированию шумов каждого конкретного типа приемника [29–31]. Соответствующий вклад в относительную ошибку может доходить до 1–5 %. Ошибка определения $\langle N \rangle$ зависит от ошибки измерения β_{si} . Это измерение осуществляется на основании аппроксимации экспериментальных зависимостей мощности детектируемого излучения ПР от мощности накачки в режиме высокого усиления. Хотя соответствующие относительные погрешности определения $\langle N \rangle$ растут с увеличением β_{si}, для измерений квантовой эффективности можно подобрать режим умеренных значений $\beta_{si} < 5$, при котором вклад этого типа погрешностей будет также на уровне, не превышающем несколько процентов. Как видно из соотношения (17), только эти три фактора определяют конечную ошибку измерения квантовой эффективности по ковариации, которая также может быть доведена до значений менее 10 %. В случае же измерений на основании токового NRF потребуются дополнительные процедуры линейной аппроксимации, позволяющие определить коэффициенты A_2, B_2 и B_3 (см. (16)). Без проведения прямых экспериментов сложно предсказать ошибку, вносимую этими процедурами, а также то, насколько они смогут компенсировать ошибку измерения NRF, связанную с неточностью отдельных токовых показаний.

В итоге, мы рассмотрели общие соотношения, описывающие влияние характеристик флуктуирующих однофотонных откликов сигнального и холостого детекторов на величину фактора подавления шума разностного фототока и нормированную ковариацию токов детекторов сигнального и холостого каналов в схеме многомодового параметрического рассеяния света. Анализ полученных соотношений показывает, что измерение токового NRF с использованием аналоговых детекторов не позволяет напрямую характеризовать степень двухфотонного сжатия в поле ПР. Для определения квантовой эффективности детекторов по NRF, помимо прямых измерений токового NRF, требуется дополнительное измерение и аппроксимация статистических распределений токовых показаний детекторов, зависимостей NRF от числа фотонов в моде ПР и коэффициента пропускания каналов. Значительно менее громоздкой и более точной может стать предложенная в работе процедура определения квантовой эффективности аналоговых детекторов по ковариации сигнального и холостого токов. Полученные результаты будут важны при разработке экспериментальных основ безэталонных методов калибровки квантовой эффективности и определения ампер-ваттной чувствительности широкого круга аналоговых детекторов, включая ТГц детекторы, а также детекторы других спектральных диапазонов, не способные работать непосредственно в режиме счета фотонов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект # 22-12-00055 (в части разработки методов определения квантовой эффективности аналоговых детекторов), гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 20-32-90232 (в части расчетов фактора подавления шума разностного фототока) и гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 20-02-00621 (в части расчетов ковариации).

1. A. Pathak, J. Krepelka, and J. Perina, Phys. Lett. A **377**, 2692 (2013).
2. C. Riek, D. V. Seletskiy, A. S. Moskalenko, J. F. Schmidt, P. Krauspe, S. Eckart, S. Eggert, G. A. Burkard, and A. Leitenstorfer, Science **350**, 420 (2015).
3. V. V. Kornienko, G. K. Kitaeva, F. Sedlmeir, G. Leuchs, and H. G. L. Schwefel, APL Photonics **3**, 051704 (2018).
4. M. Kutas, B. Haase, P. Bickert, F. Riexinger, D. Molter, and G. von Freymann, SciAdv. **6**, 8065 (2020).
5. G. K. Kitaeva, A. A. Leontyev, and P. A. Prudkovskii, Phys. Rev. A **101**, 053810 (2020).
6. Y. He, Y. Mao, D. Huang, Q. Liao, and Y. Guo, Opt. Express **28**, 32386 (2020).
7. M. Kutas, B. Haase, J. Klier, D. Molter, and G. von Freymann, Optica **8**, 438 (2021).
8. C. Liu, C. Zhu, M. Nie, H. Yang, and C. Pei, Appl. Opt. **60**, 7362 (2021).
9. R. Dahan, A. Gorlach, U. Haeusler, A. Karnieli, O. Eyal, P. Yousefi, M. Segev, A. Arie, G. Eisenstein, P. Hommelhoff, and I. Kaminer, Science **373**, 6561 (2021).
10. А. А. Леонтьев, К. А. Кузнецов, П. А. Прудковский, Д. А. Сафроненков, Г. Х. Китаева, Письма в ЖЭТФ **114**, 635 (2021).
11. R. V. Zakharov and O. V. Tikhonova, Laser Phys. Lett. **15**, 055205 (2018).

12. G. Kh. Kitaeva, V. V. Kornienko, A. A. Leontyev, and A. V. Shepelev, Phys. Rev. A **98**, 063844 (2018).
13. K. A. Kuznetsov, G. Kh. Kitaeva, S. P. Kovalev, S. A. Germansky, A. M. Buryakov, A. N. Tuchak, and A. N. Penin, Appl. Phys. B **122**, 223 (2016).
14. K. A. Kuznetsov, E. I. Malkova, R. V. Zakharov, O. V. Tikhonova, and G. K. Kitaeva, Phys. Rev. A **101**, 053843 (2020).
15. T. I. Novikova, K. A. Kuznetsov, A. A. Leontyev, and G. Kh. Kitaeva, Appl. Phys. Lett. **116**, 264003 (2020).
16. G. K. Kitaeva, V. V. Kornienko, K. A. Kuznetsov, V. Pentin, K. V. Smirnov, and Yu. B. Vakhtomin, Opt. Lett. **44**, 1198 (2019).
17. V. D. Sultanov, K. A. Kuznetsov, A. A. Leontyev, and G. K. Kitaeva, JETP Lett. **112**, 269 (2020).
18. I. N. Agafonov, M. V. Chekhova, T. Sh. Iskhakov, A. N. Penin, G. O. Rytikov, and O. A. Shumilkina, Opt. Lett. **36**, 1329 (2011).
19. E. Brambilla, L. Caspani, O. Jedrkiewicz, L. A. Lugiato, and A. Gatti, Phys. Rev. A **77**, 053807 (2008).
20. A. S. Clark, M. Chekhova, J. C. F. Matthews, J. G. Rarity, and R. F. Oulton, Appl. Phys. Lett. **118**, 060401 (2021).
21. M. Genovese, J. Opt. **18**, 073002 (2016).
22. A. Meda, E. Losero, N. Samantaray, F. Scafirimuto, S. Pradyumna, A. Avella, I. Ruo-Berchera, and M. Genovese, J. Opt. **19**, 094002 (2017).
23. Д. Н. Клышко, Квантовая электроника **7**, 1932 (1980).
24. D. A. Safronenkov, N. A. Borshchevskaya, T. I. Novikova, K. G. Katamadze, K. A. Kuznetsov, and G. Kh. Kitaeva, Opt. Express **29**, 36644 (2021).
25. G. Brida, M. Genovese, I. Ruo-Berchera, M. Chekhova, and A. Penin, J. Opt. Soc. Am. B **23**, 2185 (2006).
26. D. N. Klyshko, *Photons and Nonlinear Optics*, Gordon and Breach, N.Y. (1988).
27. I. N. Agafonov, M. V. Chekhova, A. N. Penin, G. O. Rytikov, and O. A. Shumilkina, Int. J. Quantum. Inform. **9**, 251 (2011).
28. A. Meda, I. Ruo-Berchera, I. P. Degiovanni, G. Brida, M. L. Rastello, and M. Genovese, Appl. Phys. Lett. **105**, 101113 (2014).
29. A. Avella, I. Ruo-Berchera, I. P. Degiovanni, G. Brida, and M. Genovese, Opt. Lett. **41**, 1841 (2016).
30. T. Bretz, R. Engel, and T. Hebbeker, JINST **13**, 06001 (2018).
31. P. Prudkovskii, A. Leontyev, K. Kuznetsov, and G. Kitaeva, Sensors **21**, 4964 (2021).