

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Сафроненков Даниил Алексеевич

**БЕЗЭТАЛОННАЯ КАЛИБРОВКА ОТКЛИКА АНАЛОГОВЫХ
ДЕТЕКТОРОВ В ПОЛЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО
РАССЕЯНИЯ СВЕТА**

1.3.19. Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., доц. Китаева Галия Хасановна

Москва – 2025

Оглавление

Список используемых аббревиатур и обозначений	4
Введение	5
Глава 1. Детектирование корреляционных параметров поля параметрического рассеяния света (по литературе)	14
1.1 Бифотонная корреляционная функция второго порядка в поле параметрического рассеяния и ее измерение методом счета фотонов.....	14
1.2 Однофотонные и неоднотонные детекторы	18
1.3 Методы калибровки квантовой эффективности детекторов в поле параметрического рассеяния.....	30
Глава 2. Измерение корреляционной функции второго порядка и чувствительности аналоговых детекторов.....	36
2.1 Измерение корреляционных параметров однофотонными детекторами в поле параметрического рассеяния в счетном режиме	36
2.2 Анализ статистических распределений токовых показаний однофотонных детекторов в аналоговом режиме.....	42
2.3 Измерение корреляционных параметров в схеме двух однофотонных детекторов в аналоговом режиме.....	47
2.4 Измерение корреляционной функции в схеме с аналоговым детектором в одном из каналов. Поиски способов условной дискриминации показаний.....	51
2.5 Измерение корреляционной функции и спектральной чувствительности в схеме с аналоговыми детекторами в обоих каналах.....	60
Выводы к Главе 2.....	70
Глава 3. Статистический анализ токовых показаний аналоговых детекторов.....	72
3.1 Анализ токовых показаний аналоговых детекторов с использованием распределений Гаусса и Пуассона.....	73
3.2 Анализ показаний аналоговых детекторов с использованием экспоненциального распределения амплитуд элементарных токовых импульсов	82
3.3 Анализ показаний аналоговых детекторов, полученных при высоких мощностях лазерной накачки в режиме импульсного параметрического рассеяния.....	87
3.4 Выбор адекватной модели для аппроксимации статистических распределений показаний аналоговых детекторов в режиме импульсного параметрического рассеяния..	93
Выводы к Главе 3.....	98
Глава 4. Измерение эффективности аналоговых детекторов.....	101
4.1 Измерение эффективности аналогового ФЭУ комбинированным методом Клышко в режиме СПР	101

4.2	Измерение эффективности аналогового ФЭУ модифицированным методом Клышко без применения однофотонных фотоприемников	107
4.3	Измерение эффективности аналогового ФЭУ модифицированным методом Клышко при высоких мощностях излучения ПР.....	111
	Выводы к Главе 4.....	116
	Заключение.....	118
	Список используемой литературы	120

Список используемых аббревиатур и обозначений

ТГц	терагерц (10^{12}), терагерцовый
ПР	параметрическое рассеяние (света)
СПР	спонтанное параметрическое рассеяние (света)
ЛФД	лавинный фотодиод
ФЭУ	фотоэлектронный умножитель
ВВО	бета-борат бария
ВiВО	триборат висмута
ИФ	изолятор Фарадея
СД	светоделитель
ПСД	поляризационный светоделитель
ПК	персональный компьютер
АЦП	аналогово-цифровой преобразователь
ММВ	многомодовое волокно
NRF	коэффициент подавления шума
SNSPD	сверхпроводниковые нанопроводные однофотонные детекторы
TES	Transition Edge сенсоры (сенсор на краю сверхпроводящего перехода)
CCD	устройство с зарядовой связью
ФЭУ №1	Hamamatsu H7422-20
ФЭУ №2	Hamamatsu H7422-50PA
ЛФД №1	Laser Components COUNT NIR модуль с мертвым временем 45 нс
ЛФД №2	самодельный модуль с мертвым временем 220 нс

Введение

Актуальность работы. Квантово-коррелированные пары оптических фотонов, известные как бифотоны, играют важную роль и активно применяются в современных квантовых технологиях, включая квантовую информацию [1], вычисления [2], метрологию [3] и различные виды квантовой спектроскопии, визуализации и зондирования [4–11]. Процесс спонтанного параметрического рассеяния (СПР) позволяет генерировать бифотоны с высокой степенью корреляции. Нормированная корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}$ по сути является количественной мерой уровня корреляции. На сегодняшний день детекторы одиночных фотонов в паре со схемами быстрых совпадений являются ключевыми элементами в подавляющем большинстве квантовых оптических схем. Они успешно используются для контроля квантовых свойств бифотонов, генерируемых в рентгеновском [12] и оптическом диапазонах вплоть до ближнего ИК [13]. Однако применение метода совпадений находится под угрозой при условии, если частота хотя бы одного фотона из бифотонной пары является не оптической, а, например, терагерцовой. Причины заключаются в больших трудностях создания ТГц приемников, способных работать в однофотонном или разрешающем по числу фотонов режимах регистрации [14, 15]. Такие проблемы существуют не только в терагерцовом диапазоне, но и других частотных диапазонах. В случае терагерцового диапазона весь экспериментальный прогресс в этом направлении квантово-оптических корреляций связан с обнаружением оптического сигнального излучения, которое, как предполагается, коррелирует с его холостым ТГц-аналогом [16–22].

В принципе, можно измерить корреляционную функцию, используя старейший подход [23], основанный на измерении корреляции фототоков аналоговых детекторов вместо совпадений однофотонных детекторов. Такая возможность теоретически изучалась для оптических [24, 25] и оптическо-

терагерцовых бифотонов [26]. Показано, что, если вклад шума в показания аналоговых детекторов пренебрежимо мал, оба метода должны давать одинаковый результат. Однако квантовый вклад в бифотонную корреляционную функцию значителен при малых потоках фотонов, где, к сожалению, влияние шума на показания детектора обычно весьма велико. Эксперименты показывают, что это резко снижает результаты измерения $g^{(2)}$, если оно проводится непосредственно с учетом всех фототоков из исходного необработанного набора статистических данных.

Измерение корреляционной функции приводит к возможности практических применений параметрического рассеяния света, одним из которых является абсолютная калибровка квантовой эффективности детекторов [27]. Метод широко используется в современной квантовой оптике. Регистрация одного фотона из пары любым детектором с неизвестной эффективностью в одном (сигнальном или холостом) канале автоматически дает информацию о наличии второго фотона в противоположном канале СПР. Таким образом, возникает тип источника с калиброванным числом фотонов для измерения квантовой эффективности детектора, расположенного в противоположном канале [28].

подавляющее большинство фотодетекторов преобразует интенсивность света в фототок, который в свою очередь состоит из отдельных фотоимпульсов. Принципиально все детекторы можно разделить на два типа: однофотонные и аналоговые. Для любого детектора существует величина, в некотором смысле аналогичная коэффициенту полезного действия (КПД), которая также известна как квантовая эффективность детектора. В случае однофотонных детекторов элементарный импульс регистрируется как отдельный фотоотсчет, реагирующий на поглощение одного фотона. Вероятность подобных событий определяется квантовой эффективностью детекторов. В большинстве случаев статистика числа фотоотчетов,

накопленных за какое-то время регистрации, и статистика интенсивности света связаны так называемой полуклассической формулой Манделя [29].

Степень разработанности. Однако многие детекторы не могут быть использованы в режиме счета фотонов. Бифотонные корреляции успешно используются при калибровке квантовой эффективности детекторов, которые в принципе могут работать в режимах однофотонного детектирования, от детекторов с разрешением числа фотонов [30] до ЕССD-камер [31]. Но проблемы с точным количественным измерением $g^{(2)}$ и квантовой эффективности все еще остаются, поскольку выходные данные аналоговых детекторов не могут быть сопоставлены с целыми числами фотоэлектронных импульсов.

Цель диссертационной работы: Разработка и применение методов измерения корреляционных параметров бифотонных полей параметрического рассеяния света для калибровки эффективности аналоговых детекторов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Разработать экспериментальную схему и методику измерения корреляционной функции бифотонного поля $g^{(2)}$ по показаниям аналоговых детекторов сигнальных и холостых фотонов. Разработать основы метода безэталонной калибровки спектральной чувствительности аналоговых детекторов в поле параметрического рассеяния света.

2. Исследовать статистические распределения показаний аналоговых детекторов и предложить методы их математического моделирования, позволяющие определять числа дискретных фотоотсчетов.

3. Разработать метод квантовой безэталонной калибровки эффективности аналоговых детекторов.

Объект и предмет исследования. Объектом исследования являются статистические характеристики бифотонных полей параметрического

рассеяния света, предметом исследования является отклик аналоговых детекторов в поле параметрического рассеяния света.

Научная новизна диссертационной работы состоит в следующем:

1. Разработана новая экспериментальная схема и методика детектирования кросс-корреляционной функции бифотонного поля параметрического рассеяния, позволяющая использовать аналоговые детекторы в каналах регистрации сигнального и холостого излучения.
2. Разработаны основы нового безэталонного метода измерения спектральной ампер-ваттной чувствительности аналоговых детекторов в поле параметрического рассеяния.
3. Впервые предложен метод, основанный на анализе фактора подавления шума разностного фототока при параметрическом рассеянии и математическом моделировании статистических распределений аналоговых показаний детекторов сигнального и холостого каналов, позволяющий определить среднее число фото-отсчетов, среднюю величину и дисперсию вкладов в показания детектора на основе ФЭУ.
4. Впервые разработаны, экспериментально реализованы и верифицированы методы калибровки эффективности аналоговых детекторов в поле параметрического рассеяния, позволяющие без помощи эталонов определить эффективность аналогового ФЭУ.

Методология диссертационного исследования основывается на следующих методах: экспериментальные методы лазерной физики, нелинейной и физической оптики, методы цифровой обработки и исследования статистических параметров сигналов детекторов электромагнитного излучения оптического диапазона.

Основные положения, выносимые на защиту:

- 1) Величина кросс-корреляционной функции бифотонного поля при регистрации излучения в сигнальном и холостом каналах параметрического рассеяния света с помощью аналоговых детекторов на основе ФЭУ может быть измерена путем статистического анализа одновременных показаний двух детекторов.
- 2) Спектральная ампер-ваттная чувствительность аналогового ФЭУ может быть измерена в поле параметрического рассеяния без использования эталонных детекторов или источников излучения.
- 3) Математическое моделирование статистических распределений аналоговых показаний и, при необходимости, анализ фактора подавления шума разностного фототока детекторов сигнального и холостого каналов параметрического рассеяния, позволяют определить среднее число, среднюю величину и дисперсию элементарных вкладов в полные показания детекторов на основе ФЭУ.
- 4) Эффективность аналоговых детекторов на основе ФЭУ может быть экспериментально определена в поле параметрического рассеяния света без использования эталонов при регистрации потоков фотонов вплоть до 10^8 с^{-1} .

Личный вклад автора:

Результаты, представленные в настоящей диссертационной работе, были получены при определяющем участии автора – сборка и юстировка оптических трактов, настройка электронных составляющих экспериментальных установок ([А3] – совместно с К.А. Кузнецовым), проведение эксперимента, получение экспериментальных ([А3] – совместно с К.А. Кузнецовым, [А1, А2, А4] – единолично) и аналитических результатов ([А1] – совместно с Г.Х. Китаевой, [А2, А4] – совместно с П.А. Прудковским). Постановка задач и интерпретация полученных результатов осуществлялись совместно с научным руководителем и соавторами публикаций.

Теоретическая и практическая значимость работы. Полученные в диссертационной работе результаты создают основу для реализации квантово-оптических технологий с использованием аналоговых детекторов в оптическом диапазоне частот электромагнитного излучения. Они также актуальны для применений в других областях физической оптики, так как расширяют спектр частот, в котором могут быть измерены абсолютные значения чувствительности и эффективности широко используемых аналоговых детекторов, причем позволяют проводить абсолютные измерения без привлечения заранее прокалиброванных источников или приемников излучения.

Степень достоверности. Материалы, приведенные в диссертации, представлялись на семинарах кафедры квантовой электроники физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова и международных конференциях. Исследования проводились с помощью рабочего, поверенного и откалиброванного оборудования. Обработка результатов, математическое моделирование и описание модели проводились многими признанными или доказанными методами научного познания. Статьи [A1 – A4] проверялись на достоверность рецензентами в соответствующих журналах.

Данная работа прошла **апробацию** в рецензируемых научных журналах и научных конференциях, в том числе международных.

Основные результаты, полученные в рамках диссертационной работы, отражены в докладах на профильных научных конференциях:

1. XII семинар Д.Н. Клышко, Челябинск, Россия, 23-25 октября 2024.
2. Российский форум «Микроэлектроника 2023». 9-я Научная конференция «Электронная компонентная база и микроэлектронные модули», Сириус, Россия, 9-14 октября 2023.

3. TERA-2023 Терагерцевое и микроволновое излучение: генерация, детектирование и приложения (ТЕРА-2023), Москва, Россия, 27 февраля - 2 марта 2023.
4. Advanced Laser Technologies (ALT'22), Москва, Россия, 11-16 сентября 2022.
5. XI семинар Д.Н.Клышко, Москва, Россия, 8-10 июня 2022.
6. 4th International School on Quantum Technologies, Москва, Россия, 9-12 ноября 2021.

Материалы также представлялись на семинарах кафедры квантовой электроники физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Основные результаты диссертационной работы изложены в 8 научных трудах автора, в том числе в 4 статьях (2,125 печ. л.) в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности и отрасли наук, и в 1 патенте.

[A1] **Сафроненков Д. А.**, Китаева Г. Х. Измерение корреляций в поле параметрического рассеяния света с помощью аналоговых детекторов // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2024. — Т. 120, № 1. — С. 11–16. Импакт фактор РИНЦ: 0,396 / 0,375 печ.л. / вклад соискателя 80%.

Переводная версия: **Safronkov D. A.**, Kitaeva G. K. Measurement of correlations in the parametric down conversion field using analog detectors // JETP Letters. — 2024. — Vol. 120, No. 1. — P. 14–19. WoS Impact factor: 1,4 (JIF) / 0,375 печ.л. / вклад соискателя 80%.

[A2] Prudkovskii P., **Safronkov D.**, Kitaeva G. Modified klyshko method for analog detector calibration // Optics Letters. — 2022. — Vol. 47, no. 18. — P. 4842–4845. WoS Impact factor: 3,1(JIF) / 0,25 печ.л. / вклад соискателя 60%.

[A3] **D. A. Safronkov**, N. A. Borshchevskaya, T. I. Novikova, Katamadze K.G., Kuznetsov K.A., Kitaeva G.Kh. Measurement of the biphoton second-order

correlation function with analog detectors // *Optics Express*. — 2021. — Vol. 29, no. 22. — P. 36644–36659. WoS Impact factor: 3,2 (JIF) / 1 печ.л. / вклад соискателя 75%.

[A4] Прудковский П. А., **Сафроненков Д. А.**, Китаева Г. Х. Метод Клышко для аналоговых фотодетекторов и безэталонное измерение числа фотонов // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. — 2024. — Т. 88, № 6. — С. 909–916. Импакт фактор РИНЦ: 0,705 / 0,5 печ.л. / вклад соискателя 60%.

Переводная версия: Prudkovskii P. A., **Safronenkov D. A.**, Kitaeva G. K. Klyshko method for analog photodetectors and absolute measurement of photon numbers // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2024. — Vol. 88, no. 6. — P. 866–873. Scopus Impact factor: 0,455 / 0,5 печ.л. / вклад соискателя 60%.

В рамках работы над диссертацией был получен патент:

[A5] **Сафроненков Д.А.**, Китаева Г.Х., Кузнецов К.А., Прудковский П.А. БЕЗЭТАЛОННЫЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ КАТОДА ФОТОЭЛЕКТРОННОГО УМНОЖИТЕЛЯ И УСТРОЙСТВО ДЛЯ ЕГО ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ. Номер: 2819206. 15 мая 2024. 1,19 печ.л. / вклад соискателя 60%.

Иные публикации соискателя:

[A6] Kitaeva G. K., Prudkovskii P. A., **Safronenkov D. A.** Towards standardless calibration of the quantum efficiency of analog terahertz detectors // *Abstracts of the 29th International Conference on Advanced Laser Technologies*. — The Russian Academics of Sciences Moscow, ООО МЕСОЛ: 2022. — P. THz-I-1.

[A7] Прудковский П. А., **Сафроненков Д. А.**, Китаева Г. Х. Метод Клышко для аналоговых фотодетекторов // *I Самарцевские Чтения (ФЭКС/IWQO-2023)*. — Москва: Москва, 2023. — С. 169–172.

[A8] **Safronenkov D. A.**, Prudkovskii P. A., Kitaeva G. K. Standard-free measurement of quantum efficiency in the case of an analog detector // *The 5-th*

International Conference TERAHERTZ AND MICROWAVE RADIATION:
GENERATION, DETECTION AND APPLICATIONS (TERA-2023). —
ABSTRACT BOOK. — Москва: НИЯУ МИФИ, 2023. — P. 120–121.

Глава 1. Детектирование корреляционных параметров поля параметрического рассеяния света (по литературе)

В первой главе изложены ключевые сведения о параметрическом рассеянии света, а также о детекторах, которые способны регистрировать бифотоны, возникшие при параметрическом рассеянии света, и рассмотрены свойства этих детекторов. Рассмотрены общие принципы измерения бифотонной корреляционной функции второго порядка и квантовой эффективности детекторов.

1.1 Бифотонная корреляционная функция второго порядка в поле параметрического рассеяния и ее измерение методом счета фотонов

Параметрическое рассеяние света – это процесс, протекающий в среде с квадратичной нелинейностью при облучении этой среды оптической накачкой, в ходе которого образуется излучение, состоящее из пар фотонов. Фотоны в парах коррелированы между собой по времени и месту рождения [32].

Корреляционные свойства полей, которые создаются при параметрическом рассеянии света, могут быть описаны различными величинами, оптимальными или нет, в зависимости от того, в каком режиме усиления происходит генерация пар фотонов. Часто используется коэффициент параметрического усиления β для определения, в каком режиме происходит работа, который может быть рассчитан по формуле (1.2) [33-35].

$$\beta \equiv \frac{2\pi\omega_s\omega_i\chi_{eff}LE_p}{c^2\sqrt{k_{sz}k_{iz}}} \quad (1.1)$$

Здесь χ_{eff} – эффективная величина квадратичной восприимчивости среды, L – длина кристалла, E_p – амплитуда поля накачки.

При $\beta \gg 1$ реализуется режим так называемой сверхлюминесценции. Такой режим используется главным образом для создания неклассических состояний света с большим числом фотонов в каждой моде излучения [36]. При $\beta \ll 1$ говорят о режиме спонтанного параметрического рассеяния света (зависимость мощности сигнальной волны от мощности волны накачки является линейной). Если генерация пар происходит в режиме большого коэффициента параметрического усиления, обычно при описании корреляционных свойств полей используется коэффициент подавления шума разностного фототока (noise reduction factor – NRF) [37], а в режиме малого усиления – нормированная корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}$ [38].

В режиме, когда используются малые усиления, говорят о генерации бифотонов. Т.е. идет распад фотона накачки на два фотона: сигнальный и холостой [27]. Как правило, фотон с большей частотой называют сигнальным, соответственно с меньшей частотой – холостой фотон. Кроме того, для бифотонов, родившихся в процессе параметрического рассеяния, справедлива система соотношений:

$$\begin{cases} \hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i \\ \mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i + \Delta\mathbf{k} \end{cases} \quad (1.2)$$

где $\omega_p, \omega_s, \omega_i$ – частоты накачки, сигнального и холостого фотонов, соответственно, $\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_s, \mathbf{k}_i$ – соответствующие волновые вектора, а $\Delta\mathbf{k}$ – волновой вектор допустимой растройки фазового синхронизма. Систему (1.2) можно трактовать как законы сохранения энергии и импульса фотонов.

Одним из самых простых экспериментов для измерения $g^{(2)}$ является эксперимент Хэнбери Брауна и Твисса [23]. Рассмотрим похожий по своей сути эксперимент. Экспериментальная установка включает в себя источник излучения, светоделитель, через который проходит половина излучения от источника, а половина отражается под углом 45° , фотоприемники в количестве

2 штук, которые условно называются «сигнальным» и «холостым» (в эти фотоприемники попадают обе половины излучения, разделенные светоделителем), усилители и коррелятор. В случае идеальных детекторов, т.е. в случае отсутствия темновых шумов, в таком эксперименте возможно измерить корреляционную функцию второго порядка по интенсивности:

$$g^{(2)} = \frac{\langle i_i i_s \rangle}{\langle i_i \rangle \langle i_s \rangle} = \frac{\langle I_i I_s \rangle}{\langle I_i \rangle \langle I_s \rangle} \quad (1.3)$$

где i_i, i_s – фототоки детекторов, регистрирующих проходящее сквозь светоделитель излучение интенсивностью I_i и отражённое от светоделителя излучение I_s . Суммарная интенсивность и фототок связаны коэффициентом чувствительности детектора.

Однако соотношение (1.3) может принимать и другую форму. Если фотоприемники являются однофотонными счетчиками, то будет справедливо соотношение:

$$g^{(2)} = \frac{\langle n_i n_s \rangle}{\langle n_i \rangle \langle n_s \rangle} = \frac{\langle N_i N_s \rangle}{\langle N_i \rangle \langle N_s \rangle} \quad (1.4)$$

где n_i, n_s – числа фотоотсчетов в двух каналах, которые возникают в результате поглощения фотонов – соответственно, N_i, N_s . Корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}$ служит важным показателем, определяющим уровень квантовой корреляции бифотонов, и, следовательно, их пригодность для применения в квантовых технологиях, например, таких как квантовая связь, вычисления, спектроскопия и т.д. [1-11].

В работе [39] 1970 года проводилось экспериментальное исследование, посвященное параметрическому процессу генерации пар фотонов. Особенное внимание было уделено «единоразовости» процесса. Иначе говоря, авторы рассматривали как фотонные пары, возникающие в результате этого процесса,

могут регистрироваться аналоговыми детекторами одновременно. До сих пор не во всех областях существуют однофотонные детекторы, которые могут работать в счетном режиме (например, терагерцовое излучение). Именно поэтому стоит обратить внимание на аналоговый вариант детектирования. Рассмотрим пример измерения корреляционной функции СПР, используя интерферометр Хэнбери Брауна и Твисса. В случае одномодового детектирования корреляционная функция связана со средними от операторов числа фотонов в сигнальном и холостом каналах как [40]:

$$g^{(2)} = \frac{\langle \hat{N}_i^j \hat{N}_s^j \rangle}{\langle \hat{N}_i^j \rangle \langle \hat{N}_s^j \rangle} = 2 + \frac{1}{N_j}. \quad (1.5)$$

Здесь j обозначает пару одиночных мод, сопряженных условиями (1.2), а N_j масштабируется с коэффициентом параметрического усиления G_{is} как $N_j \sim sh^2 \sqrt{G_{is}}$ для синхронизированных по фазе сигнальной и холостой мод. Уравнение (1.5) следует из специфической квантовой природы процесса СПР, где количество генерируемых сигнальных и холостых фотонов одинаково в точно коррелированных сигнальных и холостой модах, соответственно, справедливо равенство $\langle \hat{N}_i^j \rangle = \langle \hat{N}_s^j \rangle = N_j$. Многомодовые поля с полным числом фотонов $\langle N_a \rangle = \sum_j \langle \hat{N}_a^j \rangle \approx M \langle \hat{N}_a^j \rangle$ (где $a = s, i$) регистрируются в сигнальном и холостом каналах, они попарно коррелированы, а бифотонная корреляционная функция $g^{(2)}$ изменяется [40-42] согласно:

$$g^{(2)} = \frac{\langle N_i N_s \rangle}{\langle N_i \rangle \langle N_s \rangle} = 1 + \frac{1 + 1/N_j}{M}. \quad (1.6)$$

Здесь $M = M_{\perp} M_{\parallel}$ является произведением числа временных (продольных, M_{\parallel}) и пространственных (поперечных, M_{\perp}) мод, детектируемых в наиболее широком из двух каналов детектирования. В данной работе это соответствует

сигнальному каналу, где размещается оптическое волокно большего диаметра и более широкий спектральный фильтр. В то время как детектор в узком канале (холостом) регистрирует не все фотоны из пар. В частности, число продольных мод определяется как отношение $M_{\parallel} = t_{det} / \tau_{coh}$ между временем регистрации бифотонов, которое в случае применения техники счета фотонов определяется временем разрешения схемы совпадений, t_{det} и временем когерентности регистрируемых сигнальных фотонов $\tau_{coh} = 2\pi / \Delta\omega_s = \lambda_s^2 / c\Delta\lambda$.

Стоит отметить, в случае первого типа синхронизма фотоны из пары бифотонов имеют одинаковую поляризацию, попадая на светоделитель они могут либо оба пройти через него, либо оба отразятся, либо один пролетит, а один отразится. Т.е. всего четыре комбинации, две из которых в случае идеальных детекторов могут дать совпадение. Следовательно, в случае синхронизма первого типа следует учитывать вероятностный характер деления пар фотонов на светоделителе [13].

1.2 Однофотонные и неоднофотонные детекторы

Детекторы, с помощью которых может быть реализована регистрация оптических фотонов, можно принципиально разделить на два типа: однофотонные (могут работать как в режиме счета фотонов, так и в аналоговом режиме) [43] и неоднофотонные (могут работать только в аналоговом режиме) [24]. Неоднофотонные детекторы также называют аналоговыми. Различие однофотонных и неоднофотонных заключается в том, что для неоднофотонных детекторов характерен большой статистический разброс амплитуд элементарных импульсов. Элементарный импульс, по сути, минимальный отклик детектора на падающее излучение. Например, для ЛФД это импульс, возникающий в результате лавинного пробоя, а для ФЭУ – импульс, возникающий в результате размножения фотоэлектрона в диодной системе. Для аналоговых детекторов, если отдельные фотоимпульсы перекрываются, они сливаются в единый непрерывный фототок. Иначе

говоря, аналоговый детектор при попадании на него фотонов выдает импульс тока без технических временных промежутков, называемых «мертвым временем». Следовательно, импульсы от регистрации близко следующих друг за другом фотонов смешиваются (накладываются), и при этом такие фотоны тоже регистрируются [44, 45]. В то время как однофотонные детекторы имеют огромное метровое время и не способны регистрировать такие мощные потоки фотонов, которые успешно регистрируют не однофотонные детекторы. Аналоговые детекторы могут быть весьма полезны, например, для измерения бифотонной корреляционной функции в терагерцовом диапазоне, где пока нет доступных однофотонных детекторов [46], для измерения высоких потоков фотонов. Кроме того, аналоговых детекторов немало даже в оптическом диапазоне и областях низкоэнергетических фотонов в среднем и дальнем ИК. В таких случаях измеряют только величину фототока аналогового фотодетектора, которая пропорциональна интенсивности падающего на него света.

Рабочие параметры детекторов

1) Эффективность детектирования – вероятность того, что фотон, падающий на активную область детектора, приведет к электрическому выходному сигналу достаточной величины, чтобы его можно было зарегистрировать внешней электронной системой [43]. Эффективность детектора включает в себя: эффективность пропускания элементов всей системы приемника до активного элемента; меру несовпадения площади поперечного сечения излучения падающего пучка и площади активной области; долю поглощенных фотонов из всех, падающих на активную область детектора; долю поглощенных фотонов, которые дают выходной электрический сигнал, различимый на фоне импульсов. Могут быть и другие вклады в квантовую эффективность, но, как правило, менее значимые относительно приведенных выше [47].

2) Время задержки – это интервал времени, который проходит между моментом, когда фотон попадает на детектор или детекторную систему, и моментом, когда последующий выходной электрический импульс достигает установленного порогового уровня. Пороговый уровень определяется, исходя из множества факторов: временное разрешение, отношение сигнал/шум и другие [48].

3) Время нарастания выходного импульса – это время, требуемое для увеличения электрического выходного сигнала с 10% до 90% от своего максимального значения [43].

4) Джиттер синхронизации (временной джиттер) – мера изменения задержки от импульса к импульсу. Для того, чтобы его измерить, очень короткий оптический импульс лазера расщепляется на светоделителе. Один из оптических импульсов после светоделителя, состоящий из мощного классического сигнала, падает на обычный быстрый фотодиод (запускает таймер). Другой оптический сигнал после светоделителя сильно ослабляется перед попаданием на детектор и останавливает таймер. Электронный блок синхронизации записывает гистограмму задержек пуска и остановки. Из-за высокой интенсивности излучения может быть произведена неверная оценка джиттера [49].

5) Мертвое время – интервал времени, в течение которого система обнаружения не способна генерировать выходной электрический сигнал в ответ на дополнительные падающие фотоны. Эффективность обнаружения в течение мертвого времени равна нулю [50]. В [51, 52] описаны методы измерения мертвого времени детекторов.

6) Время сброса – это промежуток времени, в течение которого эффективность обнаружения растет от нуля до первоначального уровня [48].

7) Время восстановления – время, необходимое для восстановления эффективности обнаружения до установившегося значения [48].

8) Темновая скорость счета представляет собой среднее количество отсчетов, зарегистрированных детектором в секунду, когда весь входной свет, поступающий в детектор, заблокирован [43]. В [53] был показан метод уменьшения темновой скорости счета в сверхпроводящих нанопроволочных однофотонных детекторах. Для аналоговых детекторов существует аналогичная величина – темновой ток [54].

9) Вероятность послеимпульса – это вероятность того, что детектор выдаст дополнительный темновой отсчет из-за предыдущего события. Также обычно указывается временной интервал, в течение которого вероятность темнового подсчета увеличивается. Вероятность послеимпульса может зависеть от общей скорости счета [55]. В [56-58] были показаны методы измерения послеимпульсов и, в частности, как послеимпульс может повлиять на распределение квантового ключа [59].

10) Активная площадка – это площадь поглощающей области устройства при нормальном падении. Важно отметить, что активная площадка должна соответствовать по размеру площади поперечного сечения излучения, которое должен регистрировать детектор. Например, если используется волоконный детектор, то в случае использования нестандартного оптического волокна учитывается коэффициент пропускания площадки. Иначе говоря, коэффициент пропускания в данном случае можно определить как отношение площади активной площадки к площади поперечного сечения падающего на него излучения.

11) Рабочая температура детектора – температура, при которой работает детектор в штатном режиме. Она может стать препятствием для детектирования.

12) Спектральная чувствительность может быть описана следующим выражением:

$$S_{\omega} = \frac{\langle q_0 \rangle}{\hbar\omega} \eta, \quad (1.7)$$

где ω - частота детектирования, $\langle q_0 \rangle$ - средний заряд, который формируется на выходе детектора при регистрации одного фотона, η - эффективность детектора. По сути, спектральная чувствительность описывает способность детектора реагировать на световую волну определенной длины волны.

Некоторые из перечисленных характеристик относятся только к однофотонным детекторам, например, такие как мертвое время или темновые отсчеты, а некоторые, например, такие как эффективность детектора или активная площадка, могут относиться как к однофотонным, так и не однофотонным детекторам. Однако все перечисленные характеристики очень важны при измерении корреляционных параметров.

Существует множество детекторов, с помощью которых можно измерять корреляционные параметры, например, болометры, однофотонные ЛФД, ФЭУ, сверхпроводниковые нанопроводные однофотонные детекторы (SNSPD), Transition Edge сенсоры (TES) и т.д.

Болометр

Болометр – по своей сути, детектор, в котором регистрируется изменение проводимости, иначе говоря сопротивления. Это изменение обусловлено поглощением излучения, которое вызывает нагрев детектирующего элемента [60]. Как правило, болометр состоит из поглощающего элемента (тонкий слой металла), который соединен с тепловым резервуаром с постоянной температурой через тепловую связь. Поглощающий элемент должен обладать наиболее сильным поглощением и

низкой теплоемкостью. Кроме того, поглощающий элемент должен быть закреплен на прозрачной для регистрируемого излучения подложке.

Среди болометров можно выделить болометры с «горячими электронами» и болометры с «холодными электронами». Первые болометры основываются на принципе, что электроны не находятся в тепловом равновесии с решеткой, а имеют более высокую температуру. К таким болометрам относятся, например, болометры использующие нанонити [61] и болометры на основе экситон-поляритонов [62]. Для вторых болометров характерно, что в состоянии покоя температура электронов ниже температуры фононов [63, 64].

Для болометров можно выделить следующие плюсы: может работать как при комнатной, так и при низкой ($<5\text{K}$) температурах; могут регистрировать широкий диапазон длин волн. К минусам можно отнести тот факт, что для получения хорошего соотношения сигнал/шум нужно охлаждать до криогенных температур. В большинстве случаев имеют низкое быстродействие, однако для болометров на «горячих электронах» можно добиться и высокого быстродействия.

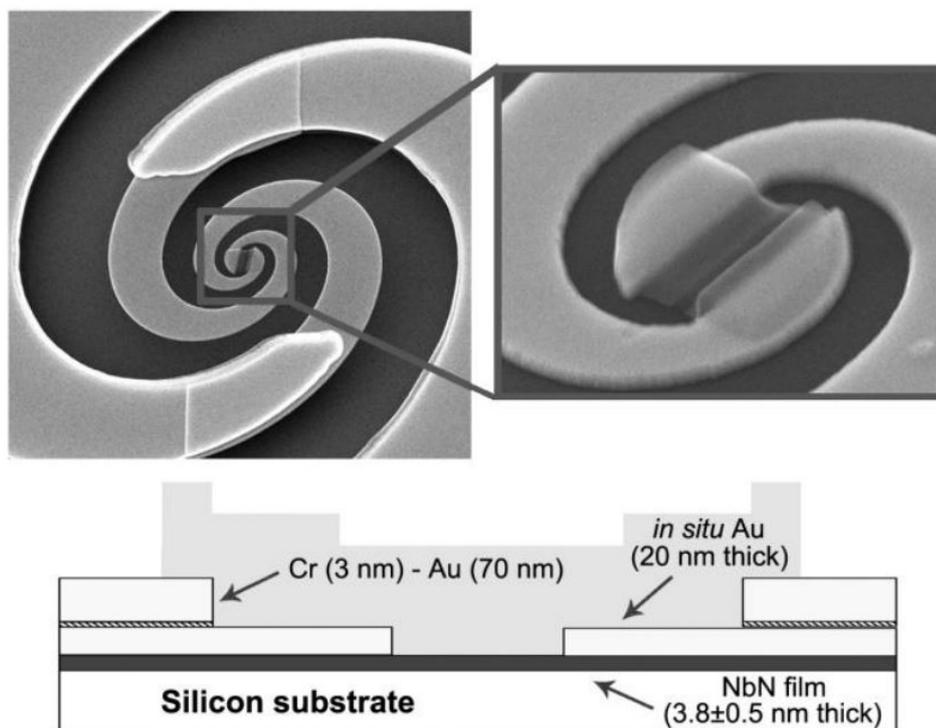


Рис 1.1 Изображение антенны с болометрическим элементом в центре, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа [64].

Сверхпроводниковые нанопроводные однофотонные детекторы (SNSPD)

Сверхпроводящие однофотонные детекторы на нанопроволоке (SNSPD), также известные как сверхпроводящие однофотонные детекторы или SSPD, представляют собой меандр из нанопроволоки, изготовленный из нитей шириной ≥ 5 нм и длиной ≥ 100 нм. Эти детекторы локально переключаются между двумя состояниями: сверхпроводящим и резистивным, в ответ на поглощение одиночных фотонов [65, 66].

Поскольку поперечные размеры таких проводов порядка нанометров, при наличии тока смещения, близкого к критическому значению, поглощение фотона приводит к локальному разрушению сверхпроводящего состояния (образуются квазичастицы) на временных масштабах порядка пикосекунд. Хотя первоначально только нанометровая длина провода становится резистивной, джоулев нагрев (в результате тока, протекающего через эту

теперь резистивную длину) приводит к тому, что эта область нормального состояния растет до сотен нанометров в длину с общим эффективным сопротивлением порядка нескольких кОм. В результате ток направляется в импеданс параллельной нагрузки на детектор, создавая импульс напряжения, который можно измерить [65, 66].

SNSPD продемонстрировали эффективность обнаружения более 90% для фотонов с длиной волны 1550 нм, временной джиттер ≈ 30 пс, время сброса в несколько наносекунд и темновую скорость счета ниже $100 \cdot \text{с}^{-1}$ [67]. Для сверхпроводниковых нанопроводных однофотонных детекторов можно выделить следующие плюсы: высокая эффективность обнаружения; малый временной джиттер; быстрое время сброса; малое количество темновых отсчетов. Минусы: работа при низких температурах (обычно < 3 К для наилучшей производительности устройств NbN [68]); небольшая активная площадь детектирования (≈ 10 мкм на стороне).

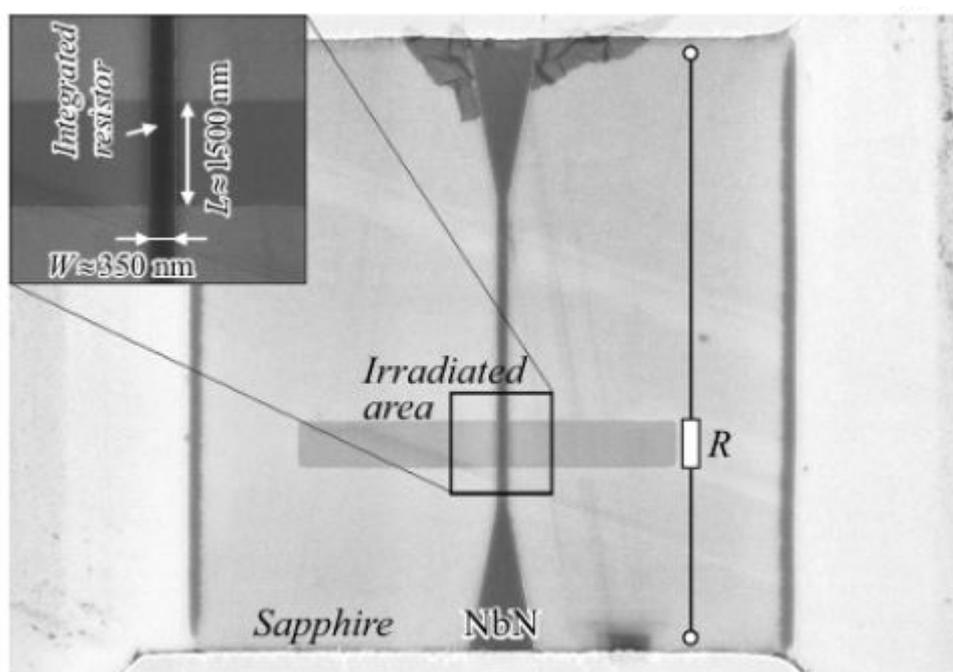


Рис 1.2 Изображение нанопроводника, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа [69].

Сенсоры на краю сверхпроводящего перехода (TES)

Сенсор на краю сверхпроводящего перехода, по сути, это высокочувствительные микроболометры, которые могут регистрировать излучение от субмиллиметровых длин волн до гамма-лучей [70]. Состоят такие детекторы, как правило, из поглотителя, чувствительного термометра и системы слабой тепловой связи с холодной ванной. Изменение температуры, вызванное поглощением одного фотона, считывается термометром, и система перезагружается путем охлаждения через тепловую связь. Для работы требуется низкая теплоемкость и чрезвычайно чувствительная термометрия [68].

Для оптоволоконных TES-детекторов квантовые эффективности составляют $\eta > 95\%$ при 1550 нм и $\eta > 98\%$ при 850 нм. При критических температурах ниже 1 К были получены наилучшие результаты. Наиболее распространенными технологиями охлаждения, используемыми для достижения этих температур, являются холодильники разбавления и холодильники адиабатического размагничивания. Самым большим недостатком TES-детекторов является низкая рабочая температура [71,72].

Максимальную скорость счета ограничивает время восстановления. Оно обычно составляет порядка микросекунды. Также это снижает эффективность обнаружения источников с высоким потоком фотонов. Кроме того, максимальную тактовую частоту в системе ограничивает временное разрешение. Как правило, ограничение до <100 МГц и может затруднить смягчение последствий фонового подсчета в некоторых приложениях [70, 72].

Однофотонный лавинный фотодиод

Однофотонный лавинный фотодиод (SPAD) работает по следующему принципу: поскольку в лавине присутствует положительная обратная связь, можно использовать p-n-переход для регистрации одиночных фотонов. В

состоянии покоя устройство смещено при напряжении U_a , превышающем напряжение пробоя U_{BD} , и ток не течет: в слое обеднения перехода электрическое поле очень велико, но свободного носителя нет. Однако, когда хотя бы один носитель заряда вводится (инжектируется) в область сильного поля, он сильно ускоряется и, как следствие, может ионизировать и генерировать вторичную пару электрон-дырка. Начинается последовательность событий. Происходит запуск самоподдерживающегося лавинного процесса размножения. После этого ток начинает экспоненциально расти, но до момента, пока эффект объемного заряда не ограничит его некоторым постоянным уровнем, который пропорционален избыточному напряжению смещения $U_E = U_a - U_{BD}$ таким образом, что p-n-переход переводится в состояние включения, где течет постоянный макроскопический лавинный ток. Время нарастания лавины как правило порядка нескольких пикосекунд. Поэтому соответствующее изменение напряжения можно использовать для точного измерения времени прибытия фотона. Детектор включенным до тех пор, пока лавина не будет погашена внешней цепью, которая снижает значение подаваемого напряжения до U_{BD} [43, 73]. Такие детекторы используются во многих сферах деятельности человека от биофоники [73] до робототехники [74] и лидаров [75].

Фотоэлектронный умножитель

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) является однофотонным детектором, однако в некоторых случаях из ФЭУ можно сконструировать однофотонный детектор. ФЭУ состоит из герметичной стеклянной колбы с высоким вакуумом внутри, фотокатода, нескольких динодов и анода, которые находятся внутри колбы [76, 77].

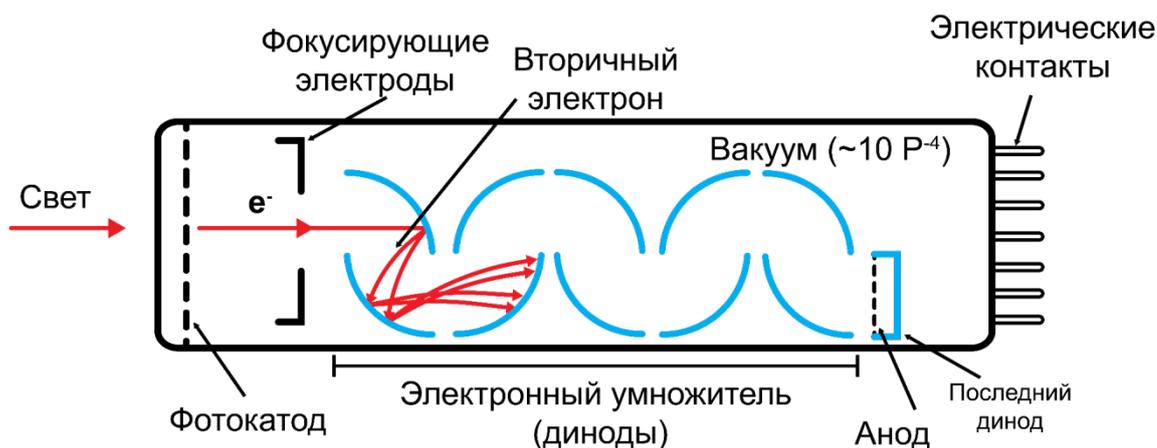


Рис 1.3 Схематическое изображение ФЭУ (фотоэлектронного умножителя), синим цветом показаны диноды, красным - траектория полета электронов.

Сначала фотоны, падающие на ФЭУ от какого-либо источника света, попадают в трубку через входное окно и возбуждают электроны, часть которых вылетает с поверхности фотокатода в вакуум внутри трубки. Эти испускаемые электроны из фотокатода называются фотоэлектронами. Они направляются фокусирующим электродом на первую поверхность системы эмиссии вторичных электронов, которая называется динодной системой. Динодная система может состоять из 3-17 динодов, а также иметь разное расположение внутри трубки. На рисунке 1.3 показан один из вариантов расположения динодов. Число фотоэлектронов умножается за счет эффекта эмиссии вторичных электронов. Эффект повторяется несколько раз на каждом диноде устройства. Таким образом достигается высокое усиление. Вторичные электроны, вылетающие от последнего динода, собираются на аноде. Электроникой регистрируется всплеск тока [77], который можно определить как единичный импульс, возникающий в результате прихода зарядов на анод.

Когда фотон попадает на фотокатод, электроны внутри материала могут получить часть энергии фотонов и перейти в возбуждённое состояние. Когда возбужденный электрон диффундирует через материал, он может выйти на поверхность материала и уйти в вакуум при условии, что его энергия

превышает работу выхода материала. Весь сценарий выбросов можно количественно описать как серию вероятностных событий. По сути, квантовая эффективность является отношением числа фотоэлектронов к числу падающих фотонов, иначе говоря, произведением вероятностей каждого из шагов. Квантовую эффективность можно представить как:

$$\eta = (1 - R) \frac{P_e(\lambda)}{k} \frac{1}{1 + 1/kl} P_s. \quad (1.8)$$

где k — коэффициент поглощения, R — коэффициент отражения падающего света, P_e — вероятность того, что фотон может возбудить электрон достаточной энергии, l — средняя длина пробега электронов, P_s — вероятность того, что электрон достигает поверхности и уходит в вакуум, а λ — длина волны фотона [43]. Однако иногда под квантовой эффективностью фотокатода ФЭУ понимают число электронов, упавших на первый диод. Таких электронов может быть более одного, например, по причине послеимпульсов и подобных причин.

Квантовая эффективность зависит от материала фотокатода (щелочные металлы/полупроводники (GaAsP, GaAs и InGaAs)/другие), от режима работы (отражение/пропускание). Пиковые квантовые эффективности достигают 37% в диапазоне длин волн от 115 до 320нм, и 30% от 185 до 900нм, лучше режим работы на отражение [43, 77].

Усиление фототока идет за счет вторичной эмиссии. Усиление зависит от энергии первичного электрона. Чтобы эффективно использовать вторичную эмиссию в качестве механизма усиления фотоэлектронов, первичные электроны нужно ускорить. Ускорение идет за счет приложения электрического поля между диодами. Потенциалы порядка 1000 вольт. Типичное усиление составляет 10–100 на одну ускоряющую поверхность. Обычно используется несколько вторичных эмиссионных поверхностей. В современных ФЭУ используется до 20 диодов [77].

1.3 Методы калибровки квантовой эффективности детекторов в поле параметрического рассеяния

Открытие такого явления, как параметрическое рассеяние света, послужило толчком для развития криптографии, квантовой информации, квантовой томографии [78, 79]. В частности, в области метрологии [32, 80] благодаря явлению СПР был разработан метод для безэталонной калибровки квантовой эффективности однофотонных фотодетекторов.

Про квантовую эффективность в литературе говорят в очень разных смыслах, например, измеряют квантовую эффективность диодов [81], материалов [82], лазеров [83]. Есть работы, где исследуется квантовая эффективность фотокатодов из различных материалов [84, 85]. Однако в данной диссертации речь идет о квантовой эффективности детекторов.

Для безэталонной калибровки квантовой эффективности однофотонных детекторов применяется способ, в основе которого лежит явление СПР, главным образом тот факт, что фотоны излучаются парами. Д.Н. Клышко является автором данного метода калибровки квантовой эффективности и, как следствие, метод носит его фамилию [32, 44, 45]. Обозначим квантовые эффективности детекторов в холостом и сигнальном канале как η_i и η_s , а общее число пар фотонов, которые рождаются в процессе СПР, равно N_{tot} . Тогда справедливо соотношение: $N_a = \eta_a N_{tot}$, где $a = i, s$. Схема совпадений, на которую поступают сигналы с каждого из детекторов, позволит посчитать количество совпавших в среднем отсчетов за время схемы совпадений t_{cc} : $N_{cc} = \eta_i \eta_s N_{tot}$. N_{cc} – количество совпадений, иначе говоря количество событий, когда два фотона детектируются в один и тот же временной интервал, например, за время схемы совпадений t_{cc} .

Следовательно, можно получить значения квантовых эффективностей каждого из детекторов. $\eta_i = N_{cc} / N_s$ и $\eta_s = N_{cc} / N_i$. Кроме того, на квантовую

эффективность влияют потери в оптическом тракте K_a , связанные с неидеальной пропускной способностью элементов на регистрируемой длине волны. Коэффициент K_a определяется как отношение интенсивности излучения, которое непосредственно попадает в детектор, к излучению, которое генерируется в кристалле, т.е. измеряется коэффициент пропускания всех оптических элементов от кристалла до детектора именно в том диапазоне элементов, где проходит излучение СПР.

Также, используя теорию СПР, которую развил Д.Н. Клышко [86], измеряя нормированную корреляционную функцию второго порядка, можно найти квантовую эффективность. Согласно соотношению (1.6), при условии многомодового детектирования ($M \gg 1$) число фотонов $\langle N_j \rangle = MN_j = (g^{(2)} - 1)^{-1}$, поэтому $\eta_a K_a$ можно определить, умножив $(g^{(2)} - 1)$ на среднее число фотоотсчетов, зарегистрированных в этом канале. При подходе, описанном в разделе 1.1., можно определить абсолютную квантовую эффективность детектора, помещенного, например, в сигнальный канал, как:

$$\eta_s = (g^{(2)} - 1) \cdot \langle n_s \rangle / K_s. \quad (1.9)$$

Число $\langle n_s \rangle$ можно легко определить, если используются однофотонные или разрешающие детекторы по числу фотонов, но оно имеет более сложное отношение к показаниям детекторов других типов. Важно отметить, что в случае калибровки данным методом объемы детектирования в каждом из каналов должны быть разными, т.е. один канал должен быть шире другого как по временным модам, так и по пространственным. При этом следует учитывать, что каналы имеют право быть одинаковыми в точности с точки зрения модового состава, однако на практике это сделать невозможно. Рассогласование мод допустимо, когда все моды излучения, регистрируемого вторым («холостым») детектором, сопряжены условиями пространственного

и частотного синхронизма хотя бы с частью мод излучения, детектируемого измеряемым («сигнальным») детектором [87].

Методы безэталонной калибровки весьма ценны для калибровки многопиксельных CCD матриц. В CCD матрицах каждый пиксель по сути является фотодетектором. Именно квантовая фотометрия позволяет регистрировать корреляции между пикселями подобных камер, т.к. она учитывает статистические свойства света, такие как распределения фотонов, что позволяет исследовать корреляции, которые могут быть не видны в классическом подходе. Кроме того, квантовая фотометрия может быть более чувствительной к слабым сигналам и шумам, что позволяет выявить корреляции, которые могут быть скрыты классическими шумами [88].

В режиме высокого усиления («пучки-близнецы») ПР может быть использовано для создания яркого сжатого вакуума – макроскопических квантовых состояний света [37, 89]. Эти состояния представляют интерес как для квантовых технологий, так и для квантовой метрологии [3], поскольку они могут способствовать снижению уровня шумов ниже уровня дробового шума.

В режиме высокого усиления применяется так называемый фактор подавления шума разностных показаний (noise reduction factor, NRF) [86]. Как известно, NRF применяется как количественная характеристика двухмодового сжатия [87]. Существует метод определения квантовой эффективности детекторов через дисперсии разностного фототока [90]. Для этого метода важно регистрировать все сопряженные моды, т.к. в таком случае NRF не будет зависеть от параметрического усиления, любое несовпадение регистрируемых в двух каналах мод приведет к ухудшению сжатия. Следовательно, для корректного результата следует использовать как можно большие объемы детектирования. Согласно определению,

$$NRF = \frac{Var(n_s - n_i)}{\langle n_s + n_i \rangle}. \quad (1.10)$$

Здесь в знаменателе стоят средние значения суммы фотоотсчетов детекторов в двух регистрирующих каналах, $Var(n_s - n_i)$ — дисперсия разности фотоотсчетов в обоих каналах. Аналогичное выражение можно записать для токовых показаний детекторов. Однако стоит отметить, что размерность выбранной величины NRF определятся показаниями детекторов, т.е. какую именно величину измеряет детектор – фототок или безразмерное число фотоотсчетов [88].

Используя (1.10), можно получить для случая, когда квантовая эффективность детекторов как в холостом, так и в сигнальном каналах одинакова, связь их квантовой эффективности с NRF:

$$NRF = 1 - \eta. \quad (1.11)$$

Однако если квантовые эффективности детекторов различны, то возможно вывести следующие выражение:

$$NRF = 1 - 2 \frac{\eta_i \eta_s}{\eta_i + \eta_s} + N \frac{(\eta_i - \eta_s)^2}{\eta_i + \eta_s}, \quad (1.12)$$

где N — среднее число фотонов на моду. Из этого выражения можно получить квантовую эффективность одного из детекторов при условии, если известна другая.

Стоит отметить, в случае малого усиления формула (1.12) может быть преобразована следующим образом:

$$NRF = 1 - 2 \frac{\eta_i \eta_s}{\eta_i + \eta_s}. \quad (1.13)$$

В [91] был предложен подход для измерения квантовой эффективности по токовому NRF, определяемому как

$$NRF_{red}^{anal} = \frac{Var(i'_s - i_i)}{\langle i'_s \rangle + \langle i_i \rangle} \quad (1.14)$$

где $i'_s = \alpha \langle i_s \rangle$, $\alpha \equiv \langle i_s \rangle / \langle i_i \rangle$, $\langle i_j \rangle$ – средние значение фототока ($j = i, s$).

Авторы получили формулу, описывающую связь нормированного токового NRF с квантовой эффективностью детектора в сигнальном канале:

$$NRF_{red}^{phot} = NRF_{red}^{anal} / \langle i_{0s} \rangle = \frac{\alpha \frac{\langle i_{0i} \rangle}{\langle i_{0s} \rangle} (1 + \varepsilon_i) + (1 + \varepsilon_s)}{2} - \frac{\eta_s}{1 + \kappa_s} \times \left[1 - N \left(\frac{\kappa_i + \kappa_s}{2} + \frac{\varepsilon_i (1 + \kappa_s) + \varepsilon_s (1 + \kappa_i)}{2} \right) \right]. \quad (1.15)$$

Здесь параметр $\varepsilon_j \equiv Var(i_{0j}) / \langle i_{0j} \rangle^2$ ($j = i, s$) характеризует степень флуктуации амплитуды для каждого из детекторов, а именно элементарного отклика, $\kappa_j \equiv M_{ij} / (M_{\perp} M_{\parallel})$ – коэффициент для обозначения доли некоррелированных мод, попадающих в детектор, $N \cong \sinh^2(\beta)$ – среднее число фотонов в моде, β – коэффициент параметрического усиления, $\langle i_{0j} \rangle$ – элементарный ток. Авторы предлагают получить такие параметры как дисперсию и элементарный заряд из аппроксимации экспериментальных распределений. Используя измеренные токовые данные и выражение (1.14) для расчета токового NRF_{red}^{anal} , можно измерить квантовую эффективность.

Калибровка чувствительности аналоговых детекторов в единицах энергетических параметров излучения обычно проводится путем передач единиц от эталонных детекторов через вторичные эталоны и с помощью рабочих средств измерения, однако это очень сложный путь, который может привести к ошибкам, если по каким-то причинам нарушится цепочка передачи [92]. В [28] сравнивались методы калибровки квантовой эффективности однофотонных детекторов, использующих регистрацию коррелированных пар

фотонов, создаваемых параметрическим рассеянием света, с применением эталонного и безэталонного метода калибровки для лавинного фотодиода. Авторы этой работы добились точности не хуже 0.14%. В статье [93], например, приводится шкала спектральной чувствительности, где основным стандартом является криогенный радиометр. Одним из методов эталонной калибровки детекторов является подход, основанный на измерении мощности излучения канала тестируемого детектора с использованием стандартного детектора (соответствующего шкале мощности излучения NIST [93]) и с помощью тестируемого детектора, подсчитывающего фотоны [94, 95]. Для сравнения мощности излучения, измеренной стандартным детектором, с количеством отсчетов, измеренных ЛФД, необходима информация о спектре источника и особенностях самого ЛФД [28].

В случае использования калибровок квантовой эффективности с использованием эталона существует проблема, а именно тот факт, что эталон хранится где-то в определенном месте, и, чтобы с ним сравнивать, нужно доставить свой детектор к эталонному детектору, что может вызвать существенные сложности. В случае безэталонных калибровок на основе СПР такой проблемы нет, причем, как было показано в [28] для однофотонных детекторов, точности калибровки обоими методами могут быть сравнимы. Метод Клышко ранее не был адаптирован для аналоговых детекторов, однако именно этот метод мог бы послужить основой для безэталонной калибровки квантовой эффективности аналоговых детекторов на основе явления СПР.

Глава 2. Измерение корреляционной функции второго порядка и чувствительности аналоговых детекторов

В первых разделах этой главы описаны работы по созданию методики измерения корреляционной функции второго порядка и квантовой эффективности в аналоговом режиме применительно к однофотонным детекторам. Выбор однофотонных детекторов в качестве первого шага не случаен. При использовании однофотонных детекторов эти же параметры могут быть независимо измерены с помощью традиционной техники счета фотонов, что позволяет проверить адекватность новых подходов. В разделе 2.1 описаны условия и результаты такого измерения для двух детекторов на основе ЛФД. Далее исследуются различные подходы к разработке аналоговых методик. Сравнение со «счетными» результатами позволяет выбрать оптимальный способ измерения в аналоговом режиме. После того, как была отработана методика измерения бифотонной корреляционной функции второго порядка на хорошо известных однофотонных детекторах, были рассмотрены методы измерения корреляционной функции второго порядка в поле параметрического рассеяния света с помощью аналоговых детекторов, не способных оперировать в режиме счета фотонов. Была проведена оценка ампер-ватной чувствительности ФЭУ.

2.1 Измерение корреляционных параметров однофотонными детекторами в поле параметрического рассеяния в счетном режиме

Измерения проводились в поле параметрического рассеяния света. В данном случае генерировались ортогонально поляризованные коллинеарные бифотоны с вырождением по частоте в результате процесса СПР типа II (*eoe*) в кристалле бета-бората бария (ВВО) с углом ориентации оптической оси к направлению накачки $41,2^\circ$. Кристалл накачивался излучением диодного лазера с перестраиваемой мощностью и длиной волны 405 нм. На рисунке 2.1 представлена схема установки. Лазерный луч накачки проходил через фильтр

Φ_1 , который блокировал длины волн более 450 нм. Далее излучение фокусировалось кварцевой линзой L_1 (с фокусным расстоянием $F = 40$ мм) на кристалл ВВО толщиной 1 мм. Фильтр Φ_2 устанавливался перед второй линзой L_2 (с фокусным расстоянием $F = 45$ мм) после кристалла для отсекаания излучения накачки с длиной волны менее 600 нм. Далее излучение СПР коллимировалось линзой L_2 и попадало на поляризационный светоделитель. С помощью поляризационного светоделителя генерируемые фотоны разделялись на «сигнальные» и «холостые» каналы в зависимости от их взаимно ортогональной поляризации.

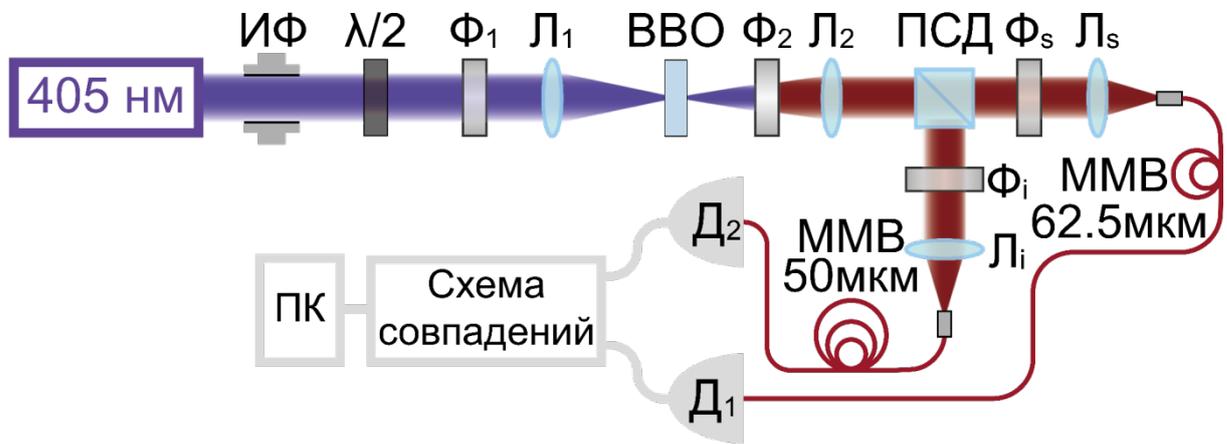


Рис. 2.1 Схема экспериментальной установки в режиме счета фотонов. L_1, L_2, L_i, L_s – линзы; $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_i, \Phi_s$ – фильтры; ПСД – поляризационный светоделитель; D_1, D_2 – детекторы; ММВ – многомодовое волокно.

Для дальнейшего применения метода Клышко и дальнейшей калибровки квантовой эффективности в каждом из каналов были выбраны неравные наборы пространственно-временных мод [28, 43, 95, 96]. Канал сигнала собирал фотоны с e -поляризацией, после поляризационного светоделителя излучение проходило через интерференционный фильтр Φ_s с центральной длиной волны 800 нм и полной шириной 40 нм. Для того, чтобы завести излучение СПР в многомодовое оптическое волокно в сигнальном канале с диаметром жилы 62.5 мкм, которое было подключено к фотоприемнику D_1 , использовалась линза L_s (с фокусным расстоянием $F = 11$ мм). Аналогично было сделано и в узком канале. В узком канале о-

поляризованное излучение проходило через интерференционный фильтр Φ_1 с центральной длиной волны 810 нм и шириной пропускания по уровню полувысоты 10 нм. Линзой L_1 ($F = 11$ мм) холостое излучение СПР заводилось в многомодовое оптическое волокно с диаметром жилы 50 мкм, которое было подключено к фотодетектору D_2 . На месте детекторов находились два однофотонных лавинных Si-фотодетектора, ЛФД №1 (Laser Components COUNT NIR модуль с мертвым временем 45 нс) и ЛФД №2 (изготовленный в лаборатории модуль с мертвым временем 220 нс), обеспечивающие электрические импульсы в стандартном TTL формате.

В данной главе описано измерение таких характеристик, как двухфотонная нормированная корреляционная функция $g^{(2)}$ и квантовая эффективность однофотонных ЛФД. Было определено общее количество отсчетов одиночных фотонов от обоих детекторов, размещённых в сигнальном (m_s) канале для ЛФД №1 и холостом (m_i) канале для ЛФД №2 за общее время сбора данных ($T \sim 1c$), а также количество совпадений m_{cc} отсчетов одиночных фотонов (Рис. 2.2).

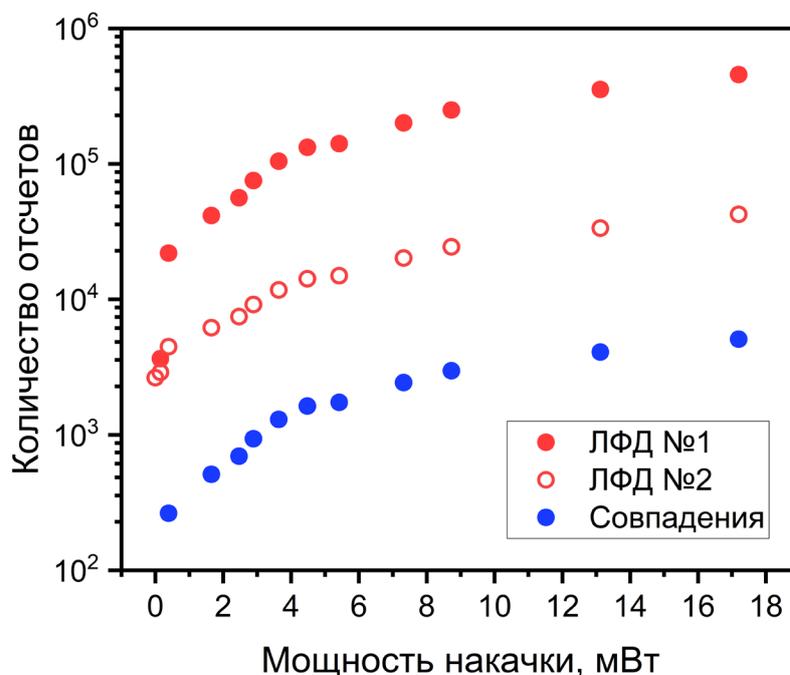


Рис. 2.2. Зависимости количества отсчетов одиночных фотонов от мощности лазерного излучения, падающего на кристалл для ЛФД №1(красные точки), для ЛФД №2(красные пустые точки) и количества совпадений отсчетов (синие точки)

Серым цветом на рисунке 2.1 показана схема электронной части установки, с помощью которой проводились измерения в счетном режиме. Время регистрации t_{det} , фигурирующее в общей теории при определении числа продольных мод детектирования, совпадало с временем окна схемы совпадений t_{cc} , $t_{\text{det}} = t_{cc} = 8 \text{нс}$. При блокировке излучения накачки перед кристаллом были измерены темновые отсчеты обоих детекторов m_{s_0} и m_{i_0} . Среднее количество фотоотсчетов за время обнаружения (t_{cc}) рассчитывали, как $\langle n_s \rangle = (m_s - m_{s_0})t_{cc}/T$ в сигнальном канале и аналогично для холостого канала. Среднее число совпадений за время обнаружения рассчитывалось как $\langle n_{cc} \rangle = m_{cc}t_{cc}/T$. При этом число совпадений с темновыми отсчетами было пренебрежимо мало и не учитывалось.

Применяя стандартную процедуру с однофотонными детекторами, бифотонная корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}$ была определена экспериментально (см. главу 1) с помощью соотношений

$$g^{(2)} \equiv \frac{\langle N_i N_s \rangle}{\langle N_i \rangle \langle N_s \rangle} = \frac{\langle n_{cc} \rangle}{\langle n_i \rangle \langle n_s \rangle} \equiv \frac{m_{cc} T}{(m_i - m_{i_0})(m_s - m_{s_0})t_{cc}}. \quad (2.1)$$

Согласно общему определению, нормированная бифотонная корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}$ описывает корреляцию электрических полей в холостом и сигнальном каналах.

На рисунке 2.3 представлены результаты измерения $g^{(2)}$ для СПР в зависимости от мощности падающей на кристалл накачки. $g^{(2)}$ быстро уменьшается при увеличении мощности накачки P_{pump} . Именно эта зависимость предсказывается уравнениями (1.5) - (1.6), таким образом пропорционально изменялся коэффициент усиления $G_{is} \sim P_{\text{pump}}$. Если поменять детекторы местами, показания $g^{(2)}$ оставались неизменными в

пределах погрешности. Погрешность корреляционной функции рассчитывалась, исходя из повторения измерений около 300 раз в каждой из представленных точек, т.е. вертикальные полосы ошибок указывают на статистические неопределенности. Горизонтальные полосы ошибок указывают на неопределенность значений мощности накачки. Как можно заметить, данная погрешность сильно возрастает при уменьшении мощности, это связано с приближением к порогу генерации лазерного диода.

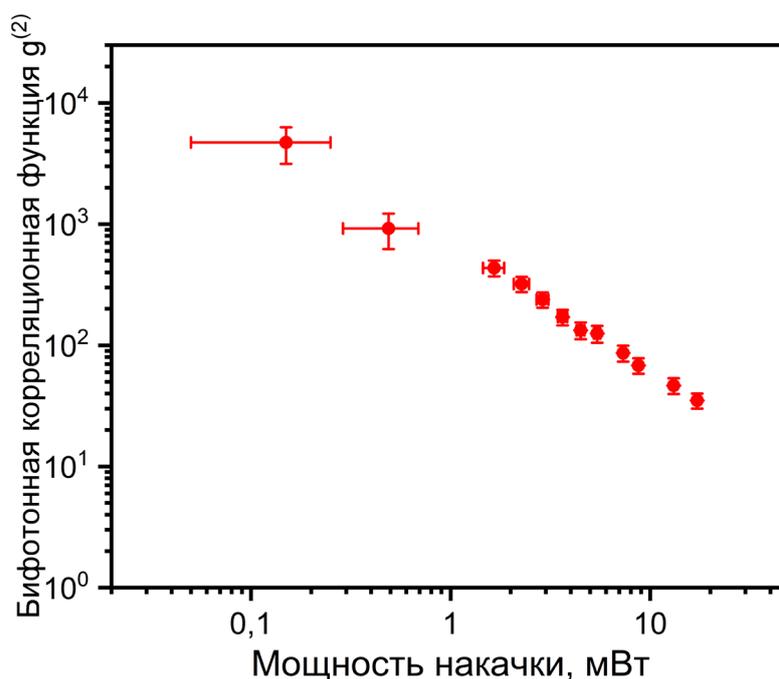


Рис. 2.3 Значения бифотонной корреляционной функции, определенные экспериментально при различных мощностях излучения накачки, где ЛФД №1 – детектор, который находился в широком канале, а ЛФД №2 – детектор, который находился в узком канале, оба работают в режиме счета фотонов.

Далее были измерены квантовые эффективности каждого ЛФД. Калибруемый ЛФД помещался в широкий канал. Они были рассчитаны в соответствии с уравнениями (1.9) и (2.1):

$$\eta_s = (g^{(2)} - 1) \cdot \frac{(m_s - m_{s0})t_{cc}}{TK_s} \quad (2.2)$$

Как видно из рисунка 2.4, при всех мощностях накачки, с учетом неопределенностей эксперимента, квантовая эффективность обоих детекторов не меняется. Как можно заметить, для ЛФД №1 погрешность квантовой эффективности выше, чем для квантовой эффективности ЛФД №2. Это связано с более высоким уровнем темнового шума ЛФД №2, который обнаруживал меньшие потоки фотонов при измерении квантовой эффективности ЛФД №1, т.к. находился в узком канале. Стоит отметить, что целью данного измерения не было полное соответствие паспортным данным, т.к. наиболее важным для данного исследования без каких-либо изменений в оптической части схемы получить те же значения квантовой эффективности при использовании аналоговой схемы регистрации, чтобы в дальнейшем реализовать ее уже с аналоговыми детекторами и зарегистрировать бифотонную корреляционную функцию в аналоге режиме. Тем не менее, причины, по которым полученное значение квантовой эффективности отличается от паспортных, могут заключаться: в износе детектора; в недостаточно хорошем согласовании мод; в сложностях, связанных с измерением коэффициента пропускания оптического канала.

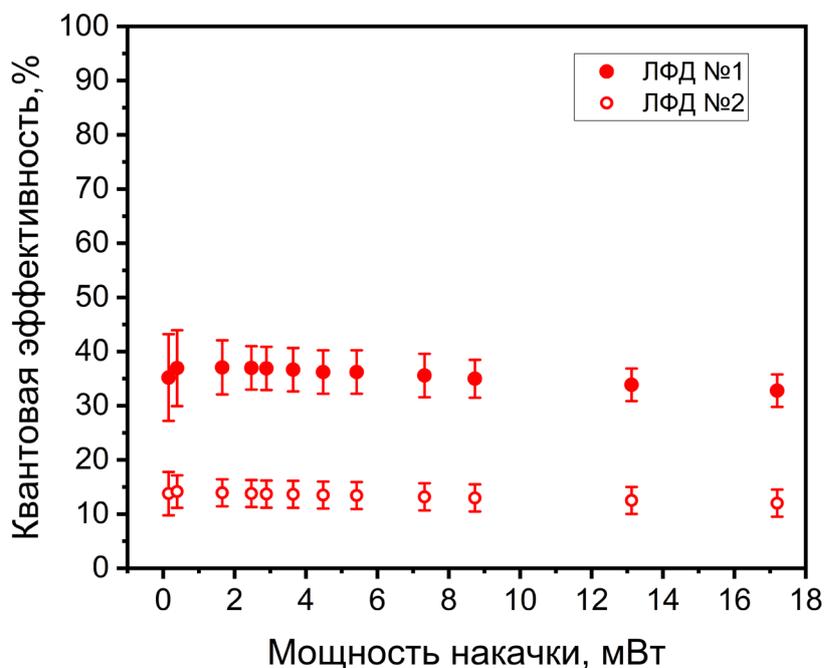


Рис. 2.4 Квантовые эффективности, определенные экспериментально при различных мощностях излучения накачки с использованием системы регистрации фотонов для ЛФД №1 (закрашенные красные кружки) и для ЛФД №2 (выколотые красные кружки)

2.2 Анализ статистических распределений токовых показаний однофотонных детекторов в аналоговом режиме

Далее был рассмотрен случай работы однофотонных детекторов в аналоговом режиме. Среднее количество фотоотсчетов $\langle n_a \rangle$, регистрируемых каждым фотодетектором в пределах t_{det} , должно быть пропорционально среднему числу генерируемых фотонов СПР, оптическому пропусканию канала K_s и квантовой эффективности детектора η_a : $\langle n_a \rangle = K_a \eta_a \langle N_a \rangle$. Квантовая эффективность каждого канала регистрации не влияет на измеряемое значение $g^{(2)}$.

В общем случае любое событие поглощения фотона детектором приводит к формированию кратковременного всплеска фототока i_0^m на выходе фотоприемника. Число таких событий n за время t_{det} определяется непосредственно детектированием в режиме счета фотонов. Но аналоговый детектор выдает только общий ток i , обнаруженный за время детектирования (усреднения мгновенных токовых показаний) t_{det} , который равен:

$$i = \sum_{m=1}^n i_0^m \tau_0^m / t_{\text{det}}. \quad (2.3)$$

Здесь $z_0^m = i_0^m \tau_0^m$ обозначает заряд, переносимый каждым элементарным импульсом тока, а τ_0^m соответствует его длительности. Статистическое распределение элементарных зарядов может сильно различаться в разных типах детекторов [24, 43], поэтому невозможно дать общий рецепт оценки $\langle n \rangle$ по измеренному значению $\langle i \rangle$. Данный факт затрудняет применение метода Клышко с использованием аналоговых данных в большинстве случаев. Однако, если дисперсия статистического распределения элементарных зарядов $P(z_0^m)$ мала по сравнению со средним значением элементарного заряда $\langle z_0 \rangle$, то нет существенного влияния на распределение токов $P(i)$. Тогда связь

между фототоком и числом фотоотсчетов можно описать средними параметрами элементарных импульсов тока, так что

$$i = n \langle z_0 \rangle / t_{\text{det}} \equiv n \langle i_0 \rangle. \quad (2.4)$$

Здесь $\langle i_0 \rangle$ — средний элементарный ток, возникающий, когда за время t_{det} обнаруживается только один фотон. Далее будет показано, что приближение (2.4) справедливо, по крайней мере, когда детектор одиночных фотонов используется в аналоговом режиме регистрации. В этом случае среднее количество фотоотсчетов $\langle n \rangle$ просто определяется после измерения $\langle i \rangle$ как $\langle n \rangle = \langle i \rangle / \langle i_0 \rangle$, а модифицированный подход Клышко может быть применен для калибровки квантовой эффективности с использованием аналоговых показаний таких детекторов.

Была изменена электронная схема для регистрации «почти мгновенных» (средних за короткое время стробирования) фототоков для обоих детекторов (i_s и i_i). Они измерялись двумя модулями стробируемого интегратора SR250 (рис. 2.5) и с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП) преобразовывались в цифровую форму. Внешний генератор импульсов использовался для одновременного запуска строба интегрирующих ячеек с частотой 4 кГц; время задержки между двумя триггерами подбиралось по максимуму измеренной корреляционной функции бифотонов.

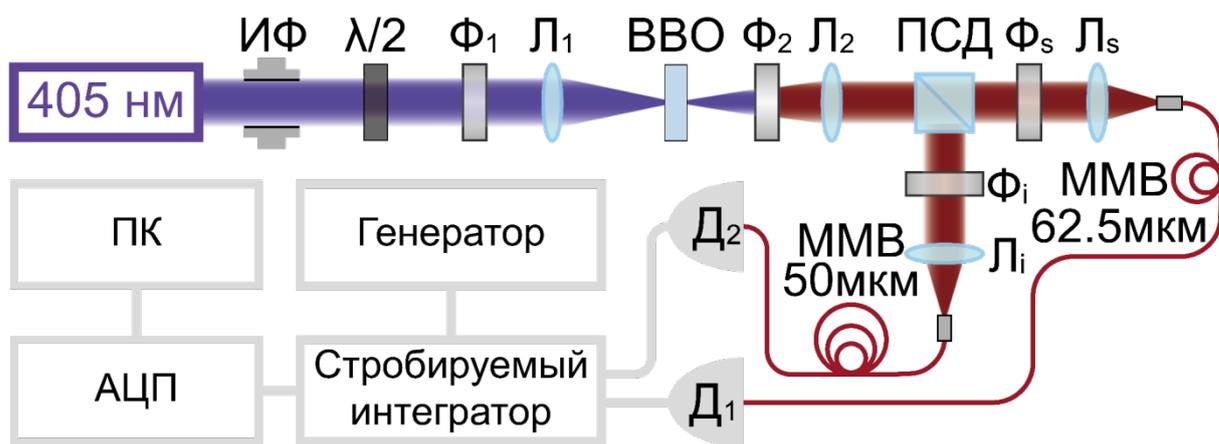


Рис. 2.5 Схема экспериментальной установки, работающая в аналоговом режиме. L_1, L_2, L_i, L_s – линзы; $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_i, \Phi_s$ – фильтры; ПСД – поляризационный светоделитель; D_1, D_2 – детекторы; ММВ – многомодовое волокно.

На рис. 2.6 показано, как изменялись гистограммы ЛФД №1 при изменении длительности импульса строба при фиксированной мощности накачки, равной 16,1 мВт. Видно, что при увеличении времени строба количество фотонных пиков возрастает, в то время как расстояние между ними уменьшается.

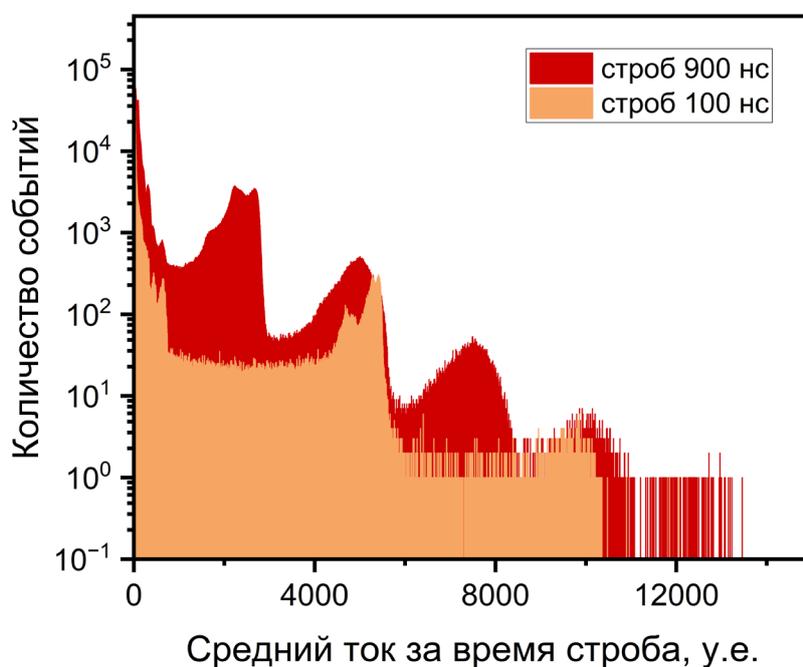


Рис. 2.6 Гистограммы статистических распределений «мгновенных» токов для ЛФД №1 за время строба 100 нс (оранжевым) и 900 нс (красным).

Время регистрации в этой установке соответствовало длительности стробирования $t_{\text{det}} = t_{\text{gate}}$. В данном случае $t_{\text{gate}} = 500 \text{ нс}$ поскольку для того, чтобы зарегистрировать хотя бы один фотон, t_{gate} должно было превышать мертвое время детекторов (т.е. быть от 220 нс и выше). Длительности элементарного импульса были равны 18 нс (ЛФД №1) и 16 нс (ЛФД №2). Кроме того, число регистрируемых мод $M \sim t_{\text{gate}}$. Было проверено, что значения измеренной бифотонной корреляционной функции изменяются в соответствии с уравнением (1.6). Многократно измеренные разовые показания детекторов i_s^m и i_i^m через АЦП поступали в базу данных компьютера (ПК) для последующей математической обработки. Данные анализировались в тех же gate-интервалах и собирались в течении 20-30 минут. Здесь анализировались статистические распределения измеренных показаний и определялись средние значения токов каждого детектора

$$\langle i_{s,i} \rangle = \frac{1}{n} \sum_{m=1}^n i_{s,i}^m \quad (n - \text{полное число данных в выборке})$$

и средние произведения синхронно измеренных токов

$$\langle i_s i_i \rangle = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n i_s^k i_i^k.$$

На рис. 2.7 представлены примеры ненормированных гистограмм, которые соответствуют статистическим распределениям «мгновенных» токов сигналов $P(i_s)$, зарегистрированных ЛФД №1 при различных значениях мощности лазерной накачки P_{pump} , 17,2 мВт, 4,5 мВт, 0,15 мВт и 0 мВт, и одинаковом времени регистрации. На всех гистограммах виден шумовой пик в области самых малоамплитудных токов. Если блокировать излучение накачки, следовательно, обеспечить режим, когда фотоны СПР не попадают на детекторы, т.к. не генерируются, остается только этот малоамплитудный пик. При $P_{\text{pump}} > 0$ появляются пики на более высоких токах. Очевидно, они соответствуют случаям регистрации элементарных фотоотчетов (одного,

двух и более) за время стробирования. При увеличении мощности накачки положение каждого пика остается стабильным, но количество наблюдаемых пиков увеличивается вместе с амплитудой каждого пика. Левый наклон пика имеет пологий характер, в то время как правый наклон резок. Такую форму пиков легко объяснить. Достаточно рассмотреть случаи, когда только часть импульса элементарного тока приходится на начало или конец временного интервала строга. С точностью до некоторого возможного постоянного смещения по горизонтальной оси максимумы фотоотсчетов имеют координаты, равные $p \langle i_{ph} \rangle$, где p – порядковый номер пика. Средний ток $\langle i_{ph} \rangle$, переносимый единичным фотоотсчетом одного детектора, легко определяется как расстояние между двумя соседними пиками гистограммы.

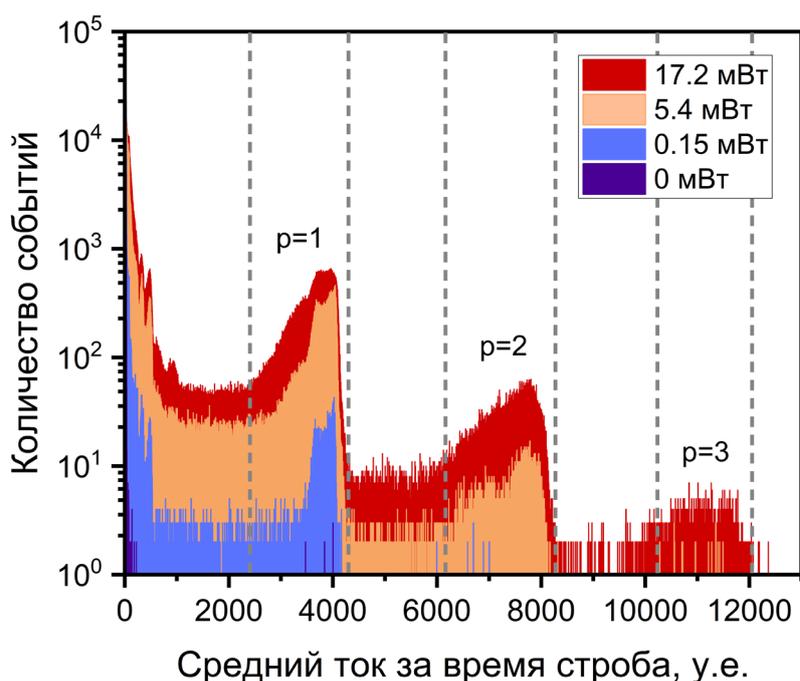


Рис. 2.7 Гистограммы статистических распределений «мгновенных» (усредненное за время регистрации 500 нс) токов, зарегистрированных с ЛФД №1 в широком канале при различных мощностях лазерной накачки: 17,2 мВт (красный), 4,5 мВт (оранжевый), 0,15 мВт (синий), и 0 мВт (фиолетовый). Пунктирные линии обозначают границы областей пиков фотоотсчетов, взятых для дальнейшей обработки.

2.3 Измерение корреляционных параметров в схеме двух однофотонных детекторов в аналоговом режиме

Прежде всего для измерения взаимной корреляционной функции показаний детекторов из статистических распределений были исключены данные, где i_s или i_i не попали в области фотонных пиков (однако, наиболее важно было исключить именно электронный шум, соответствующий малоамплитудным токовым показаниям). На рис. 2.7 области фотонных пиков находятся между пунктирными линиями и обозначены как $p = 1, p = 2, p = 3$. Все показания, которые не попадали в эти области, приравнивались нулю. Чуть позже стало ясно, что условие такого зануления может быть ослаблено и достаточно приравнять к нулю только электронные малоамплитудные токовые показания. Стоит отметить, что области между фотонными пиками тоже имеют характер сигнала, а не шума. Например, рассмотрим область между однофотонным пиком и двухфотонным пиком. Эта область может соответствовать таким событиям: поступлению двух фотонов, один из которых был зарегистрирован; прилету трех фотонов, один из которых был зарегистрирован и так далее. Окно строга включается с частотой 4кГц, синхронно стартует время измерения, однако однофотонный импульс мог начаться раньше и еще не закончиться. Соответственно могут появляться так называемые «обрезки», которые также могут являться частью сигнала. Иначе говоря, за время интегрирования регистрируется не полный сигнал, а только его часть. Однако, как можно видеть из рисунка 2.7, этих «обрезков» много меньше, чем количество событий в каждом из пиков. Поэтому в целом можно ими пренебречь. Если их все же учитывать, то на корреляционные параметры это может повлиять незначительно. В таком случае уменьшится погрешность получаемых значений нормированной корреляционной функции и квантовой эффективности детекторов. Прежде всего это будет заметно в области малых мощностей.

Благодаря такому подходу удалось исключить основную часть шумовых показаний каждого детектора, а также уменьшить шумовую часть в их корреляции $i_s i_i$. После этого определялись средние значения $\langle i_s \rangle$, $\langle i_i \rangle$, $\langle i_s i_i \rangle$ по всей выборке показаний. Кроме того, чтобы исключить возможный вклад остаточного шума (в котором наибольший вклад вносил темновой ток детекторов) в средние токи СПР, были измерены $\langle i_{i0} \rangle$ и $\langle i_{s0} \rangle$, которые были получены при перекрытии излучения накачки. Средние значения остаточного шума измерялись в том же диапазоне токов, что и сигнальные значения, т.е. в области фотонных пиков, остальные значения вне фотонных пиков занулялись. Корреляционная функция бифотонов рассчитывалась следующим образом:

$$g_M^{(2)} = \frac{\langle N_i N_s \rangle}{\langle N_i \rangle \langle N_s \rangle} = \frac{\langle i_i i_s \rangle}{(\langle i_i \rangle - \langle i_{i0} \rangle)(\langle i_s \rangle - \langle i_{s0} \rangle)}. \quad (2.5)$$

Здесь индекс «М» означает, что количество мод детектирования было значительно больше (t_{gate}/t_{cc}), чем в случае счетного режима регистрации.

Сравнение полученных бифотонных корреляционных функций, которые были зарегистрированы аналоговой и счетной экспериментальными установками, проводилось с учетом разницы в числах мод, т.е. было пересчитано $g_M^{(2)}$ в $g^{(2)}$:

$$g^{(2)} = 1 + (g_M^{(2)} - 1) \frac{t_{gate}}{t_{cc}}. \quad (2.6)$$

Число пространственных мод, а также спектральные интервалы регистрации не изменились. Таким образом, необходимый для сравнения с результатами счета фотонов коэффициент составил $500/8 = 62,5$. На рисунке 2.8 показаны результаты перерасчета $g^{(2)}$ (синие квадраты), полученные при различных значениях мощности накачки. Вертикальные полосы ошибок рассчитаны

путем определения дисперсий текущих показаний в каждом наборе статистических данных. Видно, что значения $g^{(2)}$, полученные разными методами детектирования, совпадают в пределах ошибок эксперимента. В данном эксперименте ЛФД №1 находился в широком канале, а ЛФД №2 в узком канале. Из рисунка 2.8 можно заметить, что сильное отклонение от результатов, полученных в счетном режиме, имеет первая точка (соответствующая наименьшей мощности накачки). Это связано с тем, что данная точка была измерена вблизи порога генерации лазера.

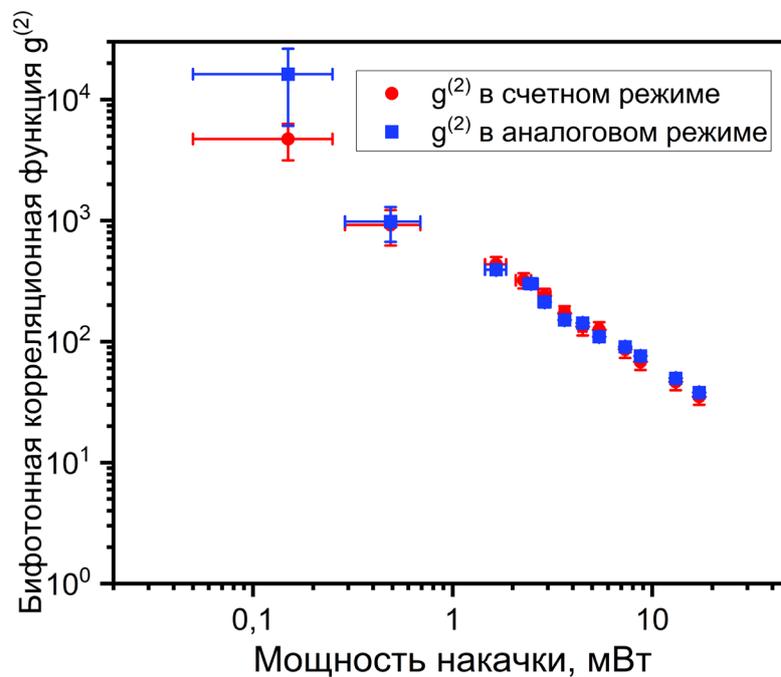


Рис. 2.8 Значения бифотонной корреляционной функции, определенные экспериментально при различных мощностях излучения накачки двумя системами регистрации, использующими ЛФД №1 – детектор, который находился в широком канале, а ЛФД №2 – детектор который находился в узком канале. Оба детектора работают в режиме счета фотонов (красные кружки), те же детекторы, работающие в аналоговом режиме (синие квадраты).

Квантовая эффективность для ЛФД №1 и №2 была рассчитана с помощью модифицированного соотношения (2.2) в виде:

$$\eta_s = \left(g_M^{(2)} - 1 \right) \frac{\langle i_s \rangle}{\langle i_{ph} \rangle K_s}. \quad (2.7)$$

Здесь, как и ранее, $K_s = 0,390 \pm 0,005$.

Результаты для ЛФД №1 показаны синими квадратами на рис. 2.9. Видно, что погрешность эксперимента падает с увеличением мощности накачки. По-видимому, это обусловлено ростом отношения сигнал/шум при измерении токовых показаний. За счет более долгого сбора статистических данных точность результатов может быть повышена. Однако уже сейчас наблюдается хорошее согласие между квантовыми эффективностями, измеренными в счетном и аналоговом режиме с учетом погрешностей. Это свидетельствует об общей применимости метода калибровки для измерения квантовой эффективности однофотонных ЛФД при их работе в режиме аналогового детектирования.

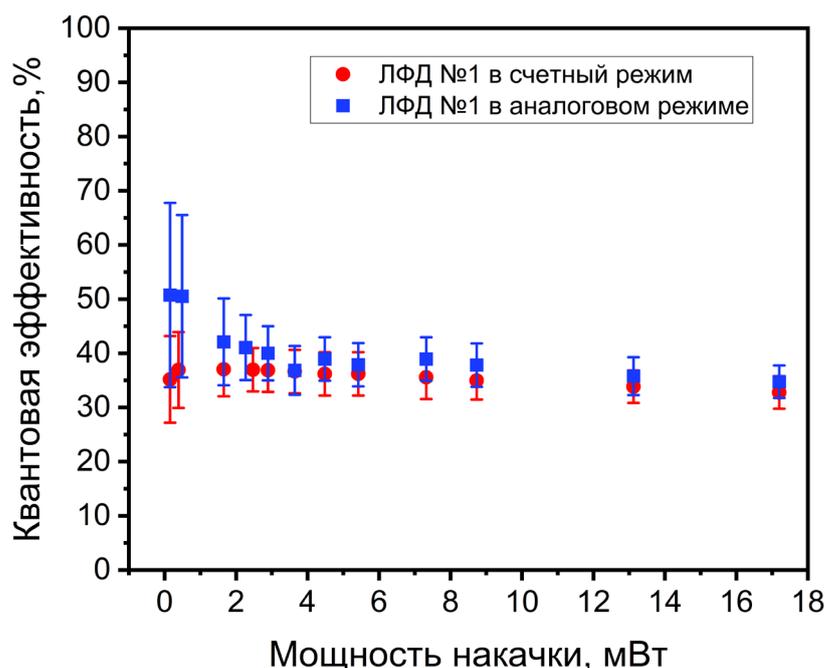


Рис. 2.9 Квантовые эффективности, определенные экспериментально при различных мощностях излучения накачки для ЛФД №1 с помощью системы регистрации фотонов (красные кружки), и с помощью аналоговой системы регистрации с ЛФД №2 в узком канале (синие квадраты).

Описанная методика определения бифотонной корреляционной функции второго порядка с помощью однофотонных детекторов в аналоговом режиме может быть полезна при отсутствии возможности регистрации

совпадений, т.е. если по каким-то причинам невозможно использовать схему совпадений. Например, если используются однофотонные камеры, SPID (Single Photon Imaging Detector с большим числом пикселей) или однофотонные детекторы, но существуют проблемы со счетом совпадений.

2.4 Измерение корреляционной функции в схеме с аналоговым детектором в одном из каналов. Поиски способов условной дискриминации показаний.

В предыдущих разделах было показано, как с применением двух однофотонных детекторов удалось получить значения квантовой эффективности и бифотонной корреляционной функции второго порядка как в режиме счета фотонов, так и в аналоговом режиме регистрации. На следующем шаге исследования для измерения $g^{(2)}$ один из однофотонных детекторов был заменен на детектор, не обладавший функцией счета фотонов: использовался ФЭУ №1 в холостом канале (D_2) и ЛФД №1 в сигнальном канале (D_1) (см. схему установки 2.5). Поскольку мертвое время у ЛФД №1 порядка 45 нс, стало возможным уменьшить время детектирования до $t_{gate} = 100нс$. Полученные тем же методом что и ранее гистограммы ЛФД №1 не отличались от представленных на рисунке 2.7. Для аналоговых детекторов, не способных работать в режиме счета фотонов, все не так тривиально, что наглядно демонстрируется на гистограммах показаний ФЭУ (рис. 2.10). На рис. 2.10(а) представлены гистограммы отсчетов ФЭУ №1 в холостом канале, снятые при тех же мощностях накачки, что и гистограммы ЛФД №1 в сигнальном канале на рис. 2.7. В отличие от случая однофотонных ЛФД, в гистограммах ФЭУ невозможно однозначно разделить отсчеты, связанные с поглощением определенного числа фотонов, и чисто шумовые отсчеты. Чтобы изучить, насколько велик вклад шума, были рассмотрены условные распределения выборок ФЭУ. На рисунке 2.10(б) показан пример таких распределений, созданных из выборок ФЭУ, обнаруженных, когда

1. в сигнальном канале не было обнаружено фотонов с помощью ЛФД №1 (взяв только те выборки ФЭУ, которые соответствуют выборкам ЛФД №1 из интервала ниже первой пунктирной линии на рис. 2.7; коралловый цвет на рис. 2.10(б)),
2. в сигнальном канале был обнаружен пик счета 1 фотона с помощью ЛФД №1 (взяв только те выборки ФЭУ, которые соответствуют выборкам ЛФД №1 из интервала первого пика на рис. 2.7; оранжевый цвет на рис. 2.10(б)),
3. в сигнальном канале был обнаружен пик счета 2 фотонов с помощью ЛФД №1 (взяв только те выборки ФЭУ, которые соответствуют выборкам ЛФД №1 из интервала второго пика на рис. 2.7; желтый цвет на рис. 2.10(б)).

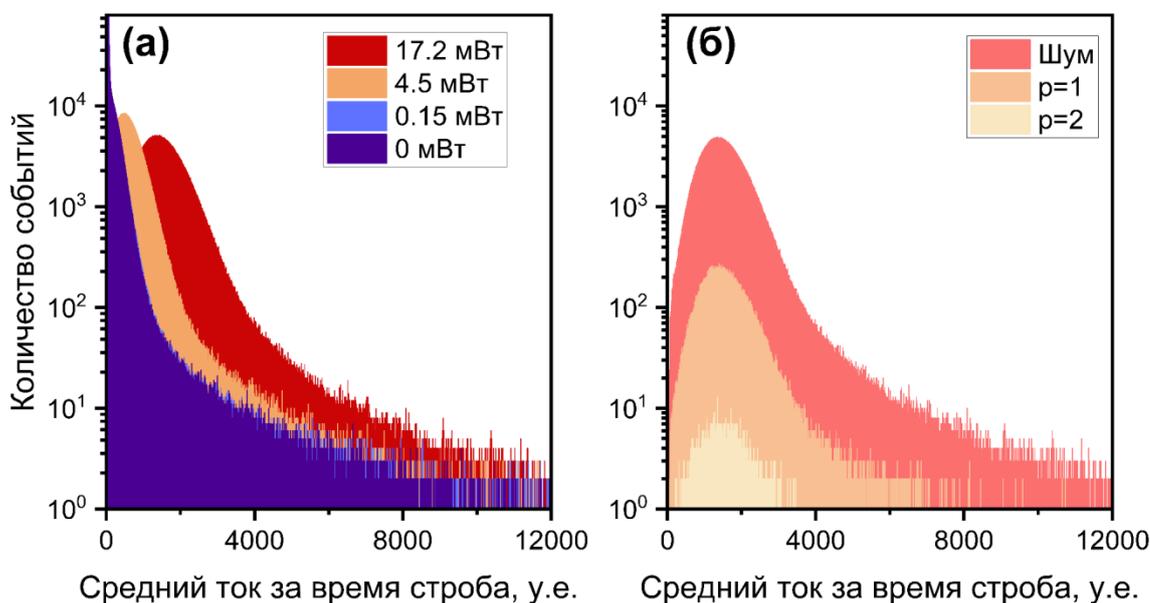


Рис. 2.10 Гистограммы статистических распределений «мгновенных» (усредненных за время обнаружения 100 нс) токов, зарегистрированных с ФЭУ №1 в холостом канале. (а): безусловные распределения полных выборок ФЭУ при различных мощностях накачки лазера: 17,2 мВт (красный), 4,5 мВт (оранжевый), 0,15 мВт (синий) и 0 мВт (фиолетовый). (б): условные распределения, зарегистрированные при мощности накачки 17,2 мВт, когда в сигнальном канале с помощью ЛФД №1 не было обнаружено ни одного фотона (коралловый), один фотон (оранжевый) и два фотона (желтый).

Все условные гистограммы получены из показаний, зарегистрированных при $P_{pump} = 17,2 \text{ мВт}$, и представляют собой соответствующие части общей гистограммы, показанной на рис. 2.10(а) красным цветом. На рис. 2.10(б) видно, что подавляющее большинство показаний ФЭУ регистрируется, когда в сигнальном канале за то же время строба не было обнаружено ни одного фотона. Конечно, это не означает, что в сигнальном канале вообще не было фотонов, так как квантовая эффективность ЛФД № 1 ниже 100%. Но сигнальный канал шире (по числу регистрируемых мод излучения). Таким образом, некоторая довольно значительная часть показаний на коралловой гистограмме все же носит чисто шумовой характер. Эти шумовые показания могут иметь амплитуды в пределах всего диапазона зарегистрированных показаний ФЭУ. Скорее всего, это связано со значительным разбросом шумовых пиков, генерируемых в ФЭУ, что влияет на формирование элементарных однофотонных токов. Наличие шумового вклада может заметно снизить экспериментально измеренную корреляционную функцию.

Итак, из вида гистограмм ФЭУ невозможно было предположить, где на гистограммах фото-токовые показания, а где шумовые, чтобы далее применить метод дискриминации по аналогии со случаем с ЛФД. Попытка измерения бифотонной корреляционной функции $g^{(2)}$ без дискриминаций и вычитания шумов приводила к получению значений $g^{(2)}$, примерно равных единице при всех используемых мощностях, что не соответствует реальности по данным, полученным с помощью однофотонных детекторов. В связи с этим были исследованы другие способы исключения влияния шумов.

Первым был использован подход, в котором некоторые из показаний ФЭУ были заменены на ноль перед обработкой всего статистического набора данных ФЭУ. Эта процедура уменьшает значение квантовой эффективности ФЭУ, но, в отличие от шумового вклада, не может оказать столь же сильного

влияния на измеряемое значение $g^{(2)}$. Были исследованы различные способы такой дискриминации токовых показаний ФЭУ. Самый простой из них заключался в устранении малоамплитудных токовых показаний ФЭУ. Действительно, чем выше единичное показание i_i , тем ниже должен быть относительный вклад шума в это показание [43]. Таким образом, исключив (т.е. заменив нулем) низкие значения i_i , можно получить более высокие значения $g^{(2)}$, вплоть до истинного уровня, измеренного ранее как в режиме счета фотонов, так и в аналоговом режиме однофотонными детекторами в разделе 2.3. Этот метод позволял получать все большие и большие значения $g^{(2)}$ при повышении уровня дискриминации $i_{i,thr}$, наконец приближаясь к истинному значению $g^{(2)}$, полученному методом счета фотонов для того же поля. Например, на рис. 2.11 показана зависимость, полученная с использованием набора данных при $P_{pump} = 17,2 мВт$; красная линия – истинная корреляционная функция $g^{(2)}$, полученная в режиме счета фотонов, синяя линия – $g^{(2)} = 1$. Видно, что неопределенность полученных значений $g^{(2)}$ постепенно увеличивается при столь сильном исключении токовых показаний. При низких мощностях накачки неопределенности могут быть очень высокими. Для получения истинного $g^{(2)}$ при низких мощностях СПР потребуются очень длительные экспозиции набора данных. Кроме того, из-за увеличения неопределенности при дальнейшем росте тока отсечки не наблюдается уверенная стабилизация измеренных значений на уровне истинной величины $g^{(2)}$.

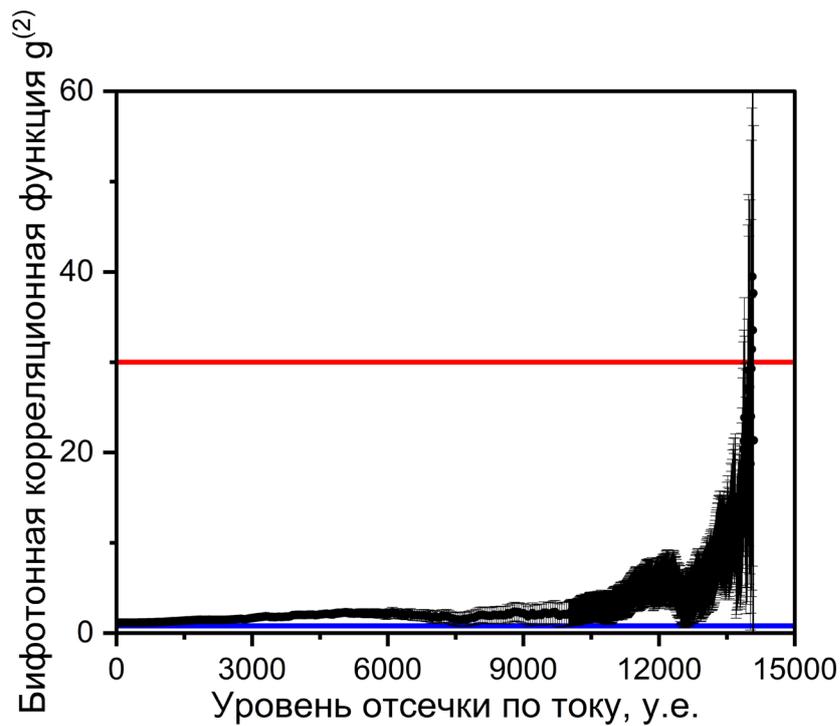


Рис. 2.11 Значения бифотонной корреляционной функции, определенные экспериментально в схеме счета фотонов (красная кривая) и по аналоговой схеме с дискриминацией отсчетов ФЭУ ниже тока отсечки ФЭУ

$i_{i,thr}$. Мощность накачки составляет 17,2мВт.

Как было сказано ранее, на гистограммах ЛФД четко разделены шумовые и сигнальные токовые показания. Этот факт приводит к еще одной возможной дискриминации токовых показаний ФЭУ. Перед расчетом $g^{(2)}$ дискриминировались (заменялись на 0) те показания ФЭУ №1, которые были получены одновременно с показаниями ЛФД №1 ниже определенного порогового уровня тока $i_{s,thr}$. После этого показания ЛФД №1 были дискриминированы так же, как было описано в предыдущем разделе. Чтобы получить бифотонную корреляционную функцию, сохранялись все обработанные данные, включая полученные нулевые значения после описанной процедуры выше. Дискриминация с использованием того же принципа была выполнена при обработке данных чистого шума от ФЭУ №1, чтобы получить $\langle i_{i_0} \rangle$ для подстановки в уравнение (2.5). На нижнем графике рисунка 2.12 приведены гистограммы ЛФД при $P_{pump} = 17,2 мВт$ (красным) и при заблокированной накачке (оранжевым), кроме того, выделена область

фотонных пиков (синим). На верхнем графике показаны результаты оценки корреляционной функции $g^{(2)}$ с использованием этого алгоритма с различными значениями $i_{s,thr}$. Видно, что полученные значения $g^{(2)}$ растут с увеличением порогового уровня $i_{s,thr}$. Этот рост в начальном диапазоне $i_{s,thr}$ от 0 до 30-50 в конечном итоге дает истинное значение $g^{(2)}$, обнаруженное с помощью двух детекторов одиночных фотонов (горизонтальная красная линия на верхнем графике). Как можно заметить, именно этот диапазон соответствует гистограмме ЛФД №1, которая была получена при заблокированном лазерном излучении (оранжевый цвет на нижнем графике). Дальнейшее увеличение $i_{s,thr}$ приводит к искусственному увеличению измеренной корреляционной функции $g^{(2)}$ выше ее истинного значения. Этот факт может быть объяснен растущим присутствием вкладов от счета фотонов в соответствующих диапазонах гистограммы ЛФД №1.

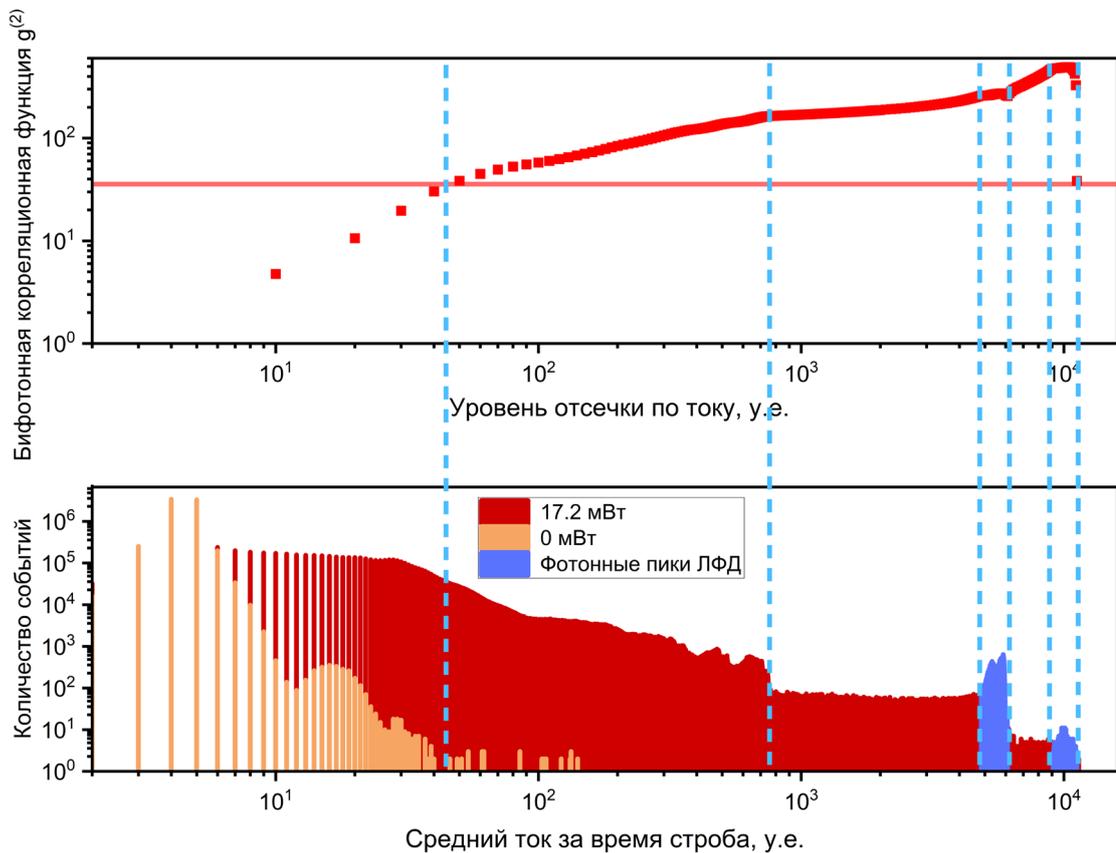


Рис. 2.12 Верхний график: Значения бифотонной корреляционной функции, определенные экспериментально с помощью схемы счета фотонов (красная линия) и аналоговой схемы с дискриминацией выборок ФЭУ ниже тока отсечки ЛФД №1 $i_{i,thr}$. Нижний график: гистограммы показаний ЛФД №1, записанных при блокировке накачки (оранжевый) и при мощности накачки 17,2 мВт (красный – общее распределение, синий – в пределах пиков счета фотонов). Мощность накачки составляет 17,2 мВт.

Пороговый уровень был отмечен в конце гистограммы ЛФД чистого шума (обозначенной оранжевым цветом), чтобы избежать систематических ошибок. Следовательно, дискриминируется лишь небольшая часть всех отсчетов ФЭУ (см. дискриминированное распределение отсчетов ФЭУ, отмеченное светло-оранжевым цветом на рис. 2.13). Однако полученное значение $g^{(2)}$ может быть меньше (из-за не устранённых вкладов шумов в токовые показания больших амплитуд) или выше (из-за наведения искусственных корреляций, вызванных процедурой), чем его истинное значение.

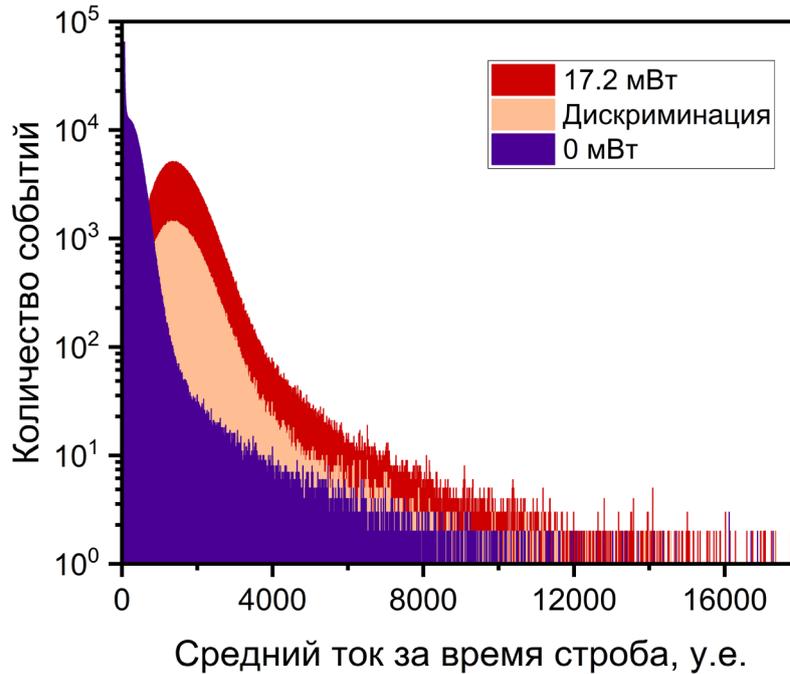


Рис. 2.13 Гистограммы показаний ФЭУ, записанных при блокировке накачки (фиолетовый цвет) и при мощности накачки 17,2 мВт (красный цвет – общее распределение, светло-оранжевый цвет – условное распределение).

Видимо, с помощью данного метода можно устранить влияние части чистого электронного шума, который одинаково влияет как на токовые показания ЛФД, так и на ФЭУ. Полученные результаты для всех мощностей с большой точностью совпадают со значениями, которые были получены с помощью однофотонных детекторов. Результаты применения этого метода при измерении $g^{(2)}$ в условиях различной мощности накачки представлены на рис. 2.14 синими треугольниками.

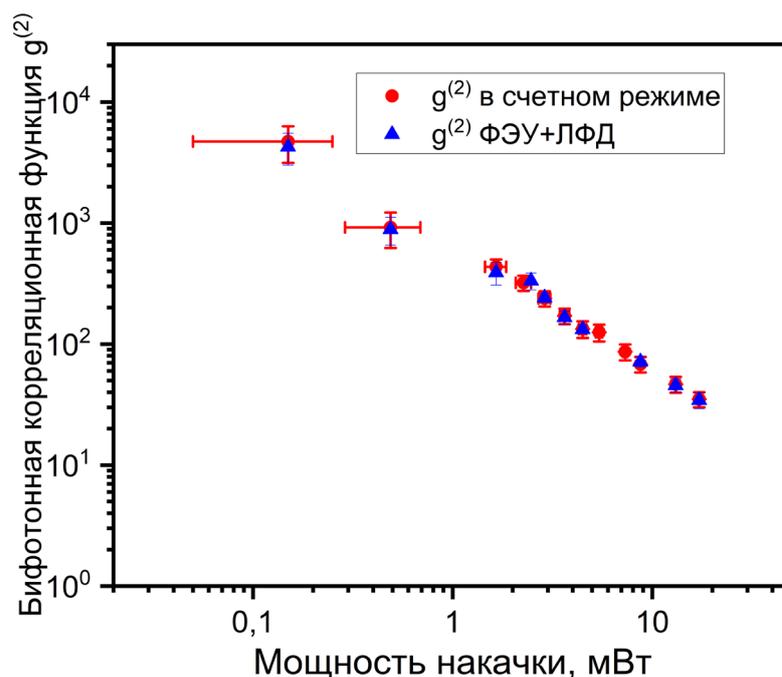


Рис. 2.14 Значения бифотонной корреляционной функции, определенные экспериментально при различных мощностях излучения накачки, использующими ЛФД №1 – детектор который находился в широком канале, а ЛФД №2 – детектор который находился в узком канале (в счетном режиме - красные точки), ЛФД №1 – детектор который находился в широком канале, а ФЭУ – детектор который находился в узком канале (в аналоговом режиме – синие треугольники).

Однако не всегда можно данным способом получить столь же успешный результат. Например, если проанализировать данные, собранные на установке на рисунке 2.5, но для кристалла ViVO толщиной 0,5 мм. В данном случае был реализован процесс СПР типа I (*ooe*) и использовался не поляризационный светоделитель. Пользуясь теми же критериями, можно получить завышенные значения $g^{(2)}$ (рис. 2.15). Исходя из анализа всех вышеперечисленных результатов, по-видимому, стоит отказаться от подобных дискриминаций для аналоговых детекторов ФЭУ.

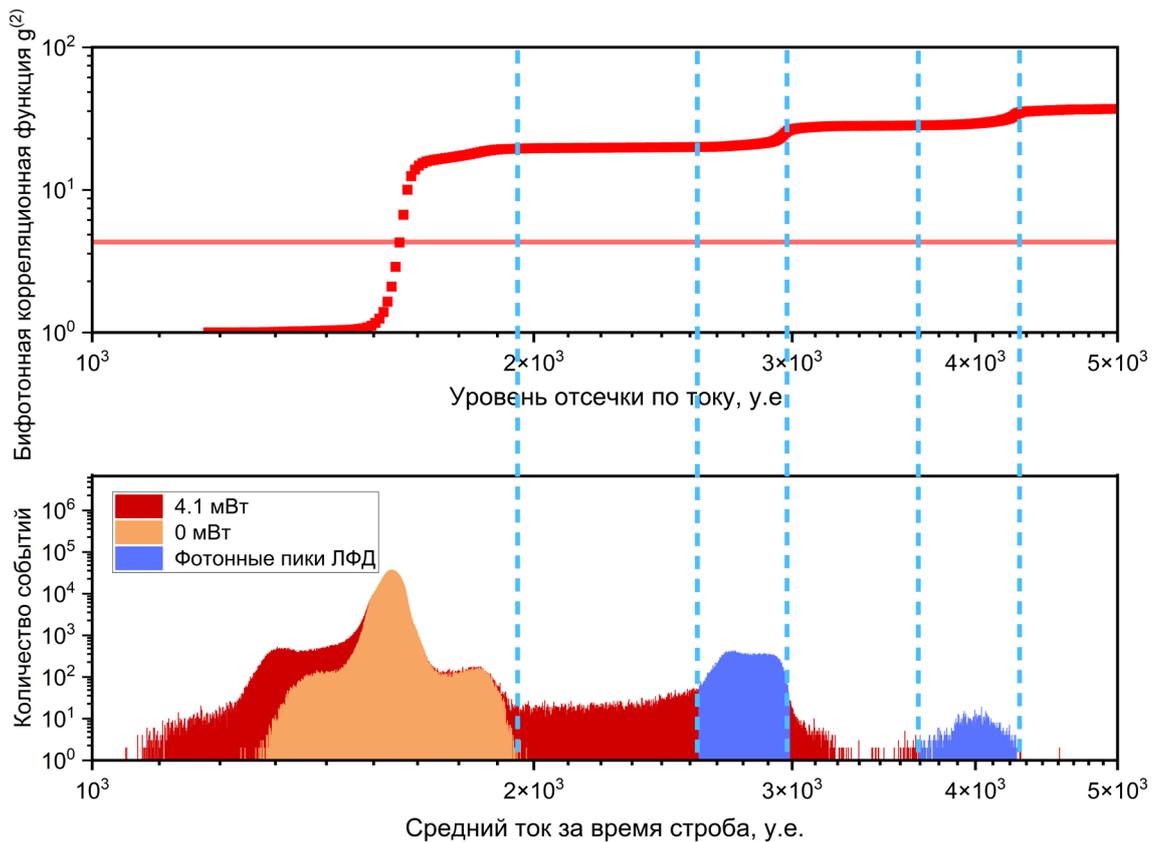


Рис. 2.15 Верхний график: Значения бифотонной корреляционной функции, определенные экспериментально с помощью схемы счета фотонов (красная линия) и аналоговой схемы с дискриминацией выборок ФЭУ ниже тока отсечки ЛФД №1 $i_{i,thr}$. Нижний график: гистограммы показаний ЛФД №1, записанных при блокировке накачки (оранжевый) и при мощности накачки 4,1 мВт (красный – общее распределение, синий – в пределах пиков счета фотонов). Мощность накачки составляет 4,1 мВт.

2.5 Измерение корреляционной функции и спектральной чувствительности в схеме с аналоговыми детекторами в обоих каналах

Очевидно, что наличие неучтенного шумового вклада в измеренные фототоки может заметно уменьшить экспериментально измеренную корреляционную функцию. Например, простое вычитание среднего шумового тока $\langle i_{i_0} \rangle$, измеренного при блокировке излучения накачки (фиолетовая гистограмма на рис. 2.13), из среднего тока $\langle i_i \rangle$ (измеренного с помощью полных гистограмм, таких как красная гистограмма на рис. 2.13, полученная при мощности накачки 17,2 мВт) недостаточно для получения истинных

значений бифотонной корреляционной функции. Вклад шума в значения $\langle i_s i_i \rangle$ в этом случае может остаться не полностью учтенным, и зарегистрированная корреляция будет ниже, чем она есть на самом деле (рис. 2.16).

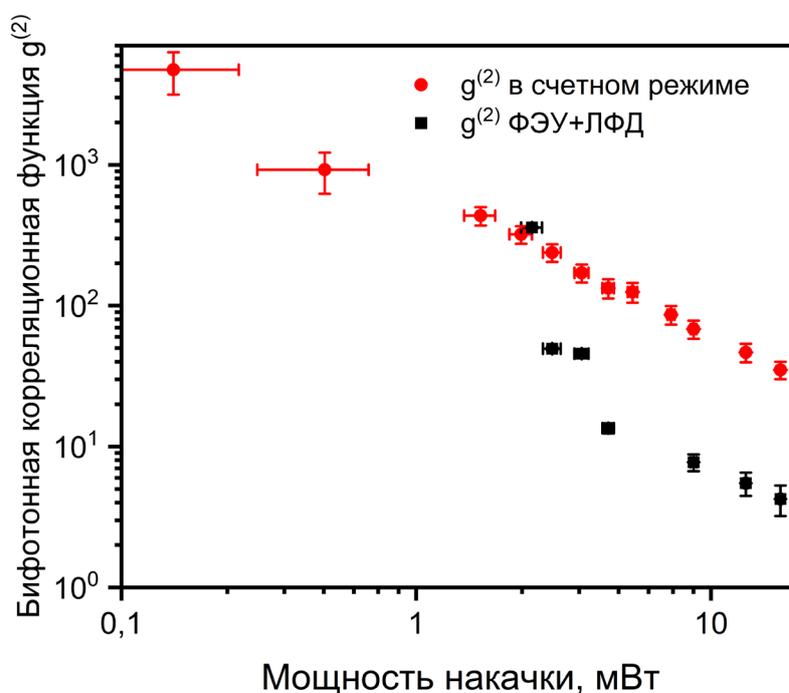


Рис. 2.16 Значения бифотонной корреляционной функции, определенные экспериментально схемой счета фотонов с двумя однофотонными детекторами ЛФД №1 и ЛФД №2 (красный) и аналоговой схемой с ЛФД №1 и ФЭУ (черные точки); к токовым показаниям ФЭУ не применялось никакой дискриминации.

В связи с полученными результатами был предложен альтернативный подход и проведен эксперимент, который позволил измерить бифотонную корреляционную функцию однозначно. Экспериментальная схема установки приведена на рисунке 2.17.

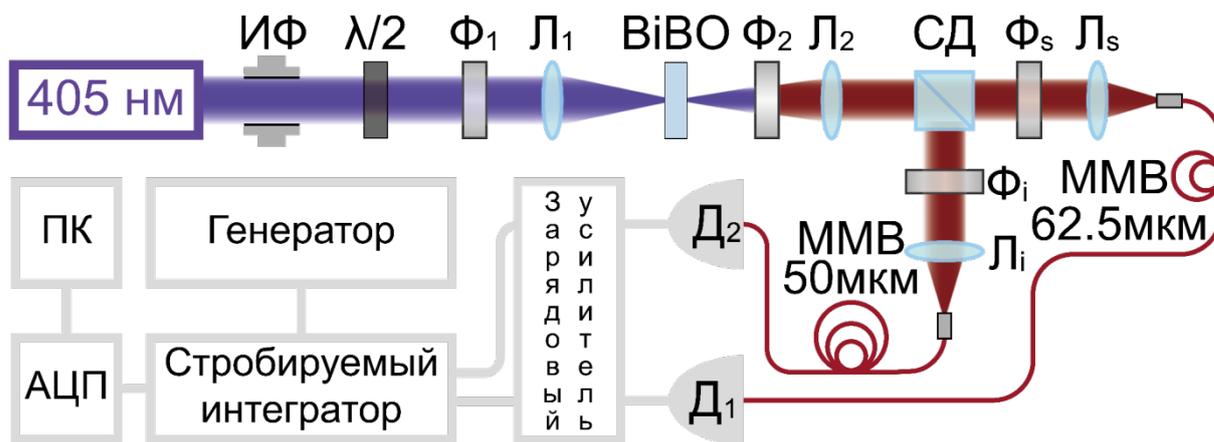


Рис.2.17 Схема экспериментальной установки, работающая в аналоговом режиме. L_1, L_2, L_i, L_s – линзы; $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_i, \Phi_s$ – фильтры; СД – поляризационный светоделитель; D_1, D_2 – детекторы; ММВ – многомодовое волокно.

В данную схему установки был включен зарядовый усилитель для того, чтобы даже самые короткие и предельно слабые импульсы ФЭУ возможно было без потери интегрировать при измерении средних токов в стробируемом интеграторе. Зарядовый усилитель позволял растянуть импульс ФЭУ до 500 нс, что совпадало в данном эксперименте с временем стробирования, кроме того, частота повторения запуска строба составляла 10кГц – чтобы ускорить сбор данных. Как и ранее, многократно измеренные разовые показания детекторов i_s^m и i_i^m через АЦП поступали в базу данных компьютера для последующей математической обработки. Кроме того, использовался кристалл ViVO толщиной 0,5 мм. Был реализован процесс СПР типа I (*ooe*), и использовался не поляризационный светоделитель.

Гистограммы показаний аналогового ФЭУ №2 (Hamamatsu 7422-50РА) изображены на рисунке 2.18 Видно, что в отличие от гистограмм, приведенных на рисунке 2.10, при увеличении мощности накачки лазера гистограмма изменяется иначе, чем гистограмма показаний детектора без зарядового усилителя. Показания ФЭУ при 0 мВт (накачка перекрыта) присутствуют в показаниях при всех мощностях накачки до такой высокой степени, что сдвиг положения пика гистограммы при подаче излучения на детектор практически не заметен. Видно, что количество событий и средний

ток у части каждой гистограммы, совпадающей с шумовой, не меняется. Количество событий правее шума плавно растет при увеличении мощности. Как можно заметить, по оси X средний ток за время строба дан в других условных единицах, чем ранее. Однако в расчетах бифотонной корреляционной функции это не принципиально и связано исключительно с особенностями АЦП, который был использован в данной установке.

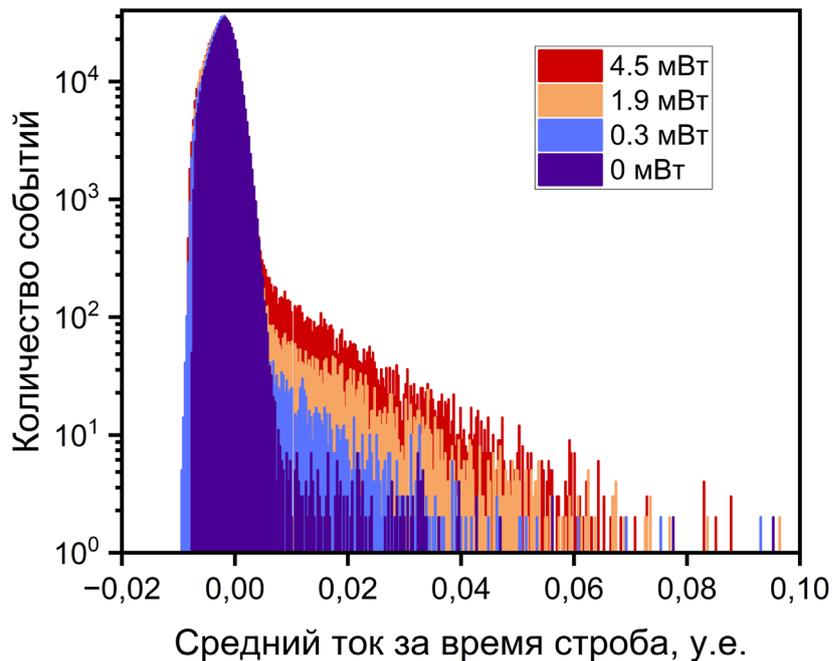


Рис. 2.18 Гистограммы статистических распределений «мгновенных» (усредненных за время регистрации 500 нс) токов, зарегистрированных от ФЭУ в широком канале с использованием зарядового усилителя, при различных мощностях лазерной накачки: 4,5 мВт (красный), 1,9 мВт (оранжевый), 0,3 мВт (синий) и 0 мВт (фиолетовый).

Каждое измеренное показание фототока i_a^m ($a = i, s$) состоит из суммы сильно флуктуирующих фототока i_a^m и темнового тока i_a^m , присутствовавшего на момент регистрации i_a . Однако, согласно (1.3), для измерения корреляционной функции необходимо знать средние моменты фототоков:

$$g^{(2)} = \frac{\langle i_s' i_i' \rangle}{\langle i_s' \rangle \langle i_i' \rangle}. \quad (2.8)$$

Среднее значение фототоков, как и было описано ранее, можно определить после независимого измерения средних шумовых токов $\langle i_a \rangle = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n i_a^m$ при перекрытом излучении лазера, т.е. когда никакое излучение не попадало на детектор:

$$\langle i'_a \rangle = \langle i_a \rangle - \langle i_{a0} \rangle. \quad (2.9)$$

Крайне важно было исключить любую возможность дискриминации низких показаний при измерении токов детекторов. На самом деле малые шумовые токи, которые при измерении темновых показаний определяют только левую часть соответствующей темновой гистограммы, при освещении внешним излучением детектора дают вклады в суммарные показания с более высокими значениями. Будучи проигнорированы на стадии измерения $\langle i_{a0} \rangle$, они не были бы полностью исключены при вычислении среднего фототока с помощью простого вычитания (2.9).

Было показано, что с точностью до 0.005 корреляционная функция, измеренная при выключенном излучении СПР, равна 1, чтобы удостовериться в отсутствии взаимных ковариаций шумовых показаний двух детекторов. Отсутствовали также ковариации фото- и темновых показаний двух различных детекторов. В этом случае справедливо соотношение

$$\langle i'_s i'_i \rangle = \langle i_s i_i \rangle - \langle i_s \rangle \langle i_{i0} \rangle - \langle i_i \rangle \langle i_{s0} \rangle + \langle i_{s0} \rangle \langle i_{i0} \rangle \quad (2.10)$$

Значения бифотонной корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}$, рассчитанные с помощью соотношений (2.8) - (2.10) по данным, полученным при различных значениях мощности накачки, приведены на рисунке 2.19. Как и ожидалось, характер поведения полученной зависимости полностью совпадает с теоретически предсказываемой для СПР, а именно с уменьшением мощности накачки P_{pump} пропорционально падает число генерируемых

бифотонов и обратно пропорционально растет величина квантового превышения корреляционной функции, $g^{(2)} - 1 \propto P_{\text{питр}}^{-1}$. Для численного сравнения на рисунке 2.19 красными точками приведены результаты независимого определения $g^{(2)}$ стандартным методом счета фотонов. Для сравнения бифотонных корреляционных функций, регистрируемых аналоговой и счетной экспериментальными схемами, $g^{(2)}$ было пересчитано, как и ранее, с помощью формулы (2.6).

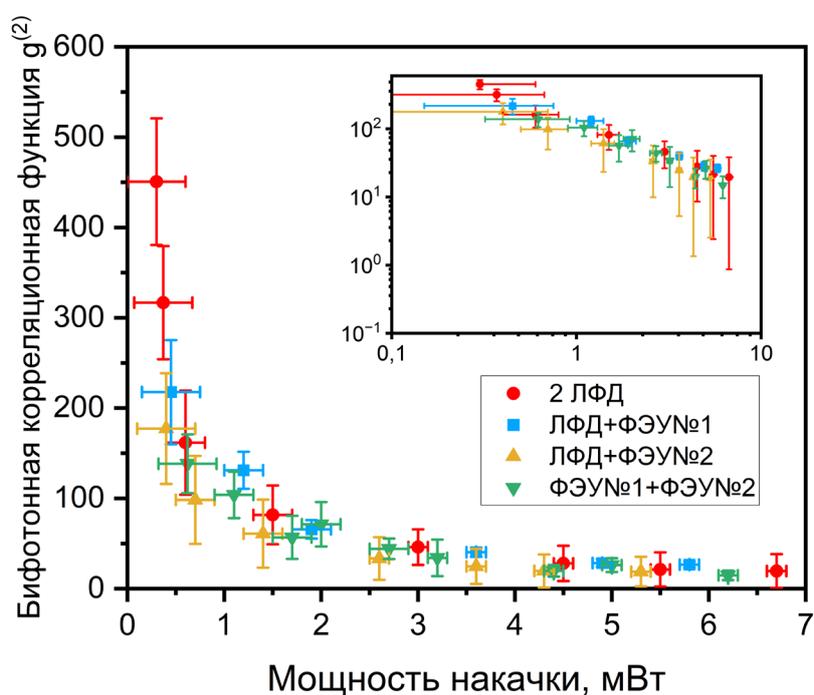


Рис. 2.19 Значения бифотонной корреляционной функции, определенные экспериментально при различных мощностях излучения накачки, 2 ЛФД в счетном режиме (красные точки), ЛФД №1 в узком канале и ФЭУ №2 в широком канале в аналоговом режиме (синие квадраты), ЛФД №1 в узком канале и ФЭУ №1 в широком канале в аналоговом режиме (желтые треугольники), ФЭУ №2 в узком канале и ФЭУ №1 в широком канале в аналоговом режиме (зеленые треугольники).

Кроме того, для проверки полученных результатов была проведена рассинхронизация данных с введением временного сдвига значений тока, зарегистрированных в широком канале, относительно значений тока, полученных в узком канале. На рисунке 2.20 видно, что в нуле (без сдвига) при определенной мощности лазера получается значение бифотонной

корреляционной функции, которое и ожидается на этих мощностях, а сдвинутые значения $g^{(2)}$ падают до фона, равного константе. Полученная константа отличалась от единицы, которая ожидалась при рассинхронизации данных. Такое могло произойти по нескольким причинам: влияние фонового шума (если в системе присутствует шум или фоновый свет, это может привести к увеличению числа зарегистрированных событий); наличие статистических флуктуаций (при относительно малом числе зарегистрированных событий могут возникать статистические колебания); наличие флуктуаций измерительной установки; флуктуации интенсивности накачки. Однако в данном случае константа достаточно близка к единице относительно основного значения при нулевой рассинхронизации, и это отклонение можно считать незначительным.

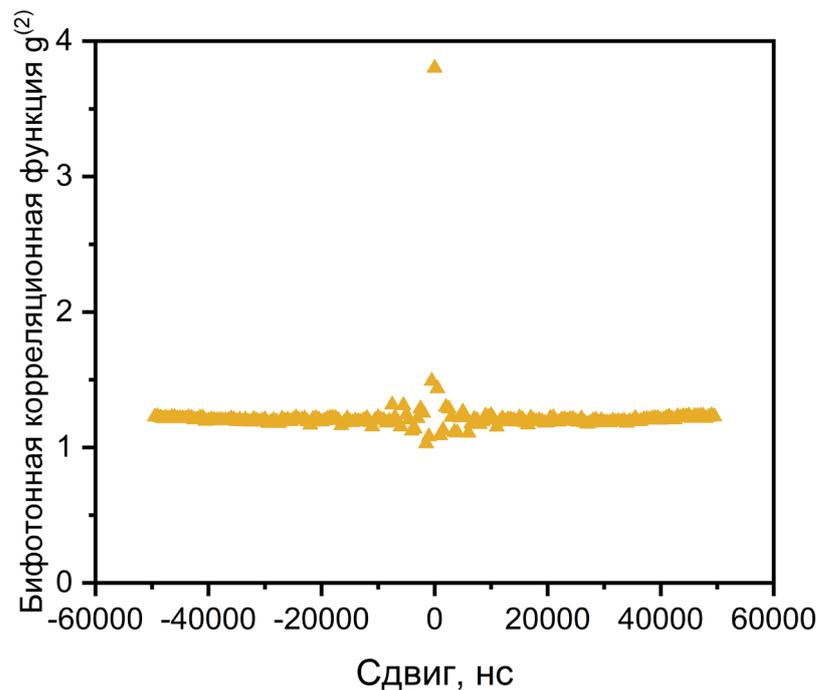


Рис. 2.20 Значения бифотонной корреляционной функции в зависимости от сдвига экспериментальных значений в одном канале относительно второго канала.

После измерения бифотонной корреляционной функции $g^{(2)}$, используя соотношение $\langle N \rangle = (g^{(2)} - 1)^{-1}$, стало возможно определить средние значения

чисел фотонов N , генерируемых в кристалле ViBO в более широком сигнальном канале (рис. 2.21) за время детектирования. Коэффициент пропускания сигнального излучения составлял $K_s = 0.18$. Таким образом, становится известным число фотонов $K_s \langle N \rangle$, попадающих на детектор.

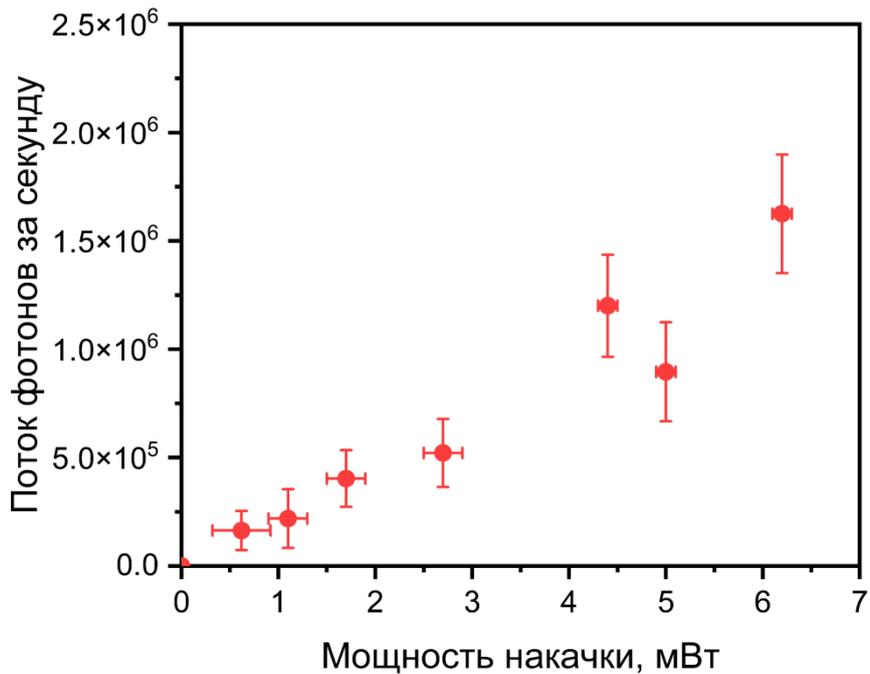


Рис. 2.21 Значения потока фотонов за секунду в зависимости от мощности накачки, падающей на кристалл.

Далее можно узнать, какая именно мощность сигнального излучения попадает на детектор, простым умножением потока фотонов за секунду на энергию фотона с длиной волны 810нм (рис. 2.22).

$$P_s = \hbar\omega_s K_s \langle N \rangle / t_{gate} \quad (2.11)$$

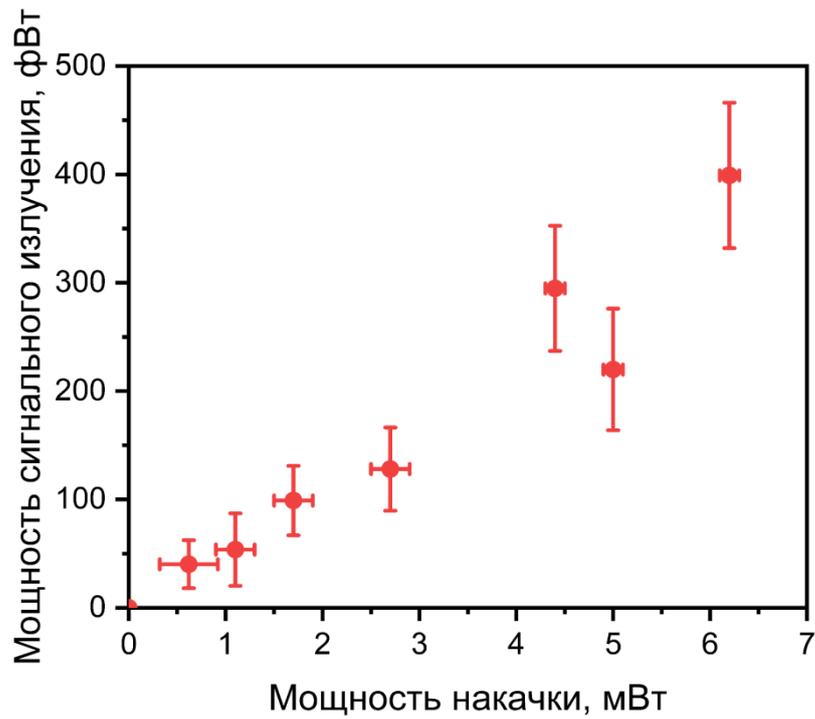


Рис. 2.22 Значения мощности излучения, падающего на сигнальный детектор, в зависимости от мощности накачки СПР.

По результатам вычислений отношения среднего фототока $\langle i'_s \rangle$ к мощности P_s можно определить ампер-ваттную чувствительность ФЭУ №1 (2.12):

$$S_\omega = \frac{t_s (g^{(2)} - 1)}{\hbar \omega_s K_s} (\langle i_s \rangle - \langle i_{s0} \rangle) \quad (2.12)$$

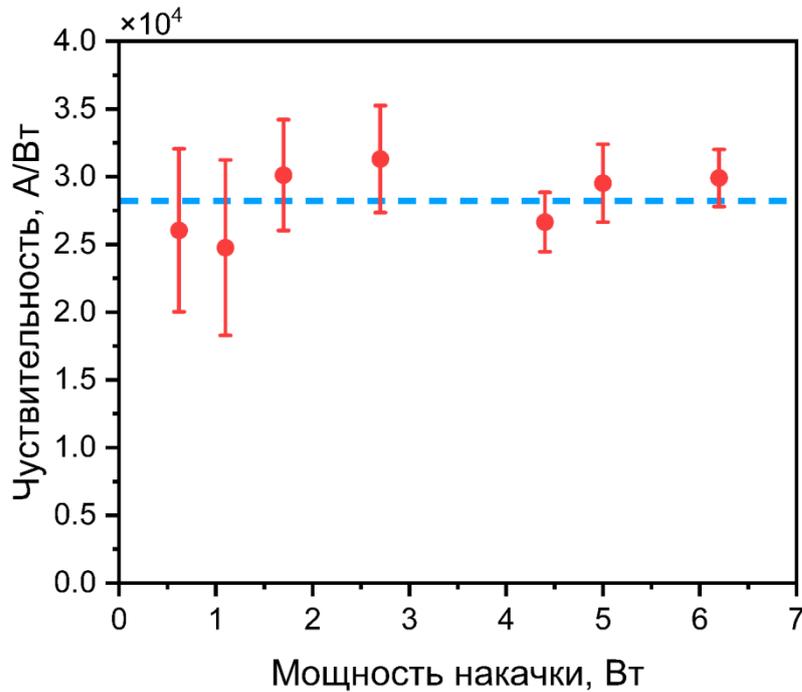


Рис. 2.23 Значения анодной ампер-ваттной чувствительности ФЭУ №1 на длине волны 810 нм, при различных мощностях излучения накачки, определяемые методом СПР.

Ее величина составила $S_{\omega} \approx (2.8 \pm 0.4) \times 10^4$ А/Вт на длине волны 810нм.

Данная чувствительность была получена при условии, что на диоды ФЭУ подавалось напряжение 0.8В. Чтобы определить точность таких измерений, определяется ошибка измерения всех экспериментальных параметров, входящих в итоговое выражение для расчета спектральной чувствительности. Полученное значение хорошо согласуется с данными от производителя данного детектора фирмы Hamamatsu, в которых приводится спектральная анодная чувствительность $S_{\omega} = 3.6 \times 10^4$ А/Вт на длине волны 550нм. Согласно сведениям о спектральной зависимости катодной чувствительности, которые сообщает Hamamatsu на своем сайте (<https://datasheet4u.com/datasheet-pdf/HamamatsuCorporation/H7422-20/pdf.php?id=55471>), при приближении к длине волны 810нм ампер-ватная чувствительность падает в несколько раз.

Выводы к Главе 2

- 1) Разработаны экспериментальные схемы для измерения корреляционных параметров бифотонного излучения параметрического рассеяния света в условиях аналогового режима регистрации показаний как однофотонных, так и аналоговых детекторов, не способных работать в режиме счета фотонов.
- 2) Исследованы подходы, направленные на исключение систематических ошибок при измерении с помощью аналоговых фотоприемников с высоким уровнем шумов нормированной бифотонной корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}$. Показано, что методы, основанные на пороговой или условной (по показаниям однофотонного детектора в противоположном канале) дискриминации шумовых показаний, не являются универсальными, так как могут давать либо заниженные, либо завышенные значения $g^{(2)}$.
- 3) Предложен метод измерения бифотонной корреляционной функции с помощью аналоговых детекторов без применения дискриминаций, основанный на полном учете всех темновых шумовых показаний. Получены соотношения для расчёта корреляционной функции в условиях, когда отсутствуют корреляции между шумовыми показаниями разных детекторов, а также между фото-показаниями одного и шумовыми показаниями второго детекторов. Предложенный подход показал себя универсальным методом для измерения корреляционной функции как при совместной работе двух аналоговых детекторов, так и для вариаций, когда в одном канале стоит аналоговый, а во втором – однофотонный детектор.
- 4) Продемонстрирована возможность измерения спектральной амперваттной чувствительности детектора на основе фотоэлектронного умножителя на установке спонтанного параметрического рассеяния

света – без использования однофотонных фотоприемников, а также без каких-либо эталонных источников или приемников излучения.

Глава 3. Статистический анализ токовых показаний аналоговых детекторов

Во многих источниках, таких как [98-102], можно найти информацию об описании статистических распределений амплитуд элементарных импульсов различных аналоговых детекторов сложными функциями, хотя чаще всего их можно приближенно аппроксимировать более простым распределением Гаусса. В [103] была предпринята попытка вывести более сложную формулу, которая учитывала бы возможную неоднородность фотокатода ФЭУ. В работах [100, 101] показано, что из распределения величины среднего фототока можно определить Фурье-образ распределения амплитуды элементарного отклика. Однако использование методов, включающих сложные численные процедуры, требует высокоточных измерений распределения фототока во всем динамическом диапазоне детектора, что не всегда возможно.

В этой главе описаны подходы к обработке статистических распределений показаний детекторов, не способных работать в режиме счета фотонов. Исследуются различные методы аппроксимации распределений выходных токов аналоговых ФЭУ. Экспериментально показания детекторов получены при различных мощностях накачки и различных длинах волн излучения, генерируемого при параметрическом рассеянии. Рассматривались мощности накачки в режиме СПР, а также в режиме ПР при коэффициентах параметрического усиления порядка $\beta \approx 0.8$. С помощью исследования такой характеристики, как коэффициент подавления шума (NRF), был произведен анализ результатов различных аппроксимаций экспериментальных данных и сделан вывод об их применимости.

3.1 Анализ токовых показаний аналоговых детекторов с использованием распределений Гаусса и Пуассона

В данном разделе рассматривается анализ токовых показаний аналоговых детекторов, нацеленный на определение средних чисел и амплитуд входящих в них элементарных импульсов фототока. Первым этапом анализа является регистрация статистических показаний аналоговых детекторов. Вторым этапом является сравнение экспериментальных гистограмм однофотонных и аналоговых детекторов. Далее проводится аппроксимация экспериментальных данных в предположении о Гауссовском распределении амплитуд элементарных импульсов и последующий анализ параметров аппроксимации.

На рисунке 3.1 изображена схема экспериментальной установки, применявшейся на первом этапе. Источником накачки служил одномодовый диодный лазер с длиной волны 405 нм. Для предотвращения попадания отражений от оптических элементов был установлен изолятор Фарадея (ИФ). Для управления поляризацией накачки лазера была установлена полуволновая пластинка. Далее для того, чтобы избавиться от паразитного длинноволнового излучения, был установлен фильтр Φ_1 , который не пропускал излучение с длинами волн выше 450 нм. Излучение лазера было сфокусировано кварцевой линзой (L_1) ($F = 40$ мм) на кристалл ВіВО толщиной 0,5 мм. Был реализован процесс СПР типа I (*ооо*). После фильтра (Φ_2), который отсекал излучение накачки (405 нм), прошедшее через него бифотонное излучение собиралось линзой (L_2) с фокусным расстоянием $F = 45$ мм и попадало на светоделитель (СД), разделяющий фотоны по «сигнальным» или «холостым» каналам. Для регистрации сигнала и холостого излучения использовались разные фотодетекторы, а именно ФЭУ и ЛФД. Одним из них был детектор (ФЭУ №1) с чувствительным ФЭУ (D_1), который мог работать только в аналоговом режиме. Вторым был лавинный фотодиод (ЛФД) с модулем Laser Components COUNT NIR (D_2), который генерировал импульсы в формате TTL

(стандартизированные электрические импульсы). В сигнальном канале находился фильтр с центральной длиной волны 800нм и полной шириной 40нм (Φ_s), после которого находилась линза L_s ($F = 11$ мм), которая фокусировала излучение СПР на торец оптоволокна диаметром 62,5мкм. В холостом канале находился фильтр с центральной длиной волны 810нм и полной шириной 10нм (Φ_i), после которого находилась линза L_i ($F = 11$ мм), которая фокусировала излучение СПР на торец оптоволокна диаметром 50мкм. Детектор D_1 , находящийся в сигнальном канале, мог регистрировать большее количество пространственных и частотных мод. Если оба детектора были однофотонными, то данную схему можно было использовать для абсолютной калибровки детектора по методу Клышко [27, 28, 97]. В данном случае на месте D_1 в сигнальном канале стоял ЛФД №1, а в холостом канале ФЭУ №1 (D_2).

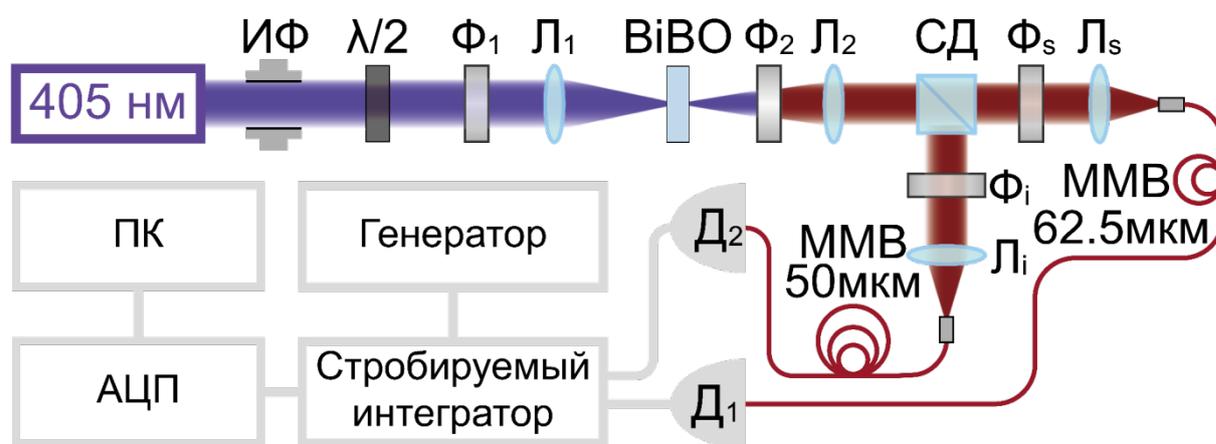


Рис. 3.1 Схема экспериментальной установки, работающая в аналоговом режиме. L_1, L_2, L_i, L_s – линзы; $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_i, \Phi_s$ – фильтры; ПСД – поляризационный светоделитель; D_1, D_2 – детекторы; ММВ – многомодовое волокно.

В регистрирующей части установки интегратор SR250 определял средний ток каждого детектора за время строба $t_{gate} = 900$ нс. Время строба было установлено намного большим, чем мертвое время обоих детекторов. Значения измеряемого тока за каждое время строба для обоих из пары детекторов записывались в базу данных в течение 10 минут. На рисунке 3.2

показаны статистические распределения полученных таким образом значений токов для обоих детекторов. Для ЛФД, как видно из рисунка 3.2(а), распределение состоит из отдельных пиков, соответствующих разному числу фотоотсчетов. Пуассоновским распределением определяется соотношение их высот. Среднее значение пропорционально средней интенсивности падающего света и квантовой эффективности ЛФД. На рисунке 3.2(б) видно, что распределение тока за время строба ФЭУ содержит один широкий максимум. Это связано с тем, что пики, которые соответствуют разному числу фотоотсчетов, сливаются вместе. Из этого следует, что ФЭУ может работать только в аналоговом режиме и нет возможности оценить, сколько фотоотсчетов было произведено за каждое время строба. Фотоотсчетом для аналогового ФЭУ называется импульс, который формируется на выходе ФЭУ при поглощении фотона на фотокатоде аналогового детектора.

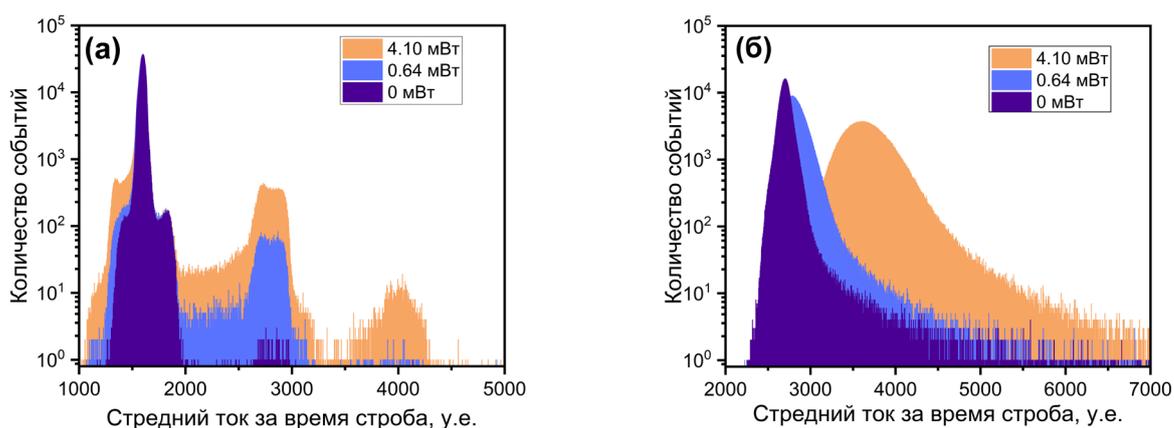


Рис. 3.2 Экспериментальные распределения токов за время строба при различных значениях мощности лазерного излучения для (а) счетного ЛФД и (б) аналогового ФЭУ.

Однако, как было показано в [76], можно определить средний ток за время строба, соответствующий одному фотоотсчету, а также среднее число зарегистрированных фотоотсчетов по асимметричному распределению, подобному приведенным на рис. 3.2(б), зарегистрированному при малой интенсивности излучения. Величина зарегистрированного тока за время строба является результатом сочетания нескольких случайных процессов.

Во-первых, случайный процесс приводит к эмиссии фотоэлектронов с поверхности фотокатода, индуцированных падающим излучением. В случае многомодового излучения число фотоэлектронов описывается распределением Пуассона - аналогично числу падающих фотонов, в соответствии с квазиклассической теорией фотодетектирования. В некоторых детекторах доставка фотоэлектронов в диодную систему может сопровождаться размножением электронов [75]. Количество фотоэлектронов n , попавших в диодную систему детектора за время t_{gate} , описывается распределением Пуассона $P_p(n, A) = (A^n/n!) \exp(-A)$, где A — среднее число фотоэлектронов. Известно, что $A = \eta N$, где N — среднее число фотонов, попавших на фотокотод за некоторое время t_{gate} . η — так называемая эффективность детектора. Эффективность учитывает вероятность события ионизации (событие вызвано поглощением одного фотона на фотокатоде) и вероятность размножения фотоэлектронов перед входом в диодную систему. Это и является отличием η от эффективности η' однофотонного детектора, которая обычно рассматривается в технике счета фотонов; η' определяет именно вероятность поглощения фотона в светочувствительном слое (по сути, является первой частью процесса). По определению, $\eta' < 1$, при этом η может быть существенно больше: $\eta = \eta' \mu$, где μ — среднее число фотоэлектронов, попадающих в диодную систему в расчете на один фотон падающего излучения.

Во-вторых, во всей системе регистрации и детекторе присутствуют электронные шумы, которые дают вклад в показания системы даже в отсутствие падающего излучения. Далее будет показано, что статистика шума в случае наших гистограмм может быть описана суммой двух гауссовских распределений:

$$F_0(i) = C_1 P_G(i, I_{01}, D_{01}) + (1 - C_1) P_G(i, I_{02}, D_{02}). \quad (3.1)$$

Здесь $P_G(i, I_{0j}, D_{0j}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D_{0j}}} \exp\left(-\frac{(i - I_{0j})^2}{2D_{0j}}\right)$ для $j = 1, 2$. Где i – ток за время строба, I_{0j}, D_{0j} – средние и дисперсия шума для данного распределения, C_1 – нормировочная константа.

Наконец, каждый фотоэлектрон, который попадает в диодную систему, приводит к появлению макроскопического тока на выходе детектора за счет дальнейшего усиления. Этот ток за время строба i можно описать распределением Гаусса, т.к. он формируется в результате макроскопически большого количества однотипных случайных событий. Если на вход диодной системы поступают n фотоэлектронов за время детектирования t_s , то распределение зарегистрированного тока должно описываться сверткой n независимых гауссиан $P_G(i, I_{0j}, D_{0j})$ с распределением электронного шума $F_0(i)$:

$$F_n(i) = C_1 P_G(i, n\langle i_0 \rangle + I_{01}, n\langle D \rangle + D_{01}) + (1 - C_1) P_G(i, n\langle i_0 \rangle + I_{02}, n\langle D \rangle + D_{02}). \quad (3.2)$$

Параметры $\langle i_0 \rangle$ и $\langle D \rangle$ описывают статистическое распределение электронных сигналов, возникающих при поглощении одного фотоэлектрона на первом диоде ФЭУ. В итоге можно получить функцию для аппроксимации экспериментальных гистограмм, используя пуассоновское распределение числа фотоэлектронов:

$$F(i) = e^{-A} \sum_n \frac{A^n}{n!} F_n(i) \quad (3.3)$$

Значение параметров, полученных в результате аппроксимации, приведены в табл. 3.1. Они получены для гистограмм, снятых при различных интенсивностях падающего на кристалл излучения. На рисунке 3.3 показаны

сплошными линиями результаты аппроксимации распределений токовых показаний ФЭУ при двух различных мощностях диодного лазера. Как упоминалось, в отсутствии излучения распределение хорошо аппроксимируется суммой двух гауссиан $F_0(i)$ (3.1). Для дальнейшей работы с сигнальными показаниями фиксировались параметры этих гауссиан $(C_1, I_{01}, D_{01}, I_{02}, D_{02})$ и аппроксимировались распределения, полученные при ненулевой интенсивности излучения функцией (3.3). Численное суммирование в (3.3) производилось вплоть до $n_{\max} = 30$.

Таблица 3.1. Параметры аппроксимации экспериментальных гистограмм показаний ФЭУ №1 с помощью распределения (3.3) при $n_{\max} = 30$

P , мВт	A	$\langle i_0 \rangle$	$\langle D \rangle$
0.64	2.38 ± 0.07	53 ± 2	1077 ± 58
1.20	5.3 ± 0.6	51 ± 6	872 ± 220
1.45	6.2 ± 0.9	51 ± 8	873 ± 278
1.84	8.1 ± 2.0	52 ± 13	849 ± 462
2.47	10.9 ± 5.2	52 ± 26	829 ± 960
2.60	11.7 ± 7.0	52 ± 33	815 ± 1212
3.00	13.1 ± 8.5	52 ± 36	800 ± 1347
3.46	15.2 ± 1.2	53 ± 4	792 ± 164
4.10	16.4 ± 0.4	58 ± 1	583 ± 71

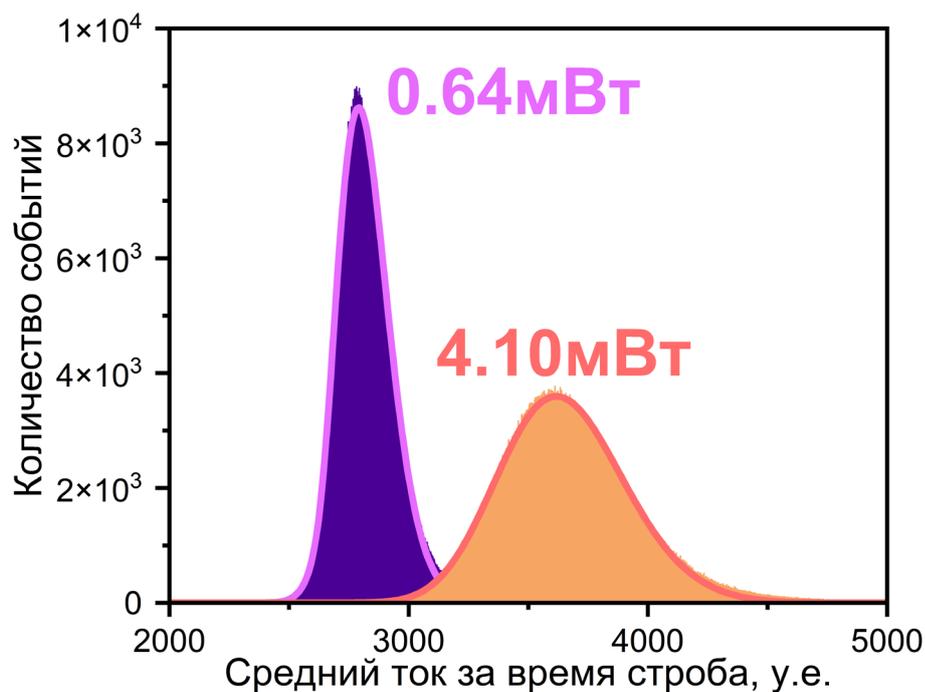


Рис. 3.3 Экспериментальные распределения показаний ФЭУ (в виде сплошных гистограмм темно-фиолетовым и светло-оранжевым цветами), полученные при различных мощностях диодного лазера, и их аппроксимация функцией (3.3) (в виде сплошных линий светло-фиолетовым и темно-оранжевым цветами).

Как и ожидалось, среднее число фотоэлектронов A увеличивается пропорционально мощности накачки (рис. 3.4). Параметры детектора $\langle i_0 \rangle$ и $\langle D \rangle$ практически не изменяются. Такое поведение подтверждает справедливость сделанных приближений и выбора вида аппроксимирующих функций.

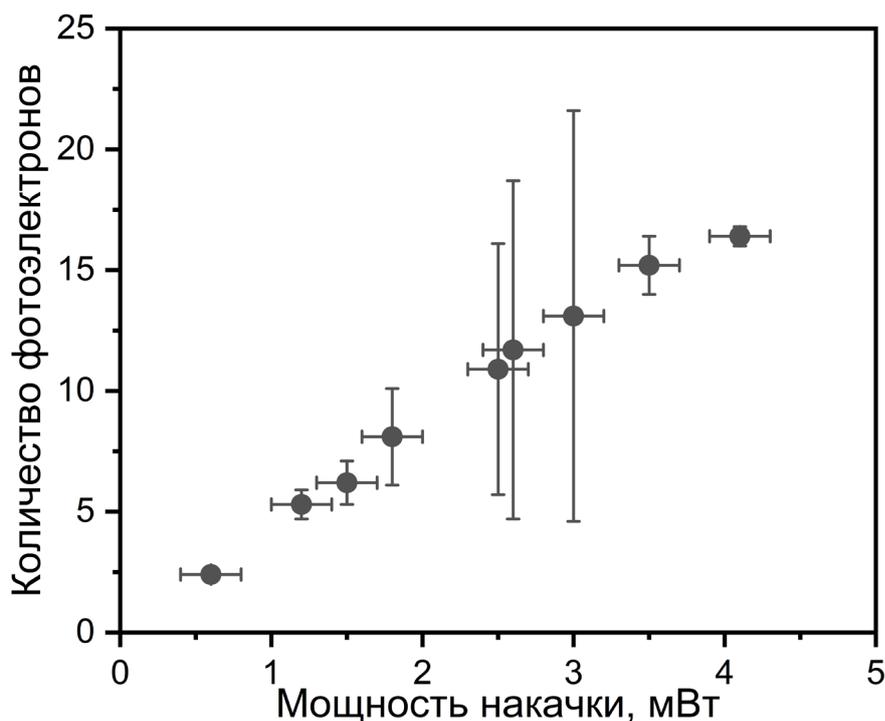


Рис. 3.4 Значения количества фотоэлектронов, A полученные из аппроксимаций, в зависимости от мощности накачки.

На высоких n_{\max}/A точность определения параметров зависит в первую очередь от степени асимметрии распределения Пуассона. Наличие асимметрии позволяет разделить пуассоновский и гауссовский вклады. На рисунке 3.5 показано, как с увеличением A уменьшается асимметрия распределений. Однако в данной работе использовалось $n_{\max} = 30$, и, как следствие, по мере роста A становится сложно разделить пуассоновский и гауссовский вклад. В результате неопределенности полученных параметров аппроксимации имеют тенденцию увеличиваться.

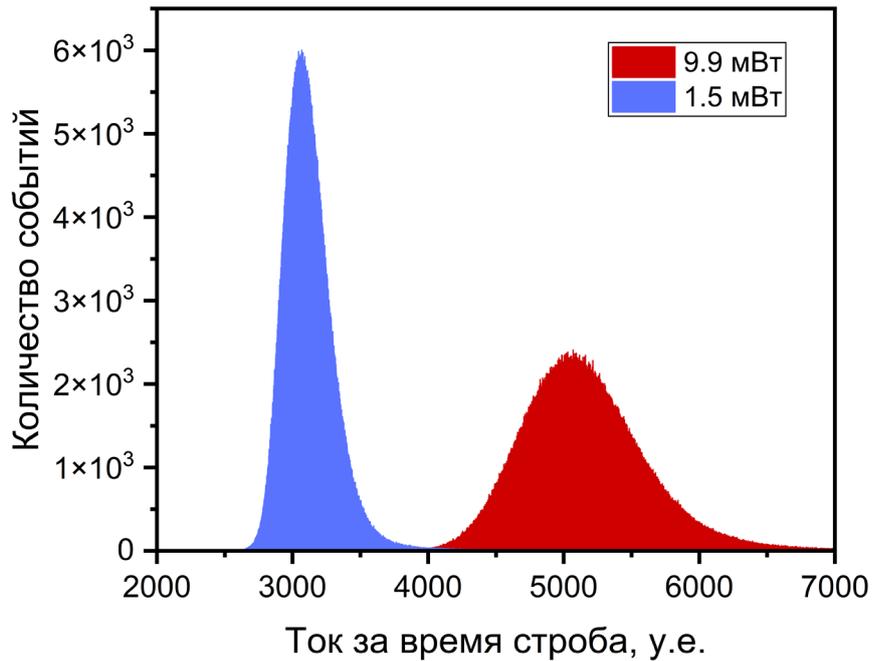


Рис. 3.5 Экспериментальные распределения показаний ФЭУ, полученные при различных мощностях накачки диодного лазера.

Как можно заметить, в таблице 3.1 разброс средних значений $\langle i_0 \rangle$ и $\langle D \rangle$, которые были получены для разных мощностей лазерной накачки P_{pump} , намного меньше, чем приведенные в таблице 3.1 неопределенности аппроксимации. Этот факт косвенно показывает то, что при $n_{max}/A > 2$ реальная точность определения параметров значительно выше, а такие большие неопределенности возникают вследствие обрыва численного ряда. В последних двух строках отношение n_{max}/A становится слишком малым, и приходится учитывать дополнительную ошибку из-за слишком раннего разрыва численного расчета ряда в уравнении (3.3). Однако при $n_{max} = 170$ последние 2 значения в таблице 3.1 изменятся. Они представлены в таблице 3.2. Все значения с аппроксимационными параметрами в этих таблицах представляют собой результаты аппроксимации и связанные с ними неопределенность.

Таблица 3.2. Параметры аппроксимации экспериментальных распределений показаний ФЭУ №1 с помощью уравнения (3.3) при $n_{\max} = 170$

P , мВт	A	$\langle i_0 \rangle$	$\langle D \rangle$
3.46	15.3±5.5	52±19	931±733
4.10	18.2±7.9	52±22	941±772

Но, когда $n_{\max} = 170$, при суммировании в (3.3) аппроксимация занимает слишком много времени, поэтому для дальнейшего анализа были отобраны только значения, полученные с хорошей точностью уже при $n_{\max} = 30$, т.е. мощностях накачки в диапазоне от 0.64 мВт до 3.0 мВт. Полезно проанализировать все полученные значения, записанные в таблице 3.1, для этого стоит посчитать средние и разбросы величин $\langle i_0 \rangle$ и $\langle D \rangle$. Было получено следующее: $\langle i_0 \rangle = 52 \pm 2$ и $\langle D \rangle = 873 \pm 94$. Средний элементарный ток $\langle i_0 \rangle$ определяется с меньшей относительной ошибкой, чем дисперсия $\langle D \rangle$. Это можно объяснить тем, что гауссовская функция все же недостаточно хорошо подходит для описания статистики элементарного тока.

3.2 Анализ показаний аналоговых детекторов с использованием экспоненциального распределения амплитуд элементарных токовых импульсов

Теперь рассмотрим альтернативную экспериментальную схему установки (см рисунок 2.17). Принципиальное отличие от установки на рисунке 3.1 – это наличие зарядового усилителя. Кроме того, был реализован процесс СПР типа I (*оое*) и использовался не поляризационный светоделитель. В данном случае использовался кристалл ВiВО толщиной 0.5мм, зарядовый усилитель с выходным шунтом 50 Ом. Зарядовый усилитель выходным шунтом 50 Ом растягивал импульс ФЭУ до 500 нс. Это время совпадало со временем стробирования. Частота запуска импульса интегрирования равнялась 10кГц, что влияло только на скорость набора данных. Такая

модификация экспериментальной установки позволяет избежать возможных после-импульсов [104], т.к. зарядовый усилитель усиливает, сглаживает и растягивает основную короткую часть импульса ФЭУ во времени, исходная длительность которой изначально составляла всего несколько десятков наносекунд. При этом подавляется длинный «хвост», который мог тянуться без шунтирования на нескольких сотен наносекунд, что на несколько порядков больше времени стробирования. В таком варианте установки даже самые короткие и слабые элементарные импульсы ФЭУ возможно было без потери интегрировать.

Экспериментальные гистограммы, представленные на рисунке 3.6, меняются несколько другим образом в зависимости от мощности попадающего на кристалл излучения. Видно, что все распределения имеют практически одинаковый пик, соответствующий флуктуациям шума, и экспоненциальный «хвост» справа, высота которого растет с мощностью накачки.

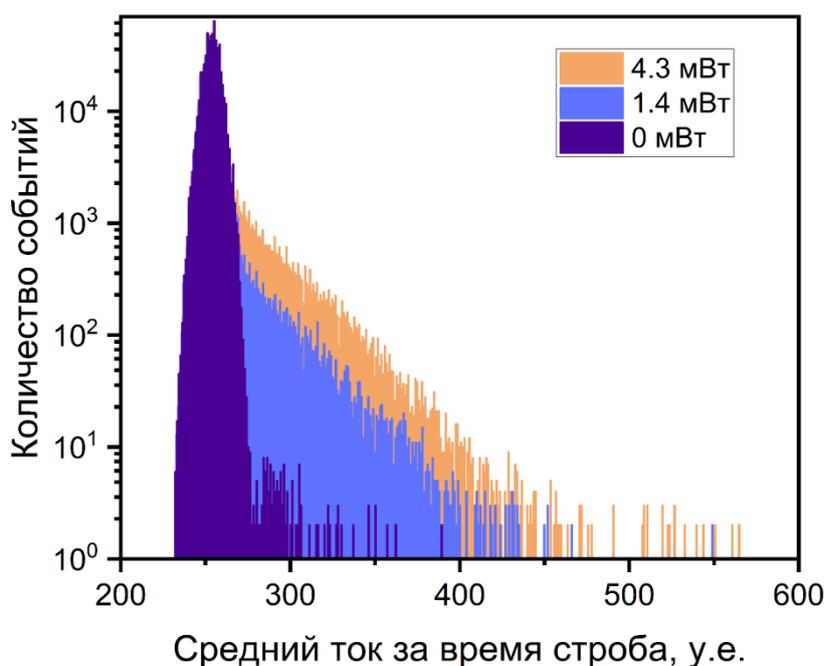


Рис. 3.6 Экспериментальное распределение тока за время строба аналогового ФЭУ при использовании в экспериментальной установке зарядового усилителя.

Форма хвоста гистограмм позволяет предположить, что распределение амплитуды элементарного отклика детектора может теперь описываться экспонентой:

$$S_1(i) = b\theta(i)\exp(-bi), \quad (3.4)$$

где $\theta(i)$ – функция Хэвисайда. Если за время измерения на выходе ФЭУ появилось n элементарных откликов, то распределение их суммы описывается сверткой n одиночных функций.

$$S_n(i) = S_{n-1}(i) \otimes S_1(i) = b^n \frac{i^{n-1}}{(n-1)!} \theta(i) \exp(-bi). \quad (3.5)$$

Учитывая, что среднее значение шума I_0 в отсутствии накачки отлично от 0, в дальнейшем в формуле 3.5 аргумент i следует заменить на $(i - I_0)$.

В то же время распределение шума хорошо описывается гауссовской функцией

$$F_0(i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D_0}} \exp\left(-\frac{(i - I_0)^2}{2D_0}\right) \quad (3.6)$$

с дисперсией $D_0 = 19.2 \pm 0.6$. После аппроксимации функцией (3.6) параметры шума фиксировались, и распределения, полученные при различных значениях мощности накачки, были аппроксимированы при помощи полной формулы (3.7) (см. ниже).

В общем случае распределение фототока в случае появления n элементарных откликов определяется сверткой функции $S_n(i)$ с распределением шума. Вне зависимости от числа элементарных откликов спадание распределения при больших значениях тока описывается одним и тем же экспоненциальным законом с декрементом, который в данном случае

был равен $b = 0.038 \pm 0.001$. Однако в данном случае $b^2 D_0 \approx 0.03 \ll 1$, следовательно, можно было с высокой точностью считать $S_n(i) \otimes F_0(i) \approx S_n(i)$ при любых n .

Учитывая, что число элементарных откликов, возникших на выходе ФЭУ за время измерения, описывается распределением Пуассона, получаем итоговую формулу, которой могут описываться распределения, подобные представленным на рис. 3.6:

$$F(i) = C \left\{ F_0(i) + \theta(i - I_0) e^{-b(i - I_0)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A^n b^n (i - I_0)^{n-1}}{n! (n-1)!} \right\}, \quad (3.7)$$

где A – пуассоновское число элементарных откликов, а C – общий нормировочный множитель.

На всех распределениях на рис. 3.6 шумовой пик существенно выше экспоненциального хвоста, что означает, что среднее число элементарных откликов $A \ll 1$. Поскольку сначала были найдены параметры шума, стало возможно использовать приближение $S_n(i) \otimes F_0(i) \approx S_n(i)$. Пример такой аппроксимации показан на рис. 3.7.

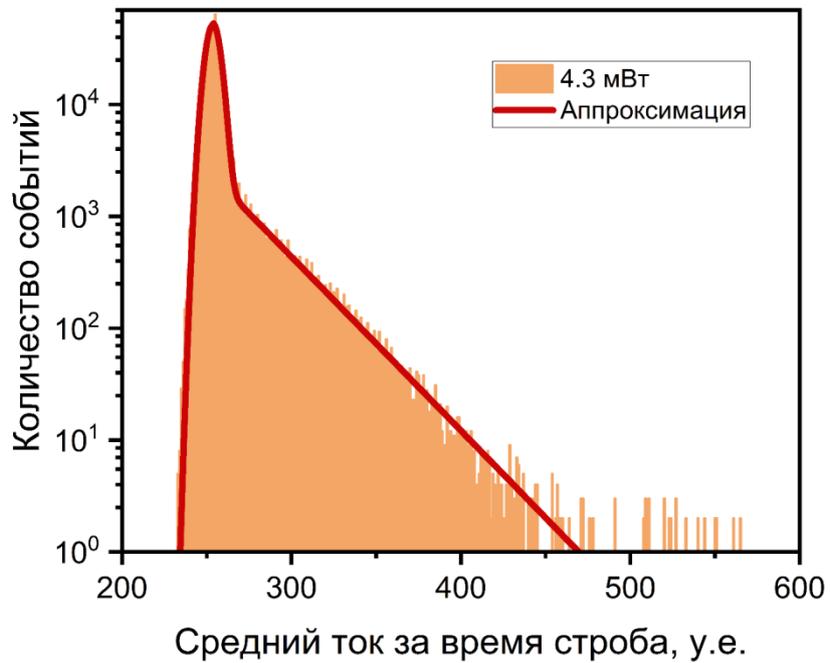


Рис. 3.7 Экспериментальное распределение показаний ФЭУ (в виде сплошной гистограммы светло-оранжевым цветом), и их аппроксимация функцией (3.7) (в виде сплошной линии красным цветом).

Полученные в результате средние числа элементарных откликов в зависимости от мощности накачки показаны на рисунке 3.8.

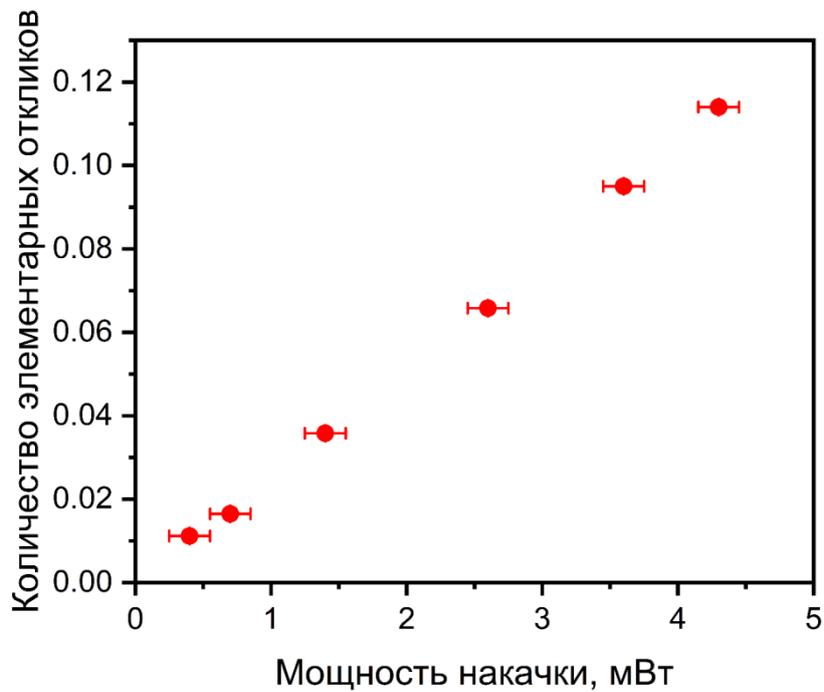


Рис. 3.8 Значения количества элементарных откликов, A полученные из аппроксимаций, в зависимости от мощности накачки.

Проанализируем полученные результаты. Действительно, получившиеся значения много меньше единицы. Количество элементарных откликов растет прямо пропорционально мощности накачки. Функция (3.7) достаточно точно описывает экспериментальные данные. Параметр элементарного импульса $b = 0.038 \pm 0.001$ с высокой степенью точности остается постоянным с увеличением мощности падающего излучения на кристалл. Эти факты говорят о применимости данной аппроксимации.

3.3 Анализ показаний аналоговых детекторов, полученных при высоких мощностях лазерной накачки в режиме импульсного параметрического рассеяния

В данном разделе рассматривается случай, когда в качестве накачки используется импульсный пикосекундный лазер, что значительно меняет длительность освещения ФЭУ, при этом длительность строба интегратора остается прежней, а именно 500нс. Одной из задач данного раздела является исследование поведения распределений элементарных импульсов ФЭУ в таком режиме облучения. Кроме того, на кристалл попадала накачка значительно большей пиковой мощности относительно предыдущих разделов. Как следствие, интенсивность излучения параметрического рассеяния тоже была существенно больше. В этих условиях было проведено сравнение двух вариантов аппроксимации гистограмм аналоговых детекторов.

На рисунке 3.9 изображена схема экспериментальной установки. Источником накачки служил импульсный пикосекундный Nd:YAG лазер с диодной накачкой, длительностью импульса 28пс, частотой повторения 1кГц EKSPLA PL2211A-1k-SH/TH. Для предотвращения попадания отражений от оптических элементов был установлен изолятор Фарадея (ИФ). Как и ранее, для управления поляризацией накачки лазера была установлена полуволновая пластинка. Чтобы очистить накачку, был установлен фильтр Φ_1 , который пропускал излучение с длинами волн выше 355 ± 5 нм. Излучение лазера было фокусировано кварцевой линзой (L_1) ($F = 400$ мм) на кристалл ВВО толщиной

2 мм. Генерировались ортогонально поляризованные коллинеарные бифотоны с вырождением по частоте в процессе СПР типа II (eoe), с углом ориентации оптической оси к направлению накачки 48.2° . В широкий (сигнальный) канал попадала волна с такой же поляризацией, как и накачка, а в узкий(холостой) канал попадала перпендикулярная ей. Фильтры ($\Phi_{2,3}$) отсекали излучение накачки. Генерирующееся излучение в кристалле собиралось объективом (O_6) ($F = 45\text{мм}$) и попадало на поляризационный светоделитель (ПСД), разделяющий фотоны по «сигнальным» или «холостым» каналам. Для регистрации сигнала и холостого излучения использовались разные фотодетекторы. На месте D_1 и D_2 стояли аналоговые детекторы ФЭУ №1 и ФЭУ №2 соответственно. В сигнальном канале находился фильтр с центральной длиной волны 700 нм и полной шириной 40 нм (Φ_s), после которого находилась линза L_s ($F = 11\text{мм}$), которая фокусировала излучение ПР на торец оптоволокну диаметром 62.5 мкм. В холостом канале находился фильтр с центральной длиной волны 710 нм и полной шириной 10 нм (Φ_i), после которого находилась линза L_i ($F = 11\text{мм}$), которая фокусировала излучение ПР на торец оптоволокну диаметром 50 мкм. Детектор D_1 , находящийся в сигнальном канале, мог регистрировать большее количество пространственных и частотных мод.

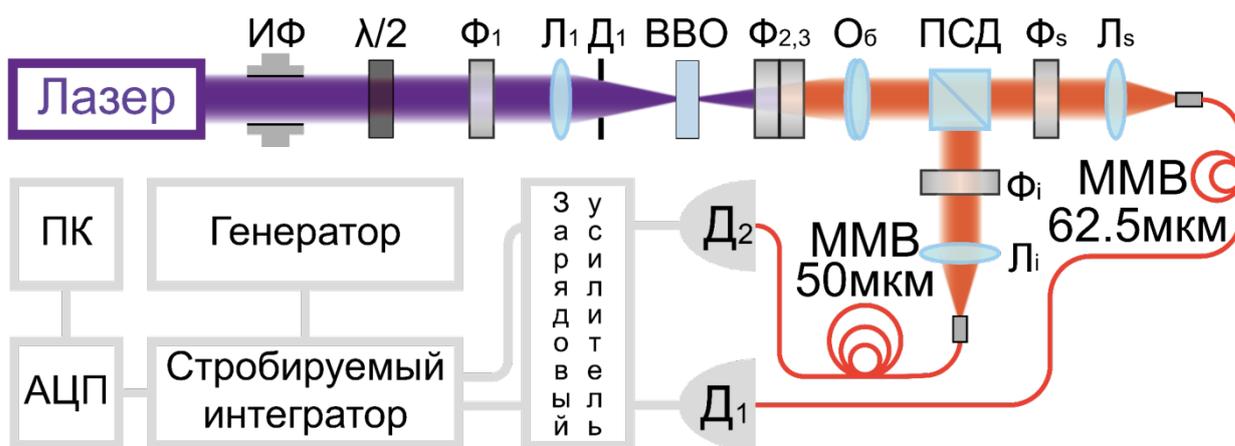


Рис. 3.9 Схема экспериментальной установки, работающая в аналоговом режиме. L_1 , L_i , L_s – линзы; O_6 – объектив; Φ_1 , $\Phi_{2,3}$, Φ_i , Φ_s – фильтры; ПСД – поляризационный светоделитель; D_1 , D_2 – детекторы; ММВ – многомодовое волокно.

С помощью CMOS камеры Dhyana 400BSI удалось зарегистрировать пространственный спектр ПР (Рис. 3.10 (а)). При этом камера располагалась сразу после объектива, а к фильтрам $\Phi_{2,3}$ добавлялся фильтр Φ_i . Объектив коллимировал излучение выходящие из кристалла. После объектива излучение проходило через фильтр Φ_i , попадало на камеру и обрабатывалось на компьютере с помощью специального программного обеспечения, предоставленного производителем камеры. На рисунке 3.10 (а) показан пространственный спектр ПР, который состоит из двух колец, которые являются обыкновенной и необыкновенной волной. Если внести поляризационный светоделитель между объективом камеры и кристаллом, то обыкновенная волна отводилась в бок и на объектив камеры не попадала (Рис. 3.10(б)).

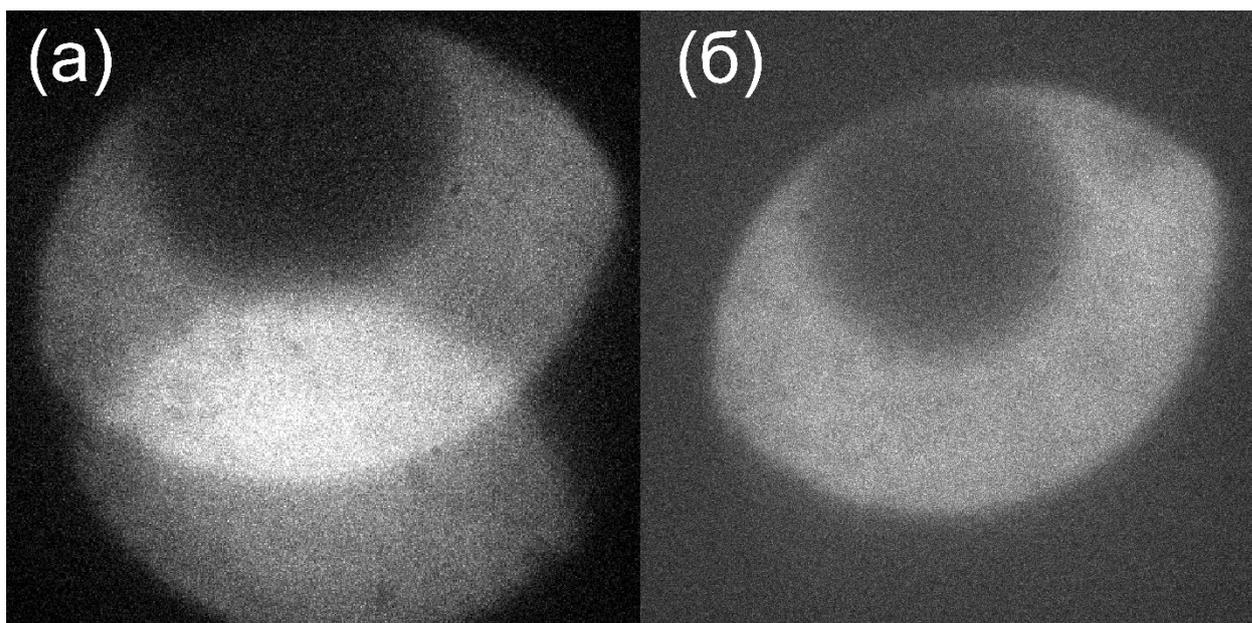


Рис. 3.10 Изображение пространственного распределения параметрического рассеяния света (а) и изображение только необыкновенной волны, которая осталась видна на камере после внесения в тракт поляризационного светоделителя (б).

Средняя мощность падающего на кристалл излучения накачки варьировалась от 0 мВт до 92 мВт. На рисунке 3.11 показаны зависимости среднего тока от мощности накачки для детекторов, стоящих в холостом (ФЭУ №2) и сигнальном каналах (ФЭУ №1). Ошибка измерений порядка размера

точек на графиках. Эти показания аппроксимировались известным соотношением (3.8). Данная формула справедлива для зависимости интенсивности излучения в канале ПР от величины коэффициента параметрического усиления β в случае большого числа регистрируемых мод, пренебрежимо малых вкладов от малого поглощения и тепловых флуктуаций поля [27]:

$$N \propto \sinh^2 \beta \quad (3.8)$$

Где $\beta = x\sqrt{P[mBm]}$ – коэффициент параметрического усиления, определяемый соотношением (1.1). $P[mBm]$ – средняя мощность импульсного излучения, в (1.1) используется напряженность поля, связанная с пиковой мощностью. Подставляя β в таком виде в (3.8) и аппроксимируя экспериментальную зависимость среднего фототока от мощности накачки, можно определить коэффициент $x = 0.0827$. При изменении мощности накачки коэффициент β варьировался в диапазоне от 0 до 0.8. Характер зависимостей, представленных на рисунке 3.11, близок к линейным, однако для работы в режиме ПР должно выполняться условие $\beta \geq 1$, в то время как для режима СПР $\beta \ll 1$. Полученное же в эксперименте максимальное значение $\beta \approx 0.8$ близко к единице. Из чего можно судить о работе в режиме ПР в экспериментах этого раздела.

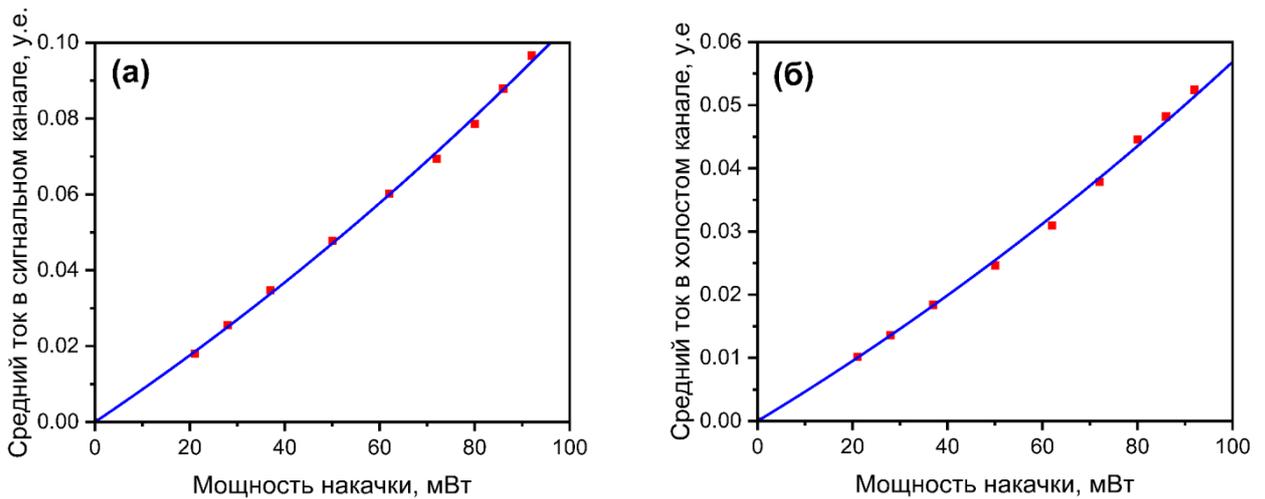


Рис. 3.11 Экспериментальные зависимости среднего тока в сигнальном(а) и холостом(б) канале от мощности накачки (красные точки). Аппроксимация соотношением 3.8 (синим).

Распределения средних токов за время строба при различных мощностях показаны на рисунке 3.12 для обоих детекторов. Принципиальным отличием от раздела 3.2 является разброс мощности, при котором проводились измерения. На рисунке 3.11 приведены средняя мощность накачки по оси x , однако в данной установке (рис. 3.9) используется импульсный (пикосекундный) лазер, соответственно более физично говорить о пиковой мощности. С учетом длины импульса лазера (28пс) и частоты повторений (1кГц) мощность меняется примерно от 700Вт до 3300Вт, что существенно выше значений мощности, используемой ранее.

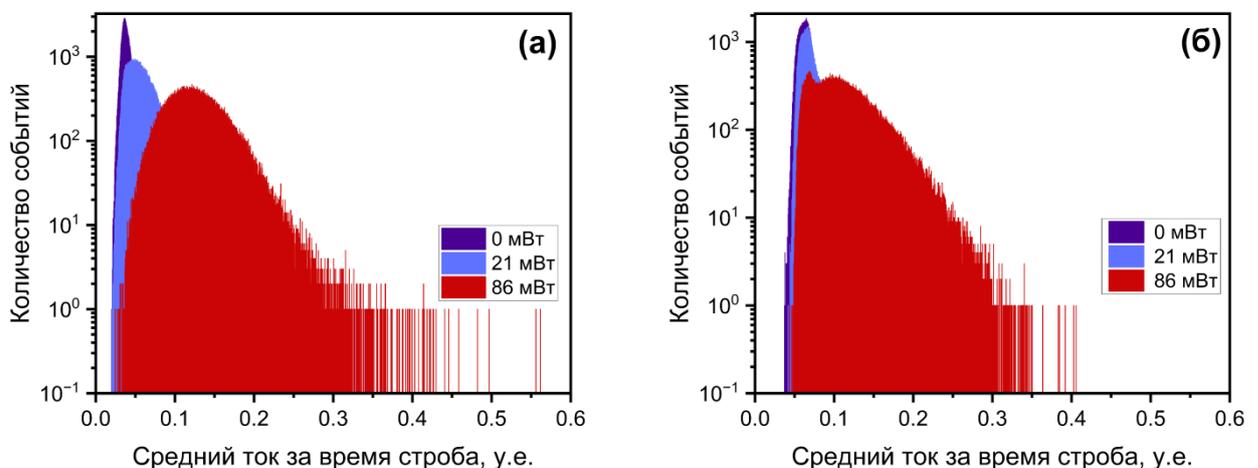


Рис. 3.12 Экспериментальные распределения токов за время строба для (а) ФЭУ №1 в сигнальном канале и (б) ФЭУ №2 в холостом канале при различных значениях мощности лазерного излучения.

Пользуясь подходами к аппроксимации экспериментальных данных, исследованными в разделе 3.1 и 3.2, были получены параметры аппроксимации для данного случая (см таблицу 3.3) на примере ФЭУ №1.

Таблица 3.3 Параметры аппроксимации экспериментальных распределений показаний ФЭУ №1

P , мВт	N	Распределение Гаусса для описания статистики элементарного тока			Экспоненциальное распределение для описания статистики элементарного тока		
		A	$\langle i_0 \rangle$	$\langle D \rangle$	A	$\langle i_0 \rangle = 1/b$	$\langle D \rangle$
21	0.15	1.90±0.04	10.0±0.2	1698±2	3.01±0.04	8.7±0.6	75±1
28	0.20	2.73±0.10	9.9±0.4	1471±2	4.11±0.03	8.1±0.5	65±1
37	0.28	3.71±0.20	10.6±0.6	1514±4	5.48±0.03	8.2±0.5	67±2
50	0.38	4.76±0.58	11.2±1.4	1483±10	7.21±0.04	8.1±0.5	66±2
62	0.49	5.66±1.28	11.4±2.6	1485±20	8.59±0.05	8.1±0.5	66±2
72	0.58	6.44±2.28	11.6±4.1	1504±32	9.78±0.06	8.2±0.5	67±3
80	0.66	7.35±4.03	11.5±6.3	1490±49	11.06±0.06	8.1±0.5	66±2
86	0.71	8.27±4.82	11.4±6.7	1505±51	12.27±0.07	8.2±0.5	67±3
92	0.77	8.80±6.17	11.6±8.1	1571±63	12.95±0.06	8.4±0.5	70±4

Проанализируем полученные результаты аппроксимаций из таблицы 3.3. В случае результата аппроксимации распределением Гаусса среднее значение элементарного тока и дисперсии будут следующие: $\langle i_0 \rangle = 11.0 \pm 0.5$,

$\langle D \rangle = 1524 \pm 25$. А в случае аппроксимации экспоненциальным распределением: $\langle i_0 \rangle = 8.2 \pm 0.2$, $\langle D \rangle = 68 \pm 10$ (все величины представлены в условных единицах). Относительная ошибка измерения среднего элементарного тока значительно выше при использовании гауссовского распределения. Сравнение аппроксимаций разными распределениями (для примера была приведены результаты для одной мощности) и сравнение среднего числа элементарных откликов и показано на рисунке 3.13.

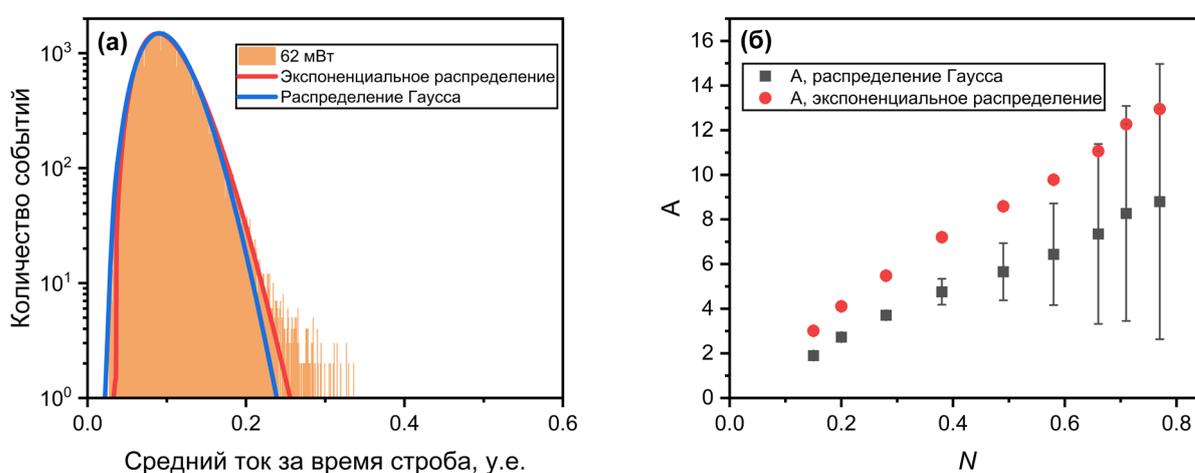


Рис. 3.13 Сравнение аппроксимаций разными распределениями в зависимости от среднего тока за время строба (а) и сравнение среднего числа элементарных откликов в зависимости от среднего числа фотонов в моде (б).

Как видно из рисунка 3.13(а), экспоненциальное распределение точнее описывает экспериментальные данные, а среднее число элементарных откликов, показанное на рисунке 3.13(б), не совпадает. Это приводит к вопросу о том, какая модель ближе к истинной.

3.4 Выбор адекватной модели для аппроксимации статистических распределений показаний аналоговых детекторов в режиме импульсного параметрического рассеяния

Применение двух разных подходов при моделировании экспериментальных гистограмм в предыдущем разделе дало несколько

различные значения как средних чисел элементарных отсчетов, так и параметров статистического распределения элементарных импульсов. В частности, первая модель предсказывает существенно больший относительный разброс амплитуд элементарных импульсов, нежели вторая: отношение дисперсии $\langle D \rangle$ к квадрату среднего элементарного тока $\langle i_0 \rangle$ при моделировании гауссовским распределением составляет $\varepsilon \equiv \langle D \rangle / \langle i_0 \rangle^2 = 12.7$, в то время как моделирование экспоненциальной функцией означает, что эта величина $\varepsilon \equiv \langle D \rangle / \langle i_0 \rangle^2 = 1$. Разобраться с тем, какой подход ближе описывает истинную статистику элементарных импульсов, позволил анализ фактора подавления шума NRF. Был проведен расчёт NRF, используя параметры аппроксимации, полученные в режиме ПР этими двумя методами, а затем в результате сравнения расчетных и измеренных значений NRF сделан вывод о применимости того или иного метода аппроксимации.

Для расчета NRF выражение (1.15) перепишем в других обозначениях:

$$NRF_{red}^{(anal)} / \langle i_{01} \rangle = \frac{\alpha \frac{\langle i_{02} \rangle}{\langle i_{01} \rangle} (\varepsilon_2 + 1) + (\varepsilon_1 + 1)}{2} - \frac{\eta_1}{1 + \kappa_2} \left[1 - N \left(\frac{\kappa_1 + \kappa_2}{2} + \frac{\varepsilon_2 (1 + \kappa_1) + \varepsilon_1 (1 + \kappa_2)}{2} \right) \right]. \quad (3.9)$$

Здесь индексы 1 и 2 обозначают ФЭУ №1 и ФЭУ №2 соответственно.

Т.к. в сигнальном канале для ФЭУ №1 стоит более широкое волокно, а именно диаметром 62.5 мкм, и более широкий фильтр с полной шириной пропускания 40 нм, а в холостом канале стоит более узкое волокно диаметром 50 мкм и более узкий фильтр 10 нм, можно узнать отношение модовых составов приходящего на детекторы излучения. $\kappa_j \equiv M_{uj} / (M_{\perp} M_{\parallel})$ – доля некоррелированных мод, попадающих в апертуры и полосы детектирования

каждого приемника. Учитывая перечисленные особенности модовых составов каналов, были получены значения для параметров κ_j из формулы (3.9):

$$\begin{aligned} \frac{M_1}{M_2} &= \left(\frac{62.5}{50} \right)^2 \times \frac{40}{10} = 6.25 \\ \kappa_2 &\equiv M_{u2} / M_c = 0 / M_c = 0, \\ \kappa_1 &\equiv M_{u1} / M_c = 5.25 M_c / M_c = 5.25 \end{aligned} \quad (3.10)$$

Для случая аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальным распределением для ФЭУ №1:

$$\begin{aligned} \varepsilon_2 &\equiv \langle D_2 \rangle / \langle i_{02} \rangle^2 = 0.42 \\ \varepsilon_1 &\equiv 1 \end{aligned} \quad (3.11)$$

Для случая аппроксимации экспериментальных данных распределением Гаусса для ФЭУ №1:

$$\begin{aligned} \varepsilon_2 &\equiv \langle D_2 \rangle / \langle i_{02} \rangle^2 = 0.42 \\ \varepsilon_1 &\equiv 12.7 \end{aligned} \quad (3.12)$$

В обоих случаях для ФЭУ №2 использовалась аппроксимация распределением Гаусса.

Пользуясь формулой (1.14), были получены экспериментальные значения $NRF_{red}^{(anal)}$ при различных значениях мощности накачки и, соответственно, средних чисел фотонов в моде ПР (Рис.3.14). На рисунке 3.14 видно, что, несмотря на учет погрешности, полученные величины токового NRF имеют тенденцию к падению при увеличении среднего числа фотонов.

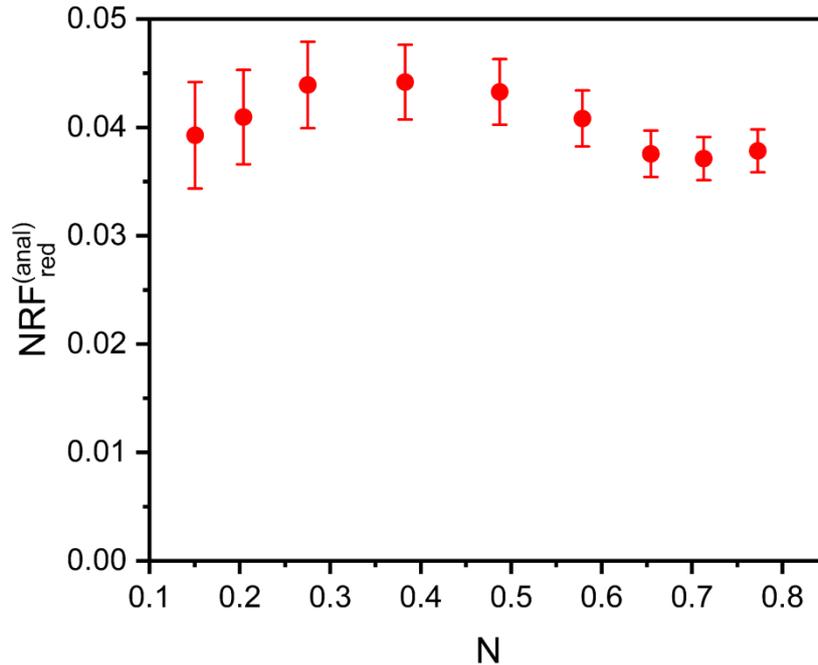


Рис. 3.14 Зависимость $NRF_{red}^{(anal)}$ от среднего числа фотонов в моде. Значения $NRF_{red}^{(anal)}$ полученные из экспериментальных данных формулы 1.14 для токовых показаний.

Используя формулы (3.9) и (1.14) для токовых показаний (в формуле (1.14) для правильного сравнения необходимо разделить выражение на средний элементарный ток ФЭУ №1, чтобы сравнивать именно безразмерные параметры NRF^{phot}), становится возможным выбрать, какая из двух аппроксимаций экспериментальных данных более корректна и может быть использована, например, для измерения эффективности детектора.

Эффективность детекторов обычно имеет значения в пределах от 0 до 1. Уже по этому параметру можно было провести первичную проверку для оценки правильности аппроксимаций двумя функциями. Для это сначала использовались значения, полученные теоретически из формулы (3.9), причем в эту формулу подставлялись расчетные значения κ_1, κ_2 из (3.10), а также $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ из (3.11) для распределения Гаусса(рис. 3.15(а)) и (3.12) для экспоненциального распределения (рис. 3.15(б)), после чего рассчитывались минимально (красные точки, эффективность бралась равной $\eta_1 = 0$) и

максимально (синие треугольники, эффективность бралась $\eta_1 = 1$) возможные величины NRF^{phot} для обоих распределений. Полученные значения сравнивались с экспериментальными величинами NRF^{phot} , определенными по формуле (1.14), которая была одинакова во всех случаях.

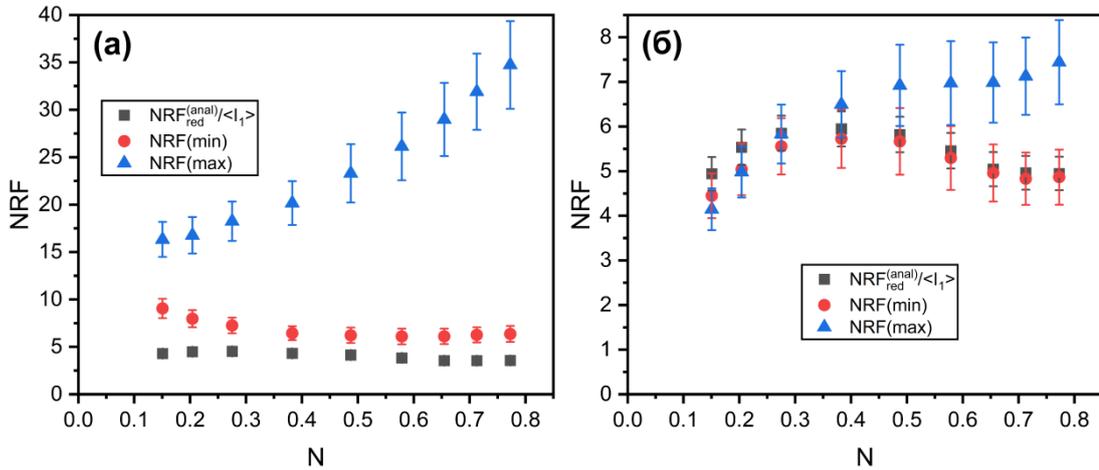


Рис. 3.15 NRF^{phot} в зависимости от среднего числа фотонов в моде. Значения NRF полученные экспериментально с помощью формулы (1.14) (черные квадраты), минимального NRF (красные точки) и максимального NRF (синие треугольники) теоретически из формулы (3.9) используя минимальное и максимальное из возможных значений эффективности. (а) использовались данные, аппроксимированные распределением Гаусса, (б) экспоненциальным распределением.

Как видно из рисунка 3.15, в случае использования для аппроксимации экспериментальных данных распределения Гаусса ни при каких значениях эффективности невозможно получить значения NRF, которое бы совпало с экспериментальным значением NRF, посчитанным по формуле (1.14) в отличие от результатов, полученных с помощью экспоненциального распределения.

Стоит отметить, что для оценки качества аппроксимации данных часто используется χ^2 , его также называют критерием согласия или χ^2 -оценкой. Может быть рассчитан следующим образом:

$$\chi^2 = \sum \frac{(y_i - f(x_i))^2}{\sigma_i^2}, \quad (3.13)$$

где y_i – экспериментальные данные, $f(x_i)$ – аппроксимирующая функция, σ_i – стандартное отклонение для каждого наблюдаемого значения. Этот критерий также дает возможность выявить лучшую из двух аппроксимаций. Используем, например, данные, представленные на рисунке 3.13(а), для экспоненциального распределения $\chi^2 = 840$, а для распределения Гаусса $\chi^2 = 950$. Превосходство значения χ^2 для экспоненциального распределения сохраняется для данных на всех мощностях накачки. Что также говорит о том, что экспоненциальное распределение лучше подходит для аппроксимации экспериментальных данных данного ФЭУ.

Согласно результату, полученному в данном разделе, более адекватным оказалось моделирование с использованием экспоненциального распределения величины элементарного фототока. Несмотря на большое количество параметров, определяющих теоретически ожидаемую величину NRF, с помощью проведенного анализа удалось однозначно отбросить подход, основанный на использовании гауссовской функции. Критерием явился недопустимо высокий относительный разброс амплитуд элементарных импульсов. Таким образом, предложенный метод, основанный на анализе величины NRF, может в дальнейшем служить для поиска распределений с более подходящим относительным разбросом элементарных фототоков детектора.

Выводы к Главе 3

- 1) Разработана методика измерения гистограмм статистических распределений токовых показаний аналоговых детекторов оптического диапазона.

- 2) Проведены численные аппроксимации статистических распределений показаний детекторов на основе ФЭУ с помощью двух моделей, предполагающих гауссовское или экспоненциальное распределения вкладов элементарных импульсов. В результате показано, что
- а) выбор оптимальной модели зависит не только от типа ФЭУ, но и от параметров электронной системы передачи сигнала от чувствительного элемента (фотокатода) на выход фотоприемника: выбора коэффициента усиления диодной системы (при переходе от непрерывной накачки в разделах 3.1-3.2 к импульсам высокой мощности в разделе 3.3 это коэффициент меняется), наличия (в разделе 3.2) или отсутствия (в разделе 3.1) предусилителя,
 - б) при изменении мощности падающего излучения среднее число фотоэлектронов A линейно растет, при этом средний элементарный ток остается с высокой степенью точности постоянным.
 - в) средний элементарный ток показывает наилучшее постоянство в случае использования экспоненциального распределения как в случае освещения кристалл импульсным лазером (относительная ошибка определения равна 2.4%), так и в случае освещения непрерывным излучением (2.6%). В случае использования распределения Гаусса для эксперимента, проведенного в разделе 3.1, относительная ошибка определения среднего элементарного тока равна 3.8%, а в случае использования в пикосекундном режиме распределения Гаусса 4.5%. Таким образом, экспоненциальное распределение показывает наиболее точный результат как в случае импульсного излучения, так и в случае непрерывного излучения.
- 3) Показано, что анализ экспериментально измеренной величины фактора подавления шума разностного фототока позволяет определить допустимые пределы изменения параметров $\varepsilon_j \equiv \langle D_j \rangle / \langle i_{0j} \rangle^2$ – соотношений разброса и среднего значения элементарного тока

детекторов. Такое уточнение выявило несостоятельность описания статистики элементарного тока ФЭУ №1 гауссовской зависимостью и преимущества описания экспоненциальной зависимостью распределений элементарного тока ФЭУ.

Глава 4. Измерение эффективности аналоговых детекторов

В этой главе исследуются подходы к безэталонной калибровке эффективности аналоговых детекторов, не способных работать в режиме счета фотонов. Описаны эксперименты и сообщается о результатах применения новых методик для калибровки эффективности ФЭУ и калибровки эффективности детектора ФЭУ, основанных на использовании квантовых свойств параметрического рассеяния света.

4.1 Измерение эффективности аналогового ФЭУ комбинированным методом Клышко в режиме СПР

Используя результаты эксперимента и аппроксимации, полученные в разделе 3.1, стало возможным измерить эффективность аналогового ФЭУ с помощью общего подхода, который можно назвать комбинированным методом Клышко. Данный метод состоит из трех действий. Первым является анализ статистических измерений, полученных с помощью аналогового и однофотонного детектора, и определение параметров аппроксимации экспериментальных гистограмм аналогового детектора при разных мощностях излучения (см. раздел 3.1). Вторым является измерение бифотонной корреляционной функции $g^{(2)}$ на установке СПР однофотонными детекторами в режиме счета фотонов с последующим временным масштабированием корреляционной функции для соответствия условий получения экспериментальных гистограмм в разделе 3.1. Последним является непосредственный расчет эффективности из полученных в первых двух пунктах данных.

Ранее в первых работах [27, 32] для применения метода абсолютной калибровки не использовалась корреляционная функция второго порядка. Действительно, для частного случая однофотонных детекторов, которые работают в режиме счета фотонов, можно обойти измерения корреляционной функции $g^{(2)}$. Данная работа призывает обратить внимание на тот факт, что

для калибровки более широкого класса детекторов при любом применении метода абсолютной калибровки эффективности на основе СПР необходимо измерять нормированную корреляционную функцию бифотонного поля СПР $g^{(2)}$ (1.3-1.4). Измерение $g^{(2)}$ дает возможность определить число падающих фотонов.

При экспериментальной реализации комбинированного метода Клышко мощность диодного лазера и пространственная конфигурация установки, определяющей регистрируемые пространственные моды, остались такими же, как и ранее (Рис. 3.1) при измерении распределений показаний ФЭУ. После измерения гистограмм регистрирующая часть установки была заменена на однофотонные детекторы и схему совпадений. В качестве детекторов теперь были задействованы 2 счетчика фотонов на основе лавинных фотодиодов (ЛФД). Это было сделано для возможного повышения точности измерений $g^{(2)}$. С помощью двух однофотонных ЛФД сначала измерялась корреляционная функция для значительно меньшего числа продольных мод СПР (Рис. 4.1), определяемых теперь быстродействием схемы совпадений, так как при этом применялась стандартная методика счета фотонов и совпадений. В режиме счета фотонов было измерено среднее количество фотоотсчетов каждого ЛФД и количество совпадений между фотоотсчетами в течение нескольких секунд. Окно схемы совпадений было $t_{cc} = 8нс$. Каждый детектор успевал зарегистрировать не более одного фотоотсчета за данное время. Так как был реализован процесс СПР типа I (*ooe*) в кристалле ВiВО, и не было разницы между сигнальными и холостыми фотонами при разделении по каналам с помощью светоделителя, следовало учитывать случаи, когда каждый фотон из бифотонной пары попадает в один и тот же канал. В этом случае корреляционная функция определялась через соотношение [13]:

$$g^{(2)} \Big|_{t_{cc}} = \frac{8n_{cc} (2n_1 - n_{cc})(2n_2 - n_{cc})}{(4n_1n_2 - n_{cc}^2)^2}. \quad (4.1)$$

Здесь n_1 и n_2 — средние числа фотоотсчетов, зарегистрированных первым и вторым ЛФД, а n_{cc} — среднее число совпадений, которые были зарегистрированы при регистрации показаний обоими детекторами.

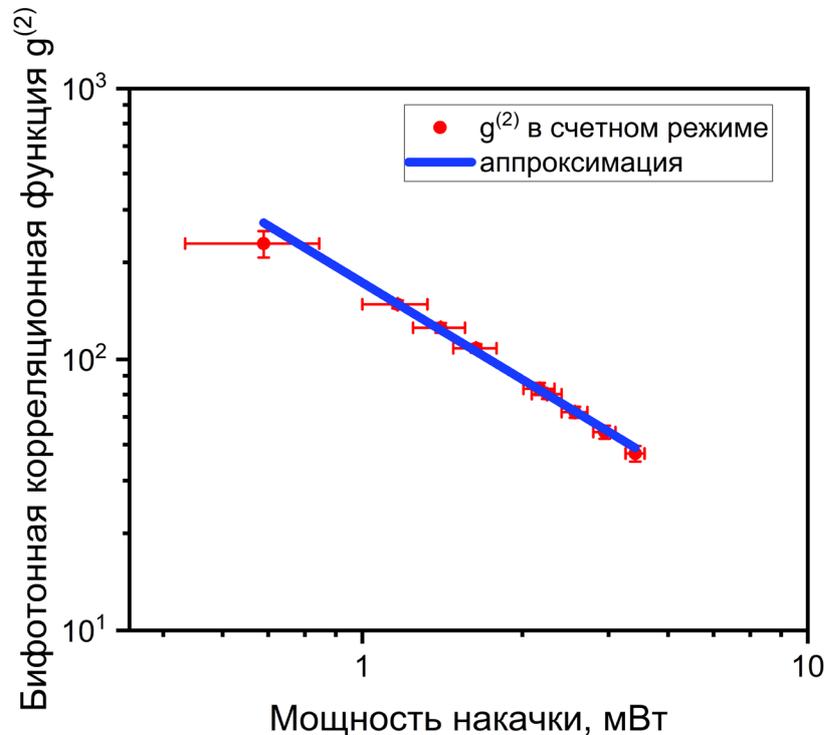


Рис. 4.1 Значения бифотонной корреляционной функции, определенные экспериментально при различных мощностях излучения в режиме счета фотонов.

Согласно общим положениям теории СПР [40,41,84], корреляционную функцию можно определить выражением $g^{(2)} = 1 + 1/(NM)$, где M — общее число мод детектирования, N — среднее число фотонов (и пар бифотонов) в одной моде поля, а $MN = \langle N \rangle$ — среднее значение общего числа бифотонов. Таким образом, после определения $g^{(2)}$ была получена информация о количестве фотонов $\langle N \rangle$, генерируемых кристаллом.

Время строба и количество продольных мод регистрации при измерении аналоговых показаний ФЭУ были значительно больше, чем при измерении $g^{(2)}$ методом счета фотонов. Соотношение чисел продольных мод было равно

соотношению времен регистрации, т.е. $t_{gate}/t_{cc} = 900нс/8нс = 112.5$. В то же время параметры схемы, определяющие количество пространственных мод, не изменились, следовательно, значение $g^{(2)}$ для аналоговой схемы можно определить согласно соотношению:

$$g^{(2)} - 1 = \left(g^{(2)} \Big|_{t_{cc}} - 1 \right) \frac{t_{cc}}{t_{gate}}. \quad (4.2)$$

Часть общего числа фотонов, определяемая как $\langle N \rangle = 1 / (g^{(2)} - 1)$, в сигнальном канале поглощалась оптическими элементами между детектором и кристаллом ВiВО. Пропускание сигнального тракта измерялось отдельно с помощью лазера с диодной накачкой с длиной волны 808 нм и было получено $K_s = 0.390 \pm 0.005$. В итоге общее число падающих фотонов было рассчитано как $\langle N \rangle K_s$, а формула для расчета эффективности ФЭУ приняла следующий вид:

$$\eta = \frac{1}{K_s} \left(g^{(2)} \Big|_{t_{cc}} - 1 \right) \frac{t_{cc}}{t_{gate}} A. \quad (4.3)$$

Значения эффективности ФЭУ, полученные таким образом, в зависимости от мощности лазерной накачки P_{pump} , попадающей на кристалл, приведены на рисунке 4.2 (при этом использовались результаты аппроксимации гистограмм из таблицы 3.1). Видно, что в пределах точности измерения значения η не зависят от P_{pump} . При определении эффективности ключевым источником ошибок является неопределенность числа фотоэлектронов A , полученная в процессе аппроксимации распределений. Общий вклад неопределенностей следующих параметров $g^{(2)} \Big|_{t_{cc}}$, K_s , t_{cc} и t_{gate} дает относительную ошибку менее 3%. Однако, как видно из рис. 3.4, относительная погрешность A начинается с $\sim 3\%$ при $A = 2.4$ и далее возрастает по мере увеличения среднего числа фотоэлектронов. Как результат,

при $A > 10$ относительная максимальная погрешность η становится более 50%. Это наглядно демонстрирует преимущество диапазона $A < 5$ для измерения η с приемлемой точностью, далее асимметрия падает, следовательно становится сложнее разделить пуассоновский и гауссовский вклад, а значит неопределённости полученных параметров увеличиваются. Для уменьшения этой неопределенности при аппроксимации функцией (3.3) n_{\max} должно быть существенно больше. Но в таком случае аппроксимация будет занимать существенно больше времени. Однако из рис. 4.2 видно, что разброс значений η , измеренных при разных мощностях накачки, намного меньше этих максимальных ошибок. Эти максимальные ошибки учитывают возможный разброс данных, полученных из аппроксимаций экспериментальных распределений. Однако настоящую статистическую погрешность проведенного определения эффективности можно рассчитать по данным нескольких измерений, по сути, посчитать разброс получаемой эффективности при разных мощностях. Эффективность с учетом такого разброса была получена равной $\eta = 17.4 \pm 0.7$.

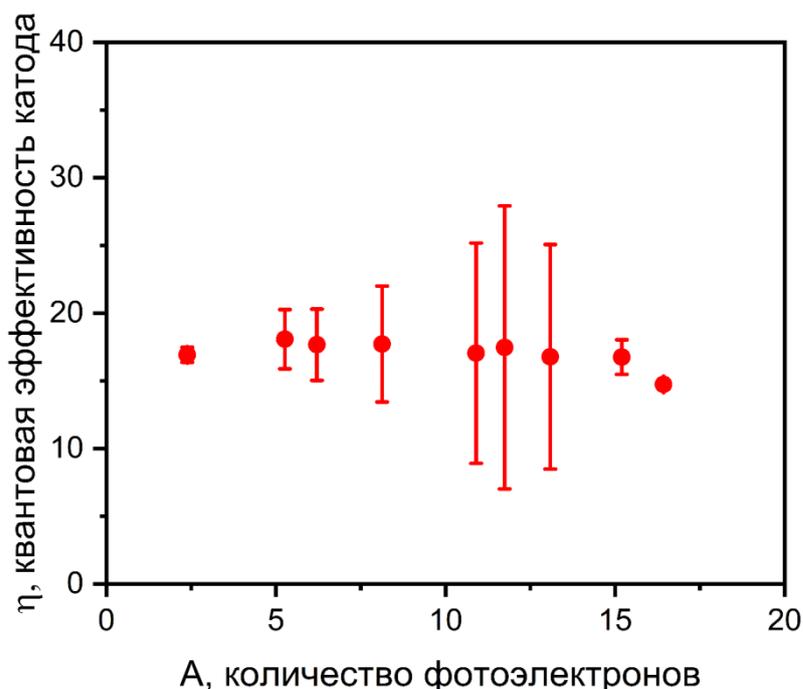


Рис. 4.2 Зависимость эффективности ФЭУ, определенная при различных уровнях мощности падающего излучения от среднего количества фотоэлектронов ФЭУ.

Полученные этим методом параметры детектора позволяют решать обратные задачи, в которых приходится калибровать произвольные потоки фотонов с помощью статистики Пуассона. В том числе определять среднее число фотонов, которые попадают в детектор за конкретное время. В качестве приближения можно найти среднее число фотонов, как среднее значение зарегистрированного на выходе детектора тока за время строба, деленное на средний ток $\langle i_0 \rangle$, соответствующий одному фотоэлектрону, и на эффективность детектора η . Для более точного измерения количества фотонов, попавших в детектор за некоторое время, необходимо накопить статистику и определить среднее количество фотоэлектронов A . Аппроксимацию накопленного распределения значений тока можно выполнить функцией (3.3). Ограничения динамического диапазона измерений определяются только мертвым временем детектора и диапазоном линейности аналогового отклика. Применение результатов такой калибровки потоков фотонов не требует использования однофотонных детекторов или детекторов, разрешающих число фотонов, а также отсутствия перекрытия отдельных импульсов элементарного тока.

Для проверки применимости предложенной безэталонной калибровки эффективности ФЭУ производилось измерение ослабленного излучения лампы накаливания, прошедшего через фильтр Φ_2 . Предварительно (для последующего сравнения) средняя скорость поступления фотонов от этого источника в канал регистрации измерялась в счетном режиме с помощью откалиброванного однофотонного ЛФД (рис. 4.3(а)). Скорость счета составила $(318 \pm 3) \cdot 10^3$ фотона в секунду. Далее вместо ЛФД в тот же канал помещался детектор ФЭУ, и измерялось статистическое распределение токов, накопленных за время стробирования $t_{gate} = 900нс$ (рис. 4.3(б)). После аппроксимации полученного распределения среднее число фотоэлектронов, испущенных за это время катодом, было найдено равным $A = 5.1 \pm 0.8$.

Используя полученное в данной работе значение $\eta = 17.4 \pm 0.7$ (за исключением двух последних точек, относительная неопределенность оказывается 4%) для ФЭУ, найдем, что за время строба в детектор попадает среднее число фотонов $A/\eta = 0.29 \pm 0.05$, что соответствует скорости $(320 \pm 50) \cdot 10^3$ фотонов в секунду. Данное значение полностью согласуется со скоростью, полученной независимо калиброванным однофотонным ЛФД.

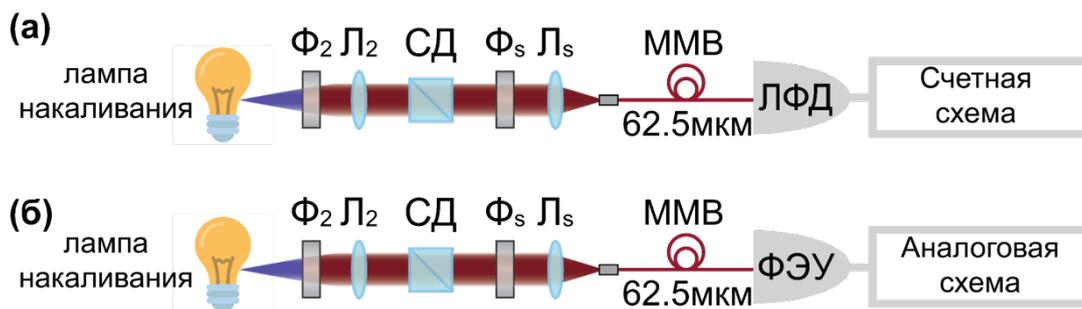


Рис. 4.3 Схема экспериментальной установки, (а) работающая в счетном режиме. L_2, L_s – линзы; Φ_2, Φ_s – фильтры; СД – светоделитель; ЛФД – лавинный фотодиод; ФЭУ – фотоэлектронный умножитель; ММВ – многомодовое волокно.

4.2 Измерение эффективности аналогового ФЭУ модифицированным методом Клышко без применения однофотонных фотоприемников

В данном разделе проводилось измерение эффективности аналогового ФЭУ, используя только аналоговые детекторы как для измерения бифотонной корреляционной функции, так и для измерения статистических гистограмм аналоговых ФЭУ. Из анализа гистограмм были получены параметры аппроксимаций статистических распределений, после чего, используя полученные значения $g^{(2)}$, можно было получить эффективность ФЭУ, расположенного в сигнальном канале.

Был проведен эксперимент, схема экспериментальной установки которого представлена на рисунке 2.17. Аналогично способу, изложенному в разделе 2.5, была получена зависимость бифотонной корреляционной

функции от мощности накачки для случая с двумя ФЭУ, где ФЭУ №1 находится в сигнальном канале. Результаты представлены на рисунке 4.4.

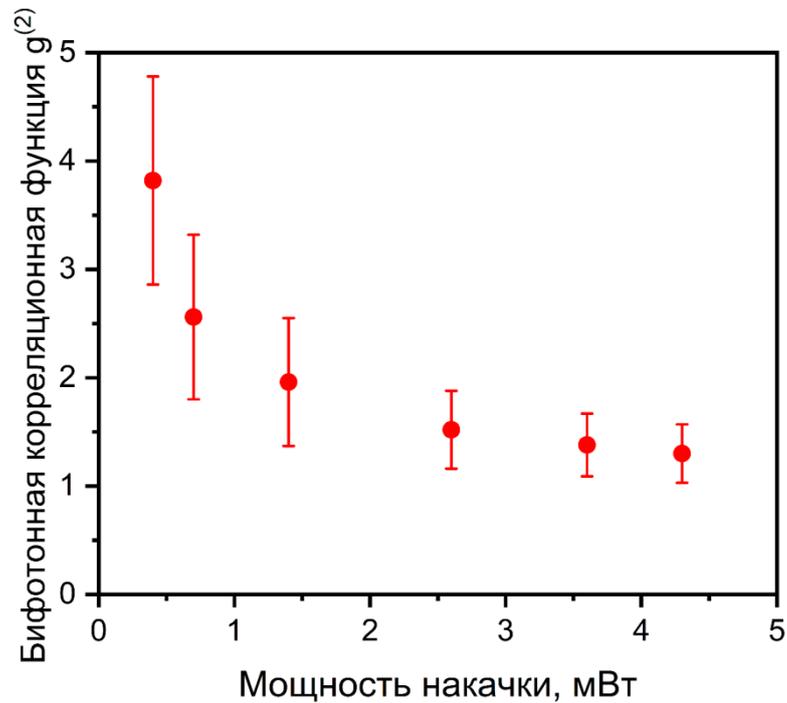


Рис. 4.4 Значения бифотонной корреляционной функции, определенные экспериментально при различных мощностях излучения накачки

При СПР среднее число фотонов в одной моде $N \ll 1$, но полное число фотонов $\langle N \rangle = MN$, падающих на фотодетектор за время измерения, зависит от числа регистрируемых мод и может не быть малым. С учетом оптических потерь в сигнальном канале $K_s = 0.18$ среднее число фотонов, падающих на калибруемый ФЭУ за время измерения, определяется выражением

$$\langle N \rangle = K_s \left(g^{(2)} - 1 \right)^{-1}. \quad (4.4)$$

В таблице 4.1 приведены средние числа элементарных отсчетов A , полученные в результате аппроксимации, результаты измерения бифотонной корреляционной функции второго порядка и среднего числа фотонов, падающих на ФЭУ, $\langle N \rangle$.

Таблица 4.1. Результаты измерений среднего числа элементарных фотоотсчетов калибруемого ФЭУ, полученные путем аппроксимации распределений фототока уравнением (3.7), и среднего числа падающих фотонов, рассчитанных по уравнению (4.4) с использованием экспериментально определенных значений корреляционной функции, при различных мощностях накачки СПР.

P , мВт	A	$g^{(2)}$	$\langle N \rangle$
0.4	0.0112 ± 0.0003	3.8 ± 0.9	0.06 ± 0.02
0.7	0.0165 ± 0.0003	2.6 ± 0.8	0.11 ± 0.07
1.4	0.0358 ± 0.0005	2.0 ± 0.6	0.19 ± 0.12
2.6	0.0658 ± 0.0006	1.5 ± 0.4	0.35 ± 0.25
3.6	0.095 ± 0.001	1.4 ± 0.3	0.47 ± 0.37
4.3	0.114 ± 0.001	1.3 ± 0.3	0.60 ± 0.56

Как и следовало ожидать, A и $\langle N \rangle$ связаны линейной зависимостью $A = \eta \langle N \rangle$, где коэффициент пропорциональности оказался равен $\eta_1 = 0.19 \pm 0.01$ на длине волны 810 нм. Именно эта величина играет роль эффективности аналогового ФЭУ, которую можно использовать для измерения интенсивности падающего на него излучения в единицах чисел фотонов. Аналогичным образом была определена эффективность ФЭУ №2: $\eta_2 = 0.57 \pm 0.09$. Производитель Hamamatsu утверждает, что типичные пиковые значения эффективности, которые можно достигнуть на всем спектральном диапазоне (от 380 нм до 890 нм), для подобного ФЭУ Hamamatsu H7422-50P более чем 0.12 (данное значение приводится для использования регистрационной схемы Hamamatsu). Однако в данной работе использовался Hamamatsu H7422-50PA, который, как утверждает производитель, может иметь большее значение эффективности в зависимости от конкретного кристалла и регистрационной схемы [105].

Как и в разделе 4.1, для проверки полученного значения эффективности, например, ФЭУ №1, измерялась интенсивность ослабленного излучения от обычной лампы накаливания, прошедшего через узкополосный фильтр Φ_s . Предварительно скорость поступления фотонов от этого источника измерялась с помощью счетного ЛФД с известной квантовой эффективностью. В результате была получена частота попадания фотонов на апертуру детектора 0.575 ± 0.003 МГц. Далее вместо референсного детектора в тот же канал устанавливался ФЭУ №1 и измерялось статистическое распределение среднего фототока за то же время измерения $t_{gate} = 500$ нс, что и раньше. В результате аппроксимации полученного распределения формулой (3.7) среднее число элементарных откликов составило $A = 0.0502 \pm 0.0006$. Используя ранее полученное значение эффективности ФЭУ, находим, что за время измерения на детектор попадает среднее число фотонов $\langle N \rangle = A/\eta_1 = 0.27 \pm 0.03$. Это соответствует частоте поступления фотонов 0.55 ± 0.07 МГц. Полученное значение хорошо согласуется с частотой, определенной с помощью ЛФД, хотя, конечно, точность измерения с помощью счетного детектора существенно выше.

В разделе 4.1 измеренная эффективность аналогового ФЭУ №1 оказалась существенно выше единицы, т.е. на один поглощенный фотон заведомо приходилось большое число элементарных откликов. Такое было возможно, из-за специфической временной формы однофотонных импульсов ФЭУ, которые напрямую поступали на вход стробируемого интегратора в экспериментальной схеме в разделе 4.1. Полная длительность спадающего заднего фронта однофотонного импульса доходила до сотен микросекунд. По сути, в схеме, изображенной на рисунке 3.1, измерялось число фотоотсчетов, которое было сформировано не только теми фотонами, которые поступали за время строба, но и фотонами, которые были испущены раньше. Этот временной «хвост» каждого однофотонного импульса был убран с помощью шунта, добавленного в экспериментальную схему в разделе 4.2 в каждом

канале. Одновременно были добавлены зарядовые предусилители. Несмотря на различие величин эффективности детекторов, полученных в различных экспериментальных схемах, с включением шунтов и предусилителей (рис.2.17) и без (рис.3.1), измеренные с их помощью скорости потоков фотонов падающего излучения соответствовали реальным значениям и в разделе 4.1, и в данном разделе. Это объясняется тем, что всегда при применении метода Клышко для безэталоной калибровки детекторов ключевым элементом является определение числа падающих на детектор фотонов из корреляционных свойств бифотонного излучения. А вот элементарный отклик, распределение амплитуды которого определяется в процессе аппроксимации статистических распределений аналоговых показаний, является характеристикой всего фотоприемника в целом, учитывающей не только сам фотодетектор, но и электронный тракт обработки его сигналов. При этом один и тот же способ аппроксимации гистограмм применяется как при измерении эффективности, так и при применении полученного значения для определения числа падающих на детектор фотонов.

4.3 Измерение эффективности аналогового ФЭУ модифицированным методом Клышко при высоких мощностях излучения ПР

В данном разделе, как и в разделе 3.3, был проведен эксперимент при высоких мощностях в режиме ПР. В отличие от разделов 4.1 и 4.2 использовался пикосекундный лазер. В работе [26] было представлено выражение, которое описывает квантовую часть корреляционной функции в приближении малого усиления. Формула (4.5) является упрощенным аналогом этого соотношения, взятым в приближении пренебрежимо малых эффектов, например, малого поглощения. Была измерена корреляционная функция методом, описанным в разделе 2.5 (см. рисунок 4.5), и проведена аппроксимация полученной зависимости от мощности накачки с использованием формулы

$$g^{(2)} = 1 + \frac{1}{M} + \frac{1}{\beta^2 M}. \quad (4.5)$$

Коэффициент параметрического усиления β в данном случае варьировался при изменении мощности накачки от 0 до 0.8.

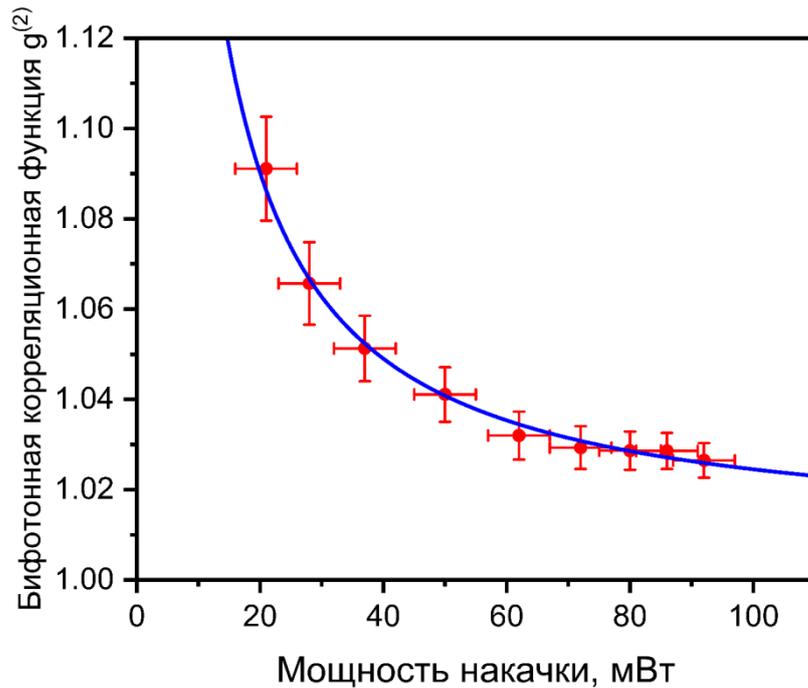


Рис. 4.5 Значения корреляционной функции, определенные экспериментально при различных мощностях излучения накачки (красные точки). Аппроксимация с помощью формулы (4.5).

В результате аппроксимации, где единственным аппроксимационным параметром являлось количество мод M , а коэффициент β рассчитывался из анализа зависимости интенсивности сигнального излучения по формуле (3.8), где $x = 0.0827$, было определено число мод детектирования в сигнальном канале $M = 88 \pm 4$.

Далее, пользуясь формулой (1.9) и применяя результаты аппроксимации токовых гистограмм, проведенные с использованием модельного распределения (3.7), была определена эффективность ФЭУ №1, которая составила $\eta_1 = 0.36 \pm 0.02$ на длине волны 710 нм. Коэффициент пропускания сигнального излучения в данном случае был равен $K_1 = 0.57$. Как и ранее, этот

коэффициент был получен как отношение мощности излучения после прохождения всех оптических элементов между кристаллом и детектором к мощности излучения до прохождения всех эти элементов на длине волны 710 нм.

Существует иной подход для получения эффективности ФЭУ. Данный подход основан на измерении фактора подавления шума. Для его применения нужно обладать большим количеством информации: о модовом составе излучения как в сигнальном, так и холостом канале, о среднем элементарном токе и его дисперсии, о эффективности 2-го детектора.

Поскольку в разделе 4.2 была независимо определена эффективность ФЭУ №2 (которая меняется пренебрежимо мало для длин волн 710нм и 810нм для данного ФЭУ [105]), стало возможным использовать формулу из работы [90]:

$$\alpha = \frac{\langle i_{01} \rangle}{\langle i_{02} \rangle} \cdot \frac{\eta_1(1 + \kappa_1)}{\eta_2(1 + \kappa_2)}, \quad (4.6)$$

и исключить параметр $\alpha \equiv \langle I_1 \rangle / \langle I_2 \rangle$ из общего выражения (3.9) для фактора подавления шума $NRF_{red}^{(anal)}$. Из преобразованного таким образом соотношения (3.9) получим выражение для эффективности ФЭУ №1:

$$\eta_1 = \frac{(2NRF_{red}^{(anal)} / \langle i_{01} \rangle - (\varepsilon_1 + 1))\eta_2(1 + \kappa_2)}{[2\eta_2 K_2 - 2\eta_2 K_2 N(\kappa_1 + \kappa_2 + \varepsilon_2(1 + \kappa_1) + \varepsilon_1(1 + \kappa_2)) + (1 + \kappa_1)(\varepsilon_2 + 1)]} \quad (4.7)$$

Используя результаты, полученные в разделе 3.4 для остальных параметров установки: $\kappa_2 = 0$, $\kappa_1 = 5.25$, $\varepsilon_2 = 0.42$, $\varepsilon_1 = 1$, $K_2 = 0.29$, теперь можно рассчитать эффективность ФЭУ №1. С учетом коэффициента пропускания сигнального излучения получим $\eta_1 = 0.33 \pm 0.06$, что с учетом погрешности совпадает с измерениями, сделанными аналогичным образом в разделе 4.2 для длины волны 710 нм. Тем не менее, полная погрешность метода, основанного на измерении фактора подавления шума разностного

фототока, должна учитывать также погрешности параметров $\kappa_1, \kappa_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2$, которые брались на основании предыдущих расчетов и аппроксимаций. Из-за наличия значительно большего числа параметров точность данного подхода гораздо ниже, чем точность метода, основанного на измерении $g^{(2)}$.

Используя подход из Раздела 2.5, можно также получить ампер-ватную чувствительность ФЭУ №1 с помощью соотношения (2.12). Ее величина для излучения на длине волны 710 нм составила $S_{\omega} \approx (1.95 \pm 0.34) \times 10^4$ А/Вт. Данная чувствительность получена при условии, что на диоды ФЭУ подавалось управляющее напряжение 0.6В.

Как можно заметить, ампер-ватная чувствительность и эффективность ФЭУ №1 из-за изменения управляющего напряжения и смены длины волны отличаются от результатов, полученных в разделе 2.4 и 4.2 (см таблицу 4.2).

Таблица 4.2 Сравнение параметров результатов характеристики ФЭУ №1, в разных условиях.

Длина волны, нм	Управляющее напряжение на диодах ФЭУ, В	Ампер-ватная чувствительность, А/Вт	Эффективность	Погрешность измерения эффективности, %
710	0.6	1.95±0.34	0.36±0.02	5.5%
			0.33±0.06(?)	18.2%
810	0.8	2.8±0.4	0.19±0.01	5.2%

Сравним полученные значения с данными фирмы Hamamatsu, полученными с применением эталонных источников излучения на различных длинах волн. В паспорте ФЭУ №1 на сайте производителя приводится зависимость катодной чувствительности (см. рис. 4.6) и анодная

чувствительность на длине волны 550нм, которая составляет $S_{\omega} = 3.6 \times 10^4$ А/Вт [105].

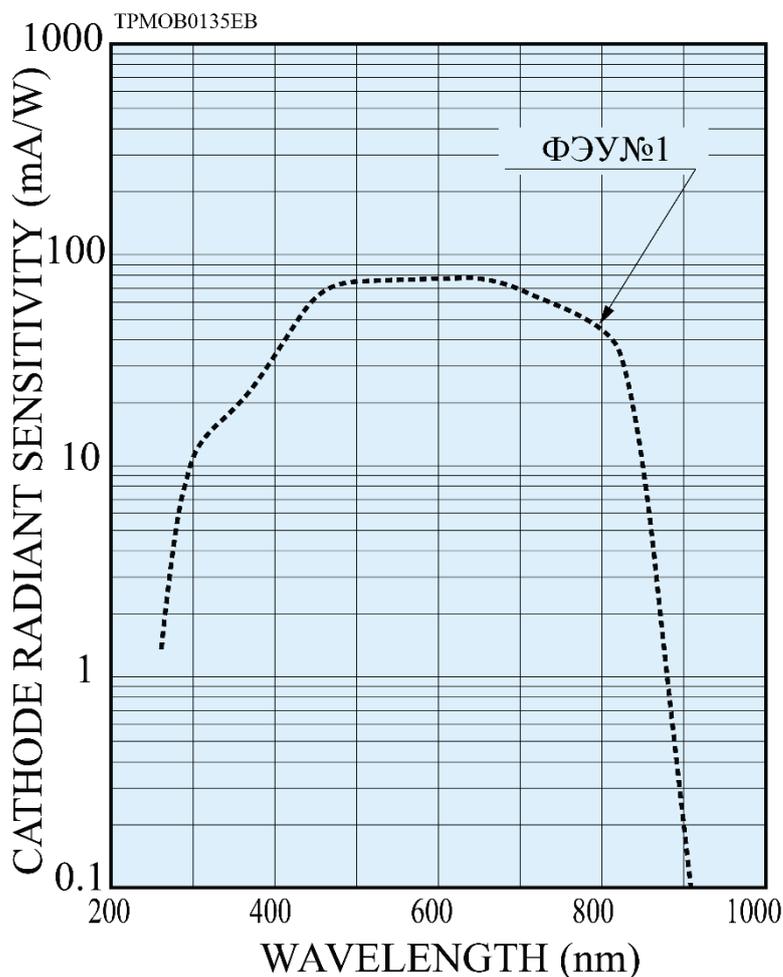


Рис. 4.6 Зависимость катодной чувствительности ФЭУ №1 от длины волны.

Данные о величине эффективности аналогового ФЭУ, конечно, в этом источнике отсутствуют. Тем не менее, полученные значения эффективности ведут себя при изменении длины волны аналогично зависимости катодной чувствительности, показанной на рисунке 4.6. Их соотношение на длинах волн 710 нм и 810 нм составляет $\eta_1^{710\text{нм}} / \eta_1^{810\text{нм}} = 1.9$, что в целом качественно соответствует ожиданиям. В случае ампер-ваттных чувствительностей важно также учитывать управляющее напряжение на динодах ФЭУ. С ростом напряжения анодная чувствительность может расти, что и демонстрируют полученные нами результаты. По порядку величины они совпадают с

приведенным фирмой значением в максимуме 630 нм, однако остаются ниже, поскольку длины волн отстают от максимума.

Согласно данным, приведенным в таблице 4.2 и из раздела 4.1, погрешность измерения (точность измерения) наихудшая в случае измерения квантовой эффективности с помощью NRF; она составляет 18.2%. Если сравнивать подходы измерения квантовой эффективности через $g^{(2)}$, наилучшим окажется метод, представленный в разделе 4.1, где квантовая эффективность определялась через $g^{(2)}$, полученное в счетном режиме. Погрешность измерения в данном случае равнялась 5%. В случае использования методов, где $g^{(2)}$ измерялось только с помощью аналоговых детекторов, погрешность измерения как в случае малого числа фотонов, так и в случае большого числа фотонов получилась примерно одинаковой и была немного выше: 5%. Несмотря на небольшое ухудшение точности, этот метод лучше – он не требует привлечения счетчиков фотонов и схем совпадений.

Выводы к Главе 4

- 1) Предложены и экспериментально продемонстрированы варианты модификации метода Клышко, адаптированные для калибровки эффективности аналоговых детекторов. Методы не требуют применения эталонных источников излучения и основаны на определении числа падающих фотонов через измерение корреляционной функции $g^{(2)}$ поля параметрического рассеяния света с помощью
 - а) системы счета фотонов (метод работает только в режиме спонтанного ПР)
 - либо
 - б) непосредственно самих калибруемых детекторов (метод принципиально работает в любом режиме ПР).

- 2) Проведена успешная верификация результатов применения обоих методов при измерениях скоростей потоков фотонов от теплового источника (лампы накаливания).
- 3) Показано, что точность при применении **первого** подхода может быть выше. Однако его реализация требует применения дополнительной аппаратуры и возможна только в условиях регистрации слабых потоков фотонов СПР из-за наличия мертвого времени дополнительно привлекаемых счетчиков фотонов.
- 4) **Второй** подход был успешно реализован как в условиях СПР, когда числа генерируемых пар фотонов не превышали $\sim 10^6$ пар в секунду, так и при ПР с более высокими потоками фотонов до $\sim 10^8$ пар в секунду – в условиях, когда первый подход был неприменим.
- 5) Проведено сравнение результатов применения модифицированного метода Клышко и метода, основанного на измерении фактора подавления шума разностного фототока ПР. Показано, что высокую точность при калибровке аналогового детектора может обеспечить только подход Клышко, основанный на измерении бифотонной корреляционной функции.

Заключение

В результате проведенного в данной работе исследования разработаны метод измерения корреляционной функции второго порядка с помощью аналоговых детекторов оптического диапазона и экспериментальная схема для реализации метода при частотно-вырожденном параметрическом рассеянии света. Разработан алгоритм для безэталонной калибровки эффективности и абсолютного измерения спектральной чувствительности аналоговых детекторов. Основные выводы из диссертационной работы можно сформулировать следующим образом:

- 1) Разработана экспериментальная схема и методика детектирования корреляционной функции бифотонного поля параметрического рассеяния $g^{(2)}$ по аналоговым показаниям детекторов сигнальных и холостых фотонов. Методика апробирована на примере использования как однофотонных детекторов в аналоговом режиме регистрации показаний, так и аналоговых ФЭУ, находящихся в одном или двух каналах параметрического рассеяния.
- 2) На примере аналогового фотоэлектронного умножителя продемонстрирована возможность измерения его спектральной амперваттной чувствительности в поле параметрического рассеяния без использования как однофотонных фотоприемников, так и каких-либо заранее прокалиброванных источников или приемников излучения.
- 3) Разработана методика измерения гистограмм статистических распределений токовых показаний аналоговых детекторов оптического диапазона. Проведено математическое моделирование гистограмм аналоговых ФЭУ с учетом гауссовского и экспоненциального распределений вкладов элементарных фотоотсчетов, позволяющее определить среднее число фотоотсчетов, среднюю величину и дисперсию вкладов.

- 4) Показано, что в ряде случаев гауссовское и экспоненциальное распределения могут описывать экспериментальные гистограммы одного детектора с близкой точностью, однако приводить к получению разных характеристик его элементарных фотоотсчетов. Предложен метод, основанный на анализе фактора подавления шума разностного фототока при параметрическом рассеянии, позволяющий выбрать адекватный способ описания статистики фототока детектора на основе ФЭУ.
- 5) Разработан, экспериментально реализован и верифицирован комбинированный метод Клышко, позволяющий без помощи эталонов определить эффективность ФЭУ по значению корреляционной функции бифотонного поля, независимо измеренному с помощью детекторов-счетчиков фотонов, и результатам моделирования статистического распределения аналоговых показаний ФЭУ.
- 6) Разработан модифицированный метод Клышко, позволяющий без помощи эталонов определить эффективность аналогового ФЭУ по результатам моделирования статистического распределения его показаний и значению корреляционной функции бифотонного поля, измеренной непосредственно и без использования счетчиков фотонов. Метод экспериментально реализован и верифицирован как в режиме спонтанного параметрического рассеяния, когда числа генерируемых пар фотонов не превышали $\sim 10^6$ пар в секунду, так и в режиме импульсного параметрического рассеяния с высоким коэффициентом усиления и потоками фотонов до $\sim 10^8$ пар в секунду – в условиях, когда комбинированный метод Клышко неприменим.

Список используемой литературы

- [1] Gisin N., Thew R. Quantum communication. // *Nature Photonics*. — 2007. — Vol. 1, — P. 165 - 171.
- [2] Flamini F., Spagnolo N., Sciarrino F. Photonic quantum information processing: a review. // *Reports on Progress in Physics*. — 2019. — Vol. 82, No.1 — P. 016001.
- [3] Giovannetti V., Lloyd S., Maccone L. Advances in quantum metrology. // *Nature Photonics*. — 2011. — Vol. 5, — P. 222 – 229.
- [4] Lugiato L. A., Gatti A., Brambilla E. Quantum imaging. // *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*. — 2002. — Vol. 4, No. 3 — P. S176–S183.
- [5] Lemos G. B., Borish V., Cole G. D., Ramelow S., Lapkiewicz R., Zeilinger A. Quantum imaging with undetected photons. // *Nature* — 2014. — Vol. 512. — P. 409 – 412.
- [6] Genovese M. Real applications of quantum imaging. // *Journal of Optics*. — 2016. — Vol. 18, No. 7. — P. 073002.
- [7] Moreau P.- A., Toninelli E., Gregory T., Padgett M. J. Ghost Imaging Using Optical Correlations. // *Laser & Photonics Reviews*. — 2018. — Vol. 12, — P. 1700143.
- [8] Paterova A. V., Krivitsky L. A. Nonlinear interference in crystal superlattices. // *Light: Science & Applications*. — 2020. — Vol. 9. — P. 82
- [9] Yang J.- Z., Li M.- F., Chen X.- X., Yu W.- K., Zhang A.- N. Single-photon quantum imaging via single-photon illumination. // *Applied Physics Letters*. — 2020. — Vol. 117. — P. 214001.
- [10] Nomerotski A., Keach M., Stankus P., Svihra P., Vintskevich S. Counting of Hong-Ou-Mandel bunched optical photons using a fast pixel camera. // *Sensors*. — 2020. — Vol. 20, No. 12 — P. 3475.
- [11] Clark A. S., Chekhova M. V., Matthews J. C. F., Rarity J. G., Oulton R. F. Special Topic: Quantum sensing with correlated light sources. // *Applied Physics Letters*. — 2021. — Vol. 118, No. 6 — P. 060401.

- [12] Schori A., Borodin D., Tamasaku K., Shwartz S. Ghost imaging with paired x-ray photons. // *Physical Review A*. — 2018. — Vol. 97, No 6 — P. 063804.
- [13] Arahata M., Mukai Y., Cao B., Tashima T., Okamoto R., Takeuchi S. Wavelength variable generation and detection of photon pairs in visible and mid-infrared regions via spontaneous parametric downconversion // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2021. — Vol. 38, No. 6 — P. 1934–1941.
- [14] Williams J. O. D., Alexander-Webber J. A., Lapington J. S., Roy M., Hutchinson I. B., Sagade A. A., Martin M.-B., Braeuninger-Weimer P., Cabrero-Vilatelá A., Wang R., De Luca A., Udrea F., Hofmann S. Towards a graphene-based low intensity photon counting photodetector. // *Sensors* — 2016. — Vol. 16, No. 9 — P. 1351.
- [15] Echtermach P. M., Pepper B. J., Reck T., Bradford C. M. Single photon detection of 1.5 THz radiation with the quantum capacitance detector. // *Nature Astronomy*. — 2018. — Vol. 2, No. 1 — P. 90–97.
- [16] G. K. Kitaeva, P. V. Yakunin, V. V. Kornienko, A. N. Penin. Absolute brightness measurements in the terahertz frequency range using vacuum and thermal fluctuations as references // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. — 2014. — Vol. 116, no. 4. — P. 929–937.
- [17] Riek C., Seletskiy D. V., Moskalenko A. S., Schmidt J. F., Krauspe P., Eckart S., Eggert S., Burkard G., Leitenstorfer A. Direct sampling of electric-field vacuum fluctuations. // *Science*. — 2015. — Vol. 350, No. 6259 — P. 420–423.
- [18] Haase B., Kutas M., Riexinger F., Bickert P., Keil A., Molter D., Bortz M., von Freymann G. Spontaneous parametric down-conversion of photons at 660 nm to the terahertz and sub-terahertz frequency range // *Optics Express*. — 2019. — Vol. 27, No. 5. — P. 7458–7468.
- [19] Benea-Chelms I. C., Settembrini F. F., Scaleri G., Faist J. Electric field correlation measurements on the electromagnetic vacuum state. // *Nature*. — 2019. — Vol. 568, No. 7751 — P. 202–206.

- [20] Kuznetsov K. A., Malkova E. I., Zakharov R. V., Tikhonova O. V., Kitaeva G. Kh.. Nonlinear interference in the strongly nondegenerate regime and Schmidt mode analysis. // *Physical Review A*. — 2020. — Vol. 101, — P. 053843.
- [21] M. Kutas, B. Haase, P. Bickert, F. Rieinger, D. Molter, and G. von Freymann. Terahertz quantum sensing // *Sci. Adv.* — 2020. — Vol. 6 —P. 8065
- [22] Novikova T. I., Kuznetsov K. A., Leontyev A. A., Kitaeva G. Kh. Study of SPDC spectra to reveal temperature dependences for optical-terahertz biphotons. // *Applied Physics Letters*. — 2020. — Vol. 116, — P. 264003.
- [23] Hanbury Brown R., Twiss R. Q. Correlation between photons in two coherent beams of light // *Nature*. — 1956. — Vol. 177, no. 4497. — P. 27–29.
- [24] Brida G., Genovese M., Ruo-Berchera I., Chekhova M., Penin A. Possibility of absolute calibration of analog detectors by using parametric downconversion: a systematic study. // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2006. — Vol. 23, No. 10 — P. 2185–2193.
- [25] Iskhakov T.Sh, Lopaeva E.D., Penin A.N., Rytikov G.O., Chekhova M.V. Two methods for detecting nonclassical correlations in parametric scattering of light // *JETP Letters*. — 2008. — Vol. 88, no. 10. — P. 660-664
- [26] Kitaeva G. K., Leontyev A. A., Prudkovskii P. A. Quantum correlation between optical and terahertz photons generated under multimode spontaneous parametric down-conversion // *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*. — 2020. — Vol. 101, no. 5. — P. 053810 (1–13)
- [27] Клышко Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика. // Издательство “Наука”. — 1980.
- [28] Polyakov S.V., Migdall A.L. High accuracy verification of a correlated photon-based method for determining photoncounting detection efficiency. // *Optics Express*. — 2007. — Vol. 15, No. 4 — P. 1390–1407.
- [29] Mandel L., Wolf E. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge University Press, 1995. — pp. 1166

- [30] Perina J., Haderka O., Allevi A., Bondani M. Absolute calibration of photon-number-resolving detectors with an analog output using twin beams. // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Vol. 104, No. 4 — P. 041113.
- [31] Avella A., Ruo-Berchera I., Degiovanni I. P., Brida G., Genovese M. Absolute calibration of an EMCCD camera by quantum correlation, linking photon counting to the analog regime. // *Optics Letters*. — 2016. — Vol. 41, No. 8 — P. 1841–1844.
- [32] Клышко Д.Н., Пенин А.Н. Перспективы квантовой фотометрии // *Успехи физических наук*. — 1987. — Т. 152, № 4. — С. 653–665.
- [33] Китаева Г.Х., Клышко Д.Н., Таубин И.В. К теории параметрического рассеяния и метода абсолютного измерения яркости света // *Квантовая электроника*. — 1982. — Vol. 9, no. 3. — P. 561–568.
- [34] Китаева Г.Х., Пенин А.Н. Параметрическое преобразование света в слоистых нелинейных средах // *ЖЭТФ*. — 2004. — Т. 125, № 2. — С. 307–323.
- [35] Kitaeva G.Kh., Kovalev S.P., Penin A.N., Tuchak A.N., Yakunin P.V. A Method of Calibration of Terahertz Wave Brightness Under Nonlinear-Optical Detection // *J Infrared Milli Terahz Waves*. — 2011. — Vol. 32. — P. 1144–1156.
- [36] Pérez A.M., Spasibko K.Yu., Sharapova P.R., Tikhonova O.V., Leuchs G., Chekhova M.V. Giant narrowband twin-beam generation along the pump-energy propagation direction // *Nature Communications*. — 2015. — Vol. 6. — P. 7707.
- [37] Iskhakov T., Chekhova M.V., Leuchs G. Generation and Direct Detection of Broadband Mesoscopic Polarization-Squeezed Vacuum // *Physical Review Letters*. — 2009. — Vol. 102. — P. 183602.
- [38] Скалли М., Зубайри С. *Квантовая оптика* (Пер. с англ. под ред. В.В. Самарцева). М.: Физматлит, 2003. — 512 с.
- [39] Burnham D. C., Weinberg D. L. Observation of Simultaneity in Parametric Production of Optical Photon Pairs. // *Physical Review Letters*. — 1970. — Vol. 25 — P. 84-87.
- [40] Lee C. T. Nonclassical photon statistics of two-mode squeezed states. // *Physical Review A*. — 1990. — Vol. 42, No. 3 — P. 1608–1616.

- [41] O. A. Ivanova, T. Sh. Iskhakov, A. N. Penin, M. V. Chekhova. Multiphoton correlations in parametric down-conversion and their measurement in the pulsed regime // *Kvantovaya Elektronika* — 2006. — Vol. 36, no.10. — P. 951–956
- [42] Brida G., Degiovanni I. P., Genovese M., Rastello M. L., Ruo-Berchera I. Detection of multimode spatial correlation in PDC and application to the absolute calibration of a CCD camera. // *Optics Express*. — 2010. — Vol. 18, No. 20 — P. 20572.
- [43] Migdall A., Polyakov S. V., Fan J., Bienfang J. C. Single-photon generation and detection. Academic Press, 2013. — pp. 562.
- [44] Klyshko D. N. On the use of two-photon light for absolute calibration of photoelectric detectors. // *Soviet Journal of Quantum Electronics*. — 1980. — Vol. 10, No. 9 — P. 1112–1117.
- [45] Penin A. N., Sergienko A. V. Absolute standardless calibration of photodetectors based on quantum two-photon fields. // *Applied Optics*. — 1991. — Vol. 30, No. 25 — P. 3582–3588.
- [46] Леонтьев А.А., Кузнецов К.А., Прудковский П.А., Сафроненков Д.А. Китаева Г.Х. Прямое измерение корреляционной функции оптико-терагерцовых бифотонов. // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 2021. — Т. 114, № 10. — С. 635–642.
- [47] Miller A., Lita A., Calkins B., Vayshenker I., Gruber S., Nam S. Compact cryogenic self-aligning fiber-to-detector coupling with losses below one percent. // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, No. 10 — P. 9102.
- [48] Blazej J., Prochazka I., Kodet J. Photodiode optical to electrical signal delay. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2012. — Vol. 695 — P. 359–361.
- [49] Becker W. *Advanced Time-Correlated Single Photon Counting Techniques*. Springer Series in Chemical Physics, 2005 — pp. 387.
- [50] Агафонов И. Н., Исхаков Т. Ш., Чехова М. В. Мертвое время фотодетектора и измерение корреляционных функций интенсивности в

импульсном режиме. // Учёные записки Казанского государственного университета. Серия Физико-математические науки. — 2006. — Т.148:1 — P. 68–76.

[51] Bécares, V., Blázquez, J. Detector Dead Time Determination and Optimal Counting Rate for a Detector Near a Spallation Source or a Subcritical Multiplying System. // Science and Technology of Nuclear Installations. — 2012. — Vol. 2012 — P. 7.

[52] Usman, S., Patil, A. Radiation detector deadtime and pile up: A review of the status of science. // Nuclear Engineering and Technology. — 2018. — Vol. 50, No. 7 — P. 1006–1016.

[53] Shibata H., Shimizu K., Takesue H., Tokura Y. Ultimate low system dark-count rate for superconducting nanowire single-photon detector. // Optics Letters. — 2015. — Vol. 40, No. 14 — P. 3428-3431.

[54] Takenaka M., Morii K., Sugiyama M., Nakano Y., Takagi S. Dark current reduction of Ge photodetector by GeO₂ surface passivation and gas-phase doping. // Optics Express. — 2012. — Vol. 20, No. 8 — P. 8718-8725.

[55] Wang C., Wang J. Xu Z., Li J., Wang R., Zhao J., Wei Y. Afterpulsing effects in SPAD-based photon-counting communication system. // Optics Communications. — 2019. — Vol. 443 — P. 202–210.

[56] Liu J., Li Y., Ding L., Zhang C., Fang J. A simple method for afterpulse probability measurement in high-speed single-photon detectors. // Infrared Physics & Technology. — 2016. — Vol. 77 — P. 451–455.

[57] Dejen B., Vaquero-Stainer A., Santana T. S., Arabskyj L., Dolan P. R., Chunnillal C. J. A refined method for characterizing afterpulse probability in single-photon avalanche diodes. // Applied Physics Letters. — 2024. — Vol. 125, No. 19 — P. 194002.

[58] Zhang G.-F., Dong S.-L., Huang T., Liu Y., Wang J., Xiao L.-T., Jia S.-T. Photon statistical measurement of afterpulse probability. // International Journal of Modern Physics B. — 2008. — Vol. 22, No. 12 — P. 1941–1946.

- [59] Liu H., Yin Z.-Q., Wang Z.-H., Shan Y.-G., Wang S., Chen W., Dong C., Guo G.-C., Han Z.-F. Afterpulse effects in quantum key distribution without monitoring signal disturbance. // *Optics Letters*. — 2023. — Vol. 48, No. 7 — P. 1558-1561.
- [60] Shurakov A., Lobanov Y., Goltsman G. Superconducting hot-electron bolometer: from the discovery of hot-electron phenomena to practical applications. // *Superconductor Science and Technology*. — 2015. — Vol. 29 — P. 023001.
- [61] Ponomarev D. S., Lavrukhin D. V., Yachmenev A. E., Khabibullin R. A., Semenikhin I. E., Vyurkov V. V., Ryzhii M., Otsuji T., Ryzhii V. Lateral terahertz hot-electron bolometer based on an array of Sn nanowires in GaAs. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2018. — Vol. 51 — P. 135101.
- [62] Paschos G. G., Liew T. C. H., Hatzopoulos Z., Kavokin A. V., Savvidis P. G., Deligeorgis G. An exciton-polariton bolometer for terahertz radiation detection. // *Scientific Reports*. — 2018. — Vol. 8 — P. 10092.
- [63] P. Prudkovskii, A. Leontyev, K. Kuznetsov, G. Kitaeva. Towards measuring terahertz photon statistics by a superconducting bolometer // *Sensors*. — 2021. — Vol. 21, no. 15. — P. 4964 (1–10).
- [64] Seliverstov S., Maslennikov S. and Ryabchun S. Fast and Sensitive Terahertz Direct Detector Based on Superconducting Antenna-Coupled Hot Electron Bolometer // *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. — 2015. — Vol. 25, no. 3 — P. 1 – 4.
- [65] Natarajan C. M., Tanner M. G., Hadfield R. H. Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications // *Superconductor Science and Technology*. — 2012. — Vol. 25 — P. 063001.
- [66] Kerman A. J., Dauler E. A., Keicher W. E., Yang J. K. W., Berggren K. K., Gol'tsman G., Voronov B. Kinetic-inductance-limited reset time of superconducting nanowire photon counters. // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. 88, No. 11 — P. 111116.
- [67] Marsili F., Verma V. B., Stern J. A., Harrington S., Lita A. E., Gerrits T., Vayshenker I., Baek B., Shaw M. D., Mirin R. P., Nam S. W. Detecting single

infrared photons with 93% system efficiency. // *Nature Photon.* — 2013. — Vol. 7 — P. 210–214.

[68] Baek B., Lita A.E., Verma V., Nam S.W. Superconducting a-WxSi1-x Nanowire Single-Photon Detector with Saturated Internal Quantum Efficiency from Visible to 1850 nm. // *Applied Physics Letters.* — Vol. 98 — P. 251105.

[69] Гурович Б. А., Приходько К. Е., Гончаров Б. В., Дементьева М. М., Кутузов Л. В., Комаров Д. А., Домантовский А. Г., Столяров В. Л., Ольшанский Е. Д. Влияние интегрированных сопротивлений, созданных под действием ионного облучения, на сверхпроводящие переходы нанопроводников из нитрида ниобия. // *Журнал технической физики.* — 2020. — Vol. 90, No. 11 — P. 1860–1863.

[70] Lolli L., Taralli E., Rajteri M. Ti/Au TES to Discriminate Single Photons. // *Journal of Low Temperature Physics.* — 2012. — Vol. 167 — P. 803–808.

[71] Santavicca D. F., Carter F. W., Prober D. E. Proposal for a Ghz count rate near-IR single-photon detector based on a nanoscale superconducting transition edge sensor. // *Advanced Photon Counting Techniques V.* – SPIE. — 2011. — Vol. 8033 — P. 257-261.

[72] Fukuda D., Fujii G., Numata T., Amemiya K., Yoshizawa A., Tsuchida H., Fujino H., Ishii H., Itatani T., Inoue S., Zama T. Titanium-Based Transition-Edge Photon Number Resolving Detector with 98% Detection Efficiency with Index-Matched Small-Gap Fiber Coupling. // *Optics Express.* — 2011. — Vol. 19 — P. 870–875.

[73] Bruschini C., Homulle H., Antolovic I. M. Burri S., Charbon E. Single-photon avalanche diode imagers in biophotonics: review and outlook. // *Light: Science & Applications.* — 2019. — Vol. 8, No. 1 – P. 87.

[74] Shawkat M. S. A., Adnan M. M. Febbo, R. D. Murray J. J., Rose G. S. A single chip SPAD based vision sensing system with integrated memristive spiking neuromorphic processing. // *IEEE Access.* — 2023. — Vol. 11 — P. 19441-19457.

[75] Chen M., Rao P. R., Venialgo E. Depth estimation in SPAD-based LIDAR sensors. // *Optics Express.* — 2024. — Vol. 32, No. 3 — P. 3006-3030.

- [76] I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, A. Menzione, M. Pikna, I. Sýkora, S. Tokár. Method for precise analysis of the metal package photomultiplier single photoelectron spectra. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2001. — Vol.456, no.3. — P.310-324.
- [77] Hamamatsu Photonics K. K. Photomultiplier tubes: Basics and applications, 2007. — 318 pp.
- [78] Бауместер Д., Экерт А., Цайлингер А. Физика квантовой информации //М.: Постмаркет, 2002. — 382 pp.
- [79] Teo Y. S., Shin S., Jeong H., Kim Y., Kim Y. H., Struchalin G. I., Kovlakov E., Straupe S., Kulik S. P., Leuchs G., Sánchez-Soto L. L. Benchmarking quantum tomography completeness and fidelity with machine learning. //New Journal of Physics. — 2021. — Vol. 23, No. 10 — P. 103021.
- [80] Genovese M. Real applications of quantum imaging. //Journal of Optics. — 2016. — Vol. 18, No. 7. — P. 073002.
- [81] Zhao H., Liu G., Zhang J., Poplawsky J. D., Dierolf V., Tansu N. Approaches for high internal quantum efficiency green InGaN light-emitting diodes with large overlap quantum wells. //Optics express. — 2011. — Vol. 19, No. S4 — P. A991-A1007.
- [82] Walsh B. M., Barnes N. P. Quantum efficiency measurements in Nd-doped materials. //Advanced Solid-State Photonics. —2008. — P. WE22.
- [83] Barnes N. P., Walsh B. M. Quantum efficiency measurements of Nd: YAG, Yb: YAG, and Tm: YAG. //Advanced Solid State Lasers. —2002. — Vol. 68 — P. TuB15.
- [84] Jin M., Chen X., Hao G., Chang B., Cheng, H. Research on quantum efficiency for reflection-mode InGaAs photocathodes with thin emission layer. //Applied Optics. — 2015. — Vol. 54, No. 28. — P. 8332-8338.
- [85] Chen X. Tang G., Wang D., Xu P. High quantum efficiency transmission-mode GaAlAs photocathode with a nanoscale surface structure. //Optical Materials Express. — 2018. — Vol. 8, No. 10 — P. 3155-3162.

- [86] Klyshko D.N. Photons and Nonlinear Optics. New York: Gordon and Breach Science, 1988. — 248 pp.
- [87] Agafonov I.N., Chekhova M.V., Penin A.N., Rytikov G.O., Shumilkina O.A., Iskhakov T.Sh. Comparative test of two methods of quantum efficiency absolute measurement based on squeezed vacuum direct detection. // International Journal of Quantum Information. — 2011. — Vol. 9. — P. 251–262.
- [88] Kolobov M. I. The spatial behavior of nonclassical light. //Reviews of Modern Physics. — 1999. — Vol. 71, No. 5 — P. 1539.
- [89] Bondani M., Allevi A., Zambra G., Paris M.G.A., Andreoni A. Sub-shot-noise photon-number correlation in a mesoscopic twin beam of light. // Physical Review A. — 2007. — Vol. 76. — P. 013833.
- [90] Mertz J., Heidmann A., Fabre C. Observation of High-Intensity SubPoissonian Light an Optical Parametric Oscillator // Physical Review Letters. — 1987. — Vol. 64, no. 24. — P. 2897 – 2900.
- [91] Novikova T. I., Leontyev A. A., Kitaeva G. K. Measurement of the Quantum Efficiency of Analog Detectors in the Parametric Down-Conversion Field. //JETP Letters. — 2022. — Vol. 116, No. 6 — P. 353-359.
- [92] Zwinkels J. C., Ikonen E., Fox N. P., Ulm G., Rastello M. L. Photometry, radiometry and ‘the candela’: evolution in the classical and quantum world. //Metrologia. — 2010. — Vol. 47, No. 5 — P. R15.
- [93] Xu G., Huang X. A cryogenic radiometry based spectral responsivity scale at the national metrology centre. //Physics Procedia. — 2011. — Vol. 19 — P. 55-60.
- [94] Budde W. Physical detectors of optical radiation. // Optical Radiation Measurements, New York: Academic Press, 1983.
- [95] Determination of the Spectrum Responsivity of Optical Radiation Detectors, Publ. 64 (Commission Internationale de L’Éclairage, Paris, 1984).
- [96] Eisaman M. D. Fan J., Migdall A., Polyakov S. V. Invited review article: Single-photon sources and detectors. //Review of scientific instruments. — 2011. — Vol. 82, No. 7 — P. 071101.

- [97] Malygin A. A., Penin A. N., Sergienko A. V. Absolute calibration of the sensitivity of photodetectors using a biphotonic field. //JETP Letters. — 1981. — Vol. 33, No. 10 — P. 493-496.
- [98] Dossi R., Ianni A., Ranucci G., Smirnov O. J. Methods for precise photoelectron counting with photomultipliers. //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2000. — Vol. 451, No. 3 — P. 623-637.
- [99] Takahashi M. et al. A technique for estimating the absolute gain of a photomultiplier tube. //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2018. — Vol. 894 — P. 1-7.
- [100] Kalousis L. N. Calibration of photomultiplier tubes. //Journal of Instrumentation. — 2023. — Vol. 18, No. 07 — P. P07016.
- [101] Kalousis L. N. De André J. P. A. M., Baussan E., Dracos M. A fast numerical method for photomultiplier tube calibration. //Journal of Instrumentation. — 2020. — Vol. 15, No. 03 — P. P03023.
- [102] Coquelin D., Jobin T., Kemmerer W., Maxwell P., Merten S., Moller, E. Morris W., Niculescu G., Niculescu I., Shaver W. Practical considerations in modeling the low light response of photomultiplier tubes in large batch testing. //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2019. — Vol. 928. — P. 43-50.
- [103] Degtiarenko P. Precision analysis of the photomultiplier response to ultra low signals. //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2017. — Vol. 872 — P. 1-15.
- [104] Lai Y. Shen Z. Chen Y. Wang J. Guo J. Wei Z. The Impact of Afterpulsing Effects in Single-Photon Detectors on the Performance Metrics of Single-Photon Detection Systems //Photonics. — MDPI, 2024. — Vol. 11, No. 11 — P. 1074.

[105] Hamamatsu Corporation, H7422-20, H7422PA-50 Datasheet
<https://datasheet4u.com/datasheetpdf/HamamatsuCorporation/H7422-20/pdf.php?id=55471>.