ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Баранов Александр Геннадьевич

Экспериментальная установка по измерению поляризационных корреляций запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов

Специальность 1.3.2 — Приборы и методы экспериментальной физики.

Диссертация

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к.ф.-м.н.

Ивашкин Александр Павлович

Москва—2025

Оглавление

Введение 4
Актуальность работы 7
Цели и задачи 8
Научная новизна и практическая значимость 9
Методология и методы исследования 10
Основные положения, выносимые на защиту: 11
Апробация работы 11
Личный вклад автора 12
Публикации 13
Объём работы 13
Глава 1. Методы исследования запутанных аннигиляционных фотонов. 14
1.1 Теоретические основы исследований 14
1.2 Свойства комптоновского рассеяния фотонов. 16
1.3 Измерение поляризации гамма-квантов комптоновскими поляриметрами. 18
1.4 Предыдущие эксперименты по измерению угловых корреляций запутанных фотонов. 21
1.5 Теоретические предсказания квантовых корреляций для 26
декогерентных фотонов. 26
Глава 2 Принципы измерений запутанных и декогерентных фотонов в экспериментальной установке 28
2.1 Методы получения аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях 28
2.2 Принципы измерения поляризации максимально запутанных и декогерентных фотонов. 32
2.3 Принцип работы экспериментальной установки. 36
Глава 3 Структура и электронная схема экспериментальной установки 41
3.1 Механическая структура установки. 41
3.2 Электронная схема экспериментальной установки 47
3.3 Система считывания экспериментальных данных 56
Глава 4 Параметры сцинтилляционных детекторов 61

4.1 Основные комптоновские рассеиватели 61
4.2 NaI(Tl) детекторы рассеянных фотонов 69
4.3 Промежуточный GAGG рассеиватель 81
Глава 5 Физические результаты, полученные на экспериментальной установке и подходы в модернизации экспериментальной установки 95
5.1 Угловые азимутальные корреляции. 95
5.2 Измерения корреляционных функции в неравенстве Белла. 103
5.3 Подходы в модернизации экспериментальной установки. 105
Заключение 114
Благодарности 116
Список сокращений и условных обозначений 117
Список литературы 118

Введение

Квантовая запутанность является одним из наиболее удивительных и фундаментальных явлений в квантовой физике. Данное понятие описывает состояние, в котором две системы находятся в таком тесном взаимодействии, что состояние одной системы не может быть полностью описано без учета состояния другой, даже если они разделены бесконечно большим расстоянием. Первоначально данный термин был введён Шрёдингером [1], [2], хотя он считал, что квантовая запутанность между системами исчезает на больших расстояниях.

Дальнейшие теоретические исследования данного эффекта тесно связаны с парадоксом Эйнштейна-Подольского-Розена (ЭПР-парадокс) [3] и с вопросом о полноте стандартной (Копенгагенской) интерпретации квантовой механики. Обсуждения данных проблем квантовой механики привели к достаточно большому количеству споров среди ведущих исследователей того времени [4], [5], которые носили в значительной мере философский характер. Лишь в 1964 г. Д. Беллом были предложены количественные критерии проверки гипотезы о полноте квантовой механики в целом, и о существовании квантовой запутанности в частности [6]. В дальнейшем, данные критерии стали известны, как неравенство Белла, которое стало основным условием доказательства запутанности квантовых состояний.

Важнейшим этапом в изучении запутанных состояний стал виртуальный эксперимент, предложенный Д. Бомом. Он рассмотрел два запутанных фотона с коррелированными поляризациями. Поляризация каждого из фотонов определяется при помощи оптического поляриметра. В случае измерения поляризации первого фотона, у второго окажется поляризация перпендикулярная поляризации первого. Как результат, такая корреляция поляризаций могла бы стать доказательством запутанности исходных фотонов. Примером такой системы является пара фотонов, рождаемых в процесс аннигиляции позитрона и электрона в состоянии покоя. Как показал

Д. Уилер [7], такие аннигиляционные фотоны имеют перпендикулярные друг другу поляризации. Он же предложил принципиальную простейшую схему установки для измерений таких фотонов – 2 комптоновских рассеивателя в комбинации с детекторами рассеянных фотонов, образующих, так называемые, комптоновские поляриметры.

С использованием идей и предположений Д. Уилера, был создан ряд установок, на которых были проведены эксперименты по определению запутанности аннигиляционных фотонов с помощью комптоновских поляриметров [8], [9], [10], [11], [12], [13], [14], [15], [16], [17]. Итогом этих экспериментов стало подтверждение теоретических предсказаний о максимальной запутанности пары аннигиляционных фотонов, которая наблюдалась в виде сильных угловых корреляций при комптоновском рассеяния начальных аннигиляционных фотонов. В дальнейшем, интерес к рассмотрению эффектов запутанности в системе двух фотонов сместился в оптическую область спектра в связи с открытием спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) [18], [19], [20], которое позволило создавать максимально запутанные фотоны в оптическом диапазоне. Также, эксперименты в области квантовой оптики являются технически менее сложными, но, в то же время, позволяющими выполнять сложные операции с квантовыми состояниями фотонов [21], [22], [23], [24], [25], [26], [27].

Однако, в последние годы интерес к исследованию запутанных аннигиляционных фотонов снова возрос. Это обусловлено двумя факторами. Первый фактор – прикладной, поскольку явление квантовой запутанности планируется использовать в новом поколении позитрон-эмиссионной томографии (ПЭТ), так называемой квантовой ПЭТ (Q-ПЭТ) [28], [29]. Второй фактор связан с фундаментальной теоретической физикой, описывающей различные квантовые состояния двух-фотонных систем. Так, в настоящее время существует нескольких противоречащих друг другу теоретических работ, рассматривающих комптоновское рассеяние фотонов в максимально запутанном и декогерентном состоянии. Разрешить эти теоретические

противоречия и исследовать поведение аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях призвана данная работа, в которой обсуждается экспериментальная установка, позволяющая изучить влияние квантовой запутанности аннигиляционных фотонов на их угловые корреляции в комптоновском рассеянии.

Рассматриваемые в данной работе аннигиляционные фотоны имеют энергию, на пять порядков превышающую энергию оптических фотонов. Такие высокие энергии аннигиляционных фотонов дают возможность идентификации комптоновского рассеяния с энерговыделением на несколько порядков ниже|, чем энергия исходного фотона. Это дает возможность выполнить промежуточное измерение поляризационного состояния фотона путем его комптоновского рассеяния до попадания фотона в основные комптоновские поляриметры. Такая предполагаемая конфигурация нового эксперимента по исследованию аннигиляционных фотонов позволяет провести сравнение между начальными максимально запутанными аннигиляционными фотонами и декогерентными, где один из пары запутанных фотонов совершил предварительное рассеяние в промежуточном комптоновском рассеивателе. Поскольку сечение комптоновского рассеяния зависит от поляризации исходного фотона, кинематика рассеяния запутанных и декогерентных фотонов может сильно отличаться. Вплоть до недавнего времени отсутствовали экспериментальные установки, направленные на сравнение кинематики комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных фотонов. Благодаря представленной экспериментальной установке появляется возможность прямого сравнения кинематики рассеяния исходных запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов. Стоит отметить, что предполагаемая разница в кинематике рассеяния изначально запутанных и декогерентных фотонов лежит в основе создания нового поколения квантовой позитрон-эмиссионной томографии (Q-ПЭТ). Как известно, одним из основных фонов в ПЭТ является паразитное рассеяние начальных аннигиляционных фотонов в теле человека, что приводит к

искажению пути прохождения фотона и ошибке в восстановлении точки аннигиляции позитрона с электроном. Явление квантовой запутанности может помочь в идентификации такого рассеянного фона и улучшении качества томографического изображения.

Актуальность работы

Актуальность данной работы обусловлена как фундаментальными научными задачами, так и прикладным характером выполненной работы. Как было упомянуто выше, фундаментальной физической проблемой является сравнение свойств комптоновского рассеяния пары аннигиляционных фотонов в различных (максимально запутанном и декогерентном) квантовых состояниях. До последнего времени экспериментальной проверки и сравнения таких процессов не было выполнено. В то же время, недавние теоретические работы по расчетам комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов дают весьма противоречивые результаты, что указывает на необходимость выполнения экспериментальных исследований.

Прикладное значение представленной работы связано с предложениями использовать свойства квантовой запутанности аннигиляционных фотонов в новом поколении квантовой позитрон-эмиссионной томографии (Q-ПЭТ). Предполагаемая разница в кинематике рассеяния изначально запутанных и декогерентных фотонов может помочь в подавлении рассеянного фона, обусловленного паразитным рассеянием начальных аннигиляционных фотонов в теле человека. Идентификация такого рассеянного фона с использованием явления квантовой запутанности может помочь в улучшении качества томографического изображения.

Отметим, что комптоновское рассеяние декогерентных фотонов до последнего времени не было экспериментально изучено совсем. Создание настоящей экспериментальной установки позволило ответить на целый ряд фундаментальных и прикладных вопросов, а также решить методические

задачи, связанные с регистрацией сверхнизких энерговыделений в сцинтилляционных детекторах.

Цели и задачи

Целью настоящей работы является создание детекторных систем для экспериментальной установки по измерению поляризационных корреляций аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях. Достижение этой цели подразумевает решение комплекса экспериментальных и методических задач, которые коротко описаны ниже. Физическая задача эксперимента потребовала разработки методики получения пар аннигиляционных фотонов в начальных (максимально запутанных) и декогерентных состояниях, методов измерений поляризационных состояний и угловых корреляций этих фотонов.

Создание экспериментальной установки потребовало разработки и изготовления систем комптоновских поляриметров из десятков сцинтилляционных детекторов различных типов с использованием нескольких видов сцинтилляторов и типов фотодетекторов, включающих вакуумные фотоэлектронные умножители и твердотельные кремниевые фотоумножители. Необходимым этапом работы было изготовление этих сцинтилляционных детекторов, исследование их параметров и подбор оптимальных режимов работы.

Другой важнейшей задачей данной работы была разработка конструкции экспериментальной установки, которая обеспечивала бы большой телесный угол регистрации фотонов, а также компенсацию систематических ошибок, связанных с фиксированной точностью позиционирования детекторов комптоновских поляриметров и источника аннигиляционных фотонов. Отметим, что большой телесный угол установки является необходимым условием получения статистически значимых результатов по измерению декогерентных пар аннигиляционных фотонов.

Следующей стадией создания экспериментальной установки является разработка электронной схемы, включающей в себя аналоговую, цифровую, триггерную электронику и систему питания различных фотодетекторов.

Результатом эксперимента является измерение поляризационных корреляций аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях, что потребовало многомесячных сеансов по набору экспериментальных данных, а также постоянного контроля параметров детекторов. Эти параметры были использованы на конечном этапе анализа экспериментальных данных.

Научная новизна и практическая значимость

В работе получены следующие новые методические и научные результаты:

1. Были разработаны и созданы уникальные детекторные системы для установки по измерению поляризационных корреляций аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях.
2. В экспериментальной установке впервые реализована схема из трех (двух основных и одного промежуточного) комптоновских рассеивателей. Данный подход обеспечил процесс контролируемой декогеренции аннигиляционных фотонов в активном промежуточном рассеивателе. Степень декогеренции аннигиляционных фотонов определялась по измерению выделенной в этом рассеивателе энергии отдачи электронов.
3. Созданы сцинтилляционные детекторы рассеянных фотонов, обеспечивающие большой телесный угол регистрации, необходимый для измерений декогерентных аннигиляционных фотонов.
4. Используемые сцинтилляционные детекторы образуют две системы комптоновских поляриметров для измерения поляризации обоих аннигиляционных фотонов. Определены амплитудные и временные параметры этих сцинтилляционных детекторов.

5. Разработана и изготовлена уникальная механическая конструкция экспериментальной установки, использующая эффективные решения и обеспечивающая азимутальную симметрию установки, необходимую для компенсации возможных систематических ошибок.
6. Разработана и создана электронная схема установки, включающая аналоговую, цифровую и триггерную части. Данная электронная схема позволяет записывать несколько типов событий и выполнять энергетическую и временную калибровки детекторов, образующих комптоновские поляриметры.
7. Полученные на установке результаты измерений поляризационных корреляций аннигиляционных фотонов имеют как фундаментальное, так и прикладное значение для создания позитрон-эмиссионной томографии нового поколения, использующей явление квантовой запутанности аннигиляционных фотонов.

Методология и методы исследования

В процессе выполнения данной работы была разработана и создана методика создания сцинтилляционных детекторов различных типов, использующих вакуумные и твердотельные фотоэлектронные умножители. Разработанная конструкция экспериментальной установки обеспечила как азимутальную симметрию, необходимую для компенсации систематических ошибок, так и большой телесный угол регистрации рассеянных аннигиляционных фотонов.

Метод использования трех (двух основных и одного промежуточного) комптоновских рассеивателей обеспечил процесс контролируемой декогеренции аннигиляционных фотонов в активном промежуточном рассеивателе. Методические решения в создании активного промежуточного

рассеивателя позволили регистрировать сверхнизкие энерговыделения от электронов отдачи, начиная с 1 кэВ.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Системы детекторов и конструкция экспериментальной установки по исследованию поляризационных корреляций аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях.
2. Методика получения контролируемой декогеренции аннигиляционных фотонов с помощью промежуточного активного комптоновского рассеивателя.
3. Результаты измерений параметров детекторов комптоновских поляриметров с различными типами сцинтилляторов и фотодетекторов.
4. Электронная схема установки, состоящая из аналоговых, цифровых, триггерных блоков электроники и источников питания вакуумных ФЭУ и кремниевых фотоумножителей.

Достоверность результатов

Полученные в данной работе результаты многократно докладывались на международных конференциях и опубликованы в ведущих научных журналах. Также, впервые полученные на обсуждаемой экспериментальной установке результаты по измерению азимутальных угловых корреляций декогерентных фотонов подтверждены другими экспериментальными группами.

Апробация работы

Перечисленные выше результаты, были доложены на следующих международных конференциях:

Экспериментальное измерение поляризационных корреляций в комптоновском рассеянии запутанных аннигиляционных фотонов //

Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2024»
https://lomonosov-msu.ru/rus/event/schedule/1599?date=2024-04-16#13449

Криогенный сцинтилляционный детектор нейтрино со сверхнизким энергетическим порогом. // Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2023», Москва, Россия
https://lomonosov-msu.ru/rus/event/8000/

SrI_2(Eu) scintillation neutrino detector with ultra-low energy threshold. // LXXIV International conference Nucleus-2024: Fundamental problems and applications. Dubna, Russia.
https://indico.jinr.ru/event/4304/contributions/26949/

A concept of neutrino scintillation detector with threshold below 1 keV. // 7th International Conference on Particle Physics and Astrophysics. Moscow, Russia.
https://indico.particle.mephi.ru/event/436/contributions/4193/

Личный вклад автора

Автор принимал непосредственное участие в решении следующих задач:

1. Разработка и создание конструкции экспериментальной установки для исследования поляризационных корреляций максимально запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов.
2. Создание детекторов комптоновских поляриметров для исследования комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов.
3. Разработка активного промежуточного комптоновского рассеивателя, необходимого для идентификации процесса декогеренции в системе аннигиляционных фотонах.

4. Измерение и калибровка энергетических и временных параметров детекторов экспериментальной установки.
5. Разработка, создание и настройка аналоговой, цифровой и триггерной электроники экспериментальной установки.

Публикации

Основные результат работы опубликованы в 6 печатных работах. [30-35]

Объём работы

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка публикаций, списка цитируемой литературы и приложения. Работа изложена на 124 страницах, включая 71 рисунок, и список цитированной литературы, содержащий 70 наименования.

Глава 1. Методы исследования запутанных аннигиляционных фотонов.

1.1 Теоретические основы исследований.

Запутанность квантовой системы является простым следствием принципа суперпозиции и означает, что состояние системы не может быть представлено как произведение состояний отдельных подсистем. Этот термин был введен Шредингером, который имел в виду запутанность наших знаний о квантовых системах [1], [2]. Такая интерпретация запутанности весьма актуальна при рассмотрении системы, состоящей из двух фотонов, образованных в результате аннигиляции позитрона и электрона, находящихся в состоянии покоя. Описание этой системы было предметом пионерских работ по квантовой запутанности в прошлом столетии, и, как мы увидим ниже, в некоторых отношениях остается неясным до сих пор.

Процесс изучения системы, состоящей из двух фотонов, имеет долгую и примечательную историю, которую можно разделить на несколько этапов. Первоначально идея измерения пары аннигиляционных фотонов была предложена в 1946 году Уилером [7]. Он рассматривал гипотетическую связанную систему из электрона и позитрона с орбитальным моментом, равным единице или нулю. В последнем случае, благодаря сохранению углового момента и четности, аннигиляционные фотоны, образовавшиеся в результате электрон-позитронной аннигиляции, имеют взаимно перпендикулярную поляризацию. В той же статье [7], для проверки предсказанной корреляции поляризации фотонов Уилер предложил экспериментальную схему, включающую в себя два комптоновских рассеивателя и детекторы рассеянных фотонов. Поскольку фотоны рассеиваются преимущественно перпендикулярно плоскости поляризации, зависимость количества зарегистрированных фотонов от угла между плоскостями рассеяния должна иметь максимум и минимум при 90° и 0°, соответственно.

Почти одновременно появились две теоретические работы Прайса и Уорда [36], а также группы Снайдера [37], в которых предсказывается поведение углового распределения рассеянных аннигиляционных фотонов. Показанная зависимость была получена на основе формулы Клейна-Нишины и волновой функции двухфотонного состояния:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H_1V_2\rangle + |V_1H_2\rangle) \qquad \text{(Формула 1.1)}$$

Здесь H - горизонтальная поляризация фотона, а V - вертикальная поляризация фотона. В этом состоянии фотоны не имеют определенной поляризации, однако их поляризации взаимно ортогональны. Было показано, что отношение

$$R = \frac{N_\perp}{N_\parallel} \text{ (Формула 1.2)}$$

числа отсчетов для перпендикулярной и параллельной ориентаций плоскостей рассеяния достигает максимума $R = 2{,}85$ в том случае, когда фотоны рассеиваются под углом 82° к направлению их начальных импульсов. Эти предсказания были блестяще подтверждены в ходе новаторского эксперимента, проведенного Ву и Шакновым [38]. Ими было получено экспериментальное значение параметра $R = 2{,}04 \pm 0{,}08$, что соответствовало теоретическим расчетам с учетом телесных углов детекторов рассеянных фотонов.

В дальнейшем, Бомом и Ароновым был проведен анализ парадокса Эйнштейна, Подольского и Розена (ЭПР парадокса) с учетом полученных экспериментальных результатов[39], [40] Авторы подчеркивали, что позитрон-электронная аннигиляция с нулевым орбитальным моментом приводит к образованию двух фотонов, описываемых запутанной волновой функцией (Формула 1.1), и, следовательно, обеспечивает требуемую экспериментальную систему для детальной проверки ЭПР парадокса. Авторы рассчитали отношение R и угловые распределения рассеянных аннигиляционных фотонов для нескольких типов начальных квантовых состояний. В статье было подтверждено, что $R = 2{,}85$ для уравнения состояния (Формула 1.1) и пришли к выводу, что отношение R будет равен 1

для декогерентного состояния аннигиляционных фотонов, которое описывается матрицей плотности:

$\rho = \frac{1}{2}(|H_1V_2\rangle\langle H_1V_2| + |V_1H_2\rangle\langle V_1H_2|$ (Формула 1.3)

Согласно заявлению авторов, измеренное отношение $R = 2{,}0$ является экспериментальным свидетельством нелокальных корреляций, приводящих к ЭПР-парадоксу. В следующей работе Бом и Хайли [41] утверждали, что измерение одного из двух исходных фотонов приводит к разрушению максимально запутанного состояния (Формула 1.1) и его переходу в сепарабельное состояние, описываемое уравнением (Формула 1.3).

Интересно отметить, что первая экспериментальная проверка квантовой запутанности обсуждалась за семь лет до появления знаменитой теоремы Белла [6], [42], которая является основным инструментом современных экспериментальных исследований запутанных состояний.

1.2 Свойства комптоновского рассеяния фотонов.

Использование комптоновского рассеяния позволяет определить поляризацию исходного фотона. Измерение фотона, и как следствие, перевод системы в сепарабельное состояние, может быть произведено, например, при изменении его энергии в комптоновском рассеянии. При комптоновском рассеянии исходный фотон с энергией E_0 рассеивается на электроне, и в дальнейшем будет иметь энергию E_1:

$$E_1 = \frac{E_0}{1+\frac{E_0}{m_e c^2}(1-cos\theta)}, \qquad \text{(Формула 1.4)}$$

где m_e- масса электрона, находящегося в состоянии покоя, а θ - является углом между исходным фотоном и рассеянном фотоном.

Также следует рассмотреть формулу, выведенную Клейном и Нишиной для определения сечения обнаружения рассеянного на электроне поляризованного фотона в определенном телесном угле [43]:

$$\frac{d\sigma_{KNP}}{d\Omega} = \frac{{r_0}^2{E_1}^2}{2{E_0}^2}\left(\frac{E_1}{E_0} + \frac{E_0}{E_1} - 2sin^2\theta cos^2(\eta - \varphi)\right), \qquad \text{(Формула 1.5)}$$

где θ и ϕ - углы, определяющие направление рассеянного фотона (0 ≤ θ < 90) (0 ≤ ϕ < 360); η - угол, определяющий направление начального фотона (в нашем случае данный угол равен 0); r_0 - классический радиус электрона равный $2.85 * 10^{-15}$м.; $E_0 -$ энергия падающего фотона; $E_1 -$ энергия рассеянного фотона.

Если ни первичный, ни рассеянный фотоны не являются поляризованными, распределение углов излучения рассеянных фотонов описывается поперечным сечением Клейна-Нишины [41]:

$$\frac{d\sigma_{KNnP}}{d\Omega} = \frac{{r_0}^2 E_1}{2E_0}\left(\frac{E_1}{E_0} + \frac{E_0}{E_1} - sin^2\theta\right) \qquad \text{(Формула 1.6)}$$

В данном случае (Формула 1.6), процесс рассеяния не имеет предпочтительного направления, поэтому система симметрична при любом повороте на угол ϕ.

Рис. 1.1. Схема комптоновского рассеяния линейно поляризованного фотона на электроне e^-. $\overrightarrow{K_0}$ и $\overrightarrow{K_1}$ являются векторами направлений распространения исходного и рассеянного фотонов соответственно. $\overrightarrow{n_0}$ - вектор нормали к плоскостям поляризации исходного и рассеянного фотонов соответственно. ϕ- угол между плоскостью рассеяния и осью x. η – угол между осью x и нормалью к плоскости поляризации исходного фотона.

Для лучшей иллюстрации формул (Формула 1.5) и (Формула 1.6), можно рассмотреть схему рассеяния фотона на свободном электроне (рис. 1.1).
При дальнейшем рассмотрении и комбинировании уравнений (Формула 1.5 и Формула 1.6) может быть получено следующее выражение:

$$\frac{d\sigma_{KNP}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{KNnP}}{d\Omega} * (1 - \alpha(\theta)\cos(2\varphi)), \qquad \text{(Формула 1.7)}$$

где параметр $\alpha(\theta)$:

$$\alpha(\theta) = \frac{sin^2\theta}{\frac{E_1}{E_0}+\frac{E_0}{E_1}-sin^2\theta} \qquad \text{(Формула 1.7)}$$

Полученный параметр $\alpha(\theta)$ достигает своего максимума при $\theta = 82°$. Как будет показано ниже, параметр $\alpha(\theta)$ также является анализирующей способностью соответствующего комптоновского поляриметра (Глава 1.3). Согласно формуле (Формула 1.7), параметр $\alpha(\theta)$ определяет величину азимутальной корреляции рассеянных фотонов, которая имеет косинусоидальную зависимость.

1.3 Измерение поляризации гамма-квантов комптоновскими поляриметрами.

Поляризация рассматриваемых аннигиляционных фотонов может быть измерена простейшим комптоновским поляриметром, состоящим из рассеивателя, в котором происходит комптоновское рассеяние гамма-кванта, и двух детекторов рассеянных фотонов, расположенных под прямым углом друг к другу [44], [45]

Рис. 1.2. Схематичное изображение простейшего комптоновского поляриметра, используемого для определения поляризации гамма квантов. $\overrightarrow{K_0}$ и $\overrightarrow{K_1}$ являются векторами направлений распространения исходного и рассеянного фотонов, соответственно. $\overrightarrow{n_0}$ - вектор нормали к плоскости поляризации исходного фотона. P- комптоновский рассеиватель. $Д_{\perp}$ и $Д_{\parallel}$ - детекторы рассеянных фотонов, расположенный под перпендикулярным азимутальным углом.

Комптоновский поляриметр (рис. 1.2) характеризуется анализирующей способностью, которая может быть определена, как асимметрия рассеяния фотонов в поляриметре [46], [47]:

$$A = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\parallel} + N_{\perp}}, \quad \text{(Формула 1.8)}$$

где $N_{\parallel}$ и $N_{\perp}$- количество событий, зарегистрированных в детекторах $Д_{\parallel}$ и $Д_{\perp}$, соответственно. С учетом данной формулы и факта пропорциональности количества рассеянных фотонов дифференциальному сечению рассеяния $\frac{d\sigma_{KNP}}{d\Omega}$ (Формула 1.5), можно получить зависимость анализирующей способности комптоновского поляриметра от угла рассеяния:

$$A(\theta) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta,\phi_0+90) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta,\phi_0)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta,\phi_0+90) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta,\phi_0)} = \frac{sin^2\theta}{\frac{E_1}{E_0}+\frac{E_0}{E_1}-sin^2\theta} \qquad \text{(Формула 1.9)}$$

Рис 1.3. Зависимость анализирующей способности комптоновского поляриметра от угла рассеяния для гамма-квантов с различными энергиями [48]

Согласно этому уравнению (Формула 1.9), максимально возможное значение анализирующей способности для аннигиляционных фотонов составляет ≈0.7 при угле рассеяния θ = 82°. На рис. 1.3 приведены зависимости анализирующей способности комптоновского поляриметра от угла рассеяния для гамма-квантов с различными энергиями. Как видно, анализирующая способность максимальна и может достигать 100% для гамма-квантов вблизи рентгеновского диапазона. А для энергий более 1 МэВ она не превышает 50%. Значение анализирующей способности для аннигиляционных фотонов значительно ниже в сравнении с типичной анализирующей способностью оптических поляриметров, близкой к 100%. Видно, что выражение для анализирующей способности полностью совпадает с параметром $\alpha(\theta)$ в сечении комптоновского рассеяния фотонов (Формула 1.7).

1.4 Предыдущие эксперименты по измерению угловых корреляций запутанных фотонов.

В данном разделе рассматриваются ранее выполненные эксперименты, направленные на доказательство максимальной запутанности аннигиляционных фотонов. В качестве критерия запутанности обычно использовалась азимутальная корреляция рассеянных аннигиляционных фотонов. Соответствующий параметр выражен в отношении числа рассеянных фотонов под азимутальными углами $\varphi = 90°$ и $\varphi = 0°$:

$$R = \frac{N_{\varphi=90}}{N_{\varphi=0}} \quad \text{(Формула 1.10)}$$

Согласно критерию Бома и Аронова, в случае $R > 2$ система считается запутанной [40].

В 1960 году Х. Лангхоффом был выполнен эксперимент по изучению запутанности аннигиляционных фотонов [17]. Им была собрана установка на основе источника позитронов и четырёх сцинтилляционных детекторов (рис.1.4.1). Аннигиляционные фотоны исходят от источника позитронов xP, рассеиваются на сцинтилляторах S и поглощаются в сцинтилляционных счетчиках, состоящих из кристаллов NaI(Tl). В качестве источников позитронов были использованы радиоактивные элементы Na^{22} и Cu^{64}.

Рис. 1.4 Схема экспериментальной установки Лангхоффа.

Результатами рассматриваемого эксперимента стали зависимости количества 4-х кратных совпадений в минуту от угла поворота η_2 сцинтилляционного счётчика №4, при том, что сцинтилляционный счётчк №3 имел угол поворота $\eta_1 = 315°$ в случае источника Na^{22} и $\eta_1 = 45°$ для источника Cu^{64} (рис. 1.5).

Рис. 1.5. Графики зависимости частоты 4-х кратных совпадений в минуту от угла поворота сцинтилляционного счётчика №4.

В результате данного эксперимента, были получены значения отношений числа рассеянных фотонов под азимутальными углами $\varphi = 90°$ и $\varphi = 0°$ $R_1 = 2{,}50 \pm 0.1$ и $R_2 = 2{,}47 \pm 0.07$ при измерениях на источниках Na^{22} и Cu^{64}, соответственно.

Помимо эксперимента Х. Лангхоффа были проведены ещё несколько экспериментов, имеющих различия в экспериментальных установках, но направленных на исследование того же явления квантовой запутанности в системе аннигиляционных фотонов.

Один из экспериментов был проведен группой Бруно [12], где также измерялись азимутальные угловые корреляции между двумя рассеянными фотонами. В данном эксперименте (рис. 1.6) в качестве источника позитронов использовался Na^{22} с диаметром менее 7 мм. Он располагался в свинцовом корпусе толщиной порядка 5 см. Этот же корпус использовался в качестве коллиматора, так как имел цилиндрическое отверстие вдоль своей оси. В качестве детекторов комптоновских электронов отдачи использовалось два

пластиковых сцинтиллятора (C1 и C2), расположенных по обе стороны от коллиматора. Рассеянные гамма-кванты регистрировались сцинтилляторами NaI(Tl) (счетчики C3 и C4), которые были защищены цилиндрическими свинцовыми экранами толщиной 1.2 см. Такая защита предотвращала случаи срабатывания детектора от гамма-квантов, рассеянных в механических деталях установки. Стоит отметить, что в ходе данного эксперимента также проводились измерения при различных расстояниях пластиковых рассеивателей от источника Na^{22}.

Рис. 1.6. Схема экспериментальной установки Бруно.

В эксперименте были измерены следующие параметры:

$A = \frac{1}{2}(R(90°) + R(0°))$ и $B = \frac{1}{2}(R(90°) - R(0°))$, а также $R(\varphi) = \frac{N_{12}*N_{1234}}{N_{123}*N_{124}}$, где N – количество совпадений в детекторах C1 C2 C3 и C4. Зависимость $R(\varphi)$ от азимутального угла между счётчиками противоположных плеч показана на рис. 1.7.

Рис. 1.7. Зависимость количества совпадений в счётчиках противоположных плеч от угла между ними $R(\varphi)$.

При измерениях с углом $\theta = 82°$, который даёт максимально возможную угловую азимутальную асимметрию, в данном эксперименте было получено значение $R = \frac{N_{\varphi=90}}{N_{\varphi=0}} = 2.30 \pm 0.16$

Следует отметить также эксперимент, выполненный группой Касдэй [15]. В данном эксперименте использовался источник позитронов, помещённый в свинцовый коллиматор. Рассеивателями аннигиляционных фотонов являлись пластиковые сцинтилляторы, а детекторами рассеянных

фотонов - сцинтилляторы на основе кристаллов NaI(Tl). Детекторы NaI(Tl) имели возможность вращения относительно оси коллиматора.

Рис. 1.8. Слева – схема экспериментальной установки Касдэй. Справа – схема источника позитронов и коллиматора.

Результатом данного эксперимента стала зависимость количества совпадений от угла между детекторами NaI в противоположных плечах (рис. 1.9). Отношение, полученное в данном эксперименте было равно $R = \frac{N_{\varphi=90}}{N_{\varphi=0}} = 2.44 \pm 0.11$

Рис. 1.9. Зависимость количества совпадений в счётчиках противоположных плеч от угла между ними $R(\varphi)$.

Отношение R, полученное в данном эксперименте было равно $R = \frac{N_{\varphi=90}}{N_{\varphi=0}} = 2.44 \pm 0.11$.

Согласно критерию Бома и Ааронова, при $R > 2$ можно говорить о доказанном факте запутанности фотонов в рассмотренных экспериментах. Однако случай поляризационных корреляций декогерентных аннигиляционных фотонов в этих экспериментах рассмотрен не был, что даёт широкое поле для дальнейших исследований.

1.5 Теоретические предсказания квантовых корреляций для декогерентных фотонов.

В последние годы рядом исследователей были проведены теоретические расчёты, направленные на сравнение свойств максимально запутанных и декогерентных фотонов.

Хайсмайер и Москал в 2019 г. провели теоретическое исследование и расчеты по определению дифференциального сечения двойного комптоновского рассеяния пар аннигиляционных фотонов в двух (максимально запутанном и сепарабельном) квантовых состояниях [49]. Их результаты расчетов были достаточно неожиданными, поскольку сечения для обоих квантовых состояний оказались идентичны. Эти результаты противоречат выводам Бома и Ааронова [40] и подвергают сомнениям саму возможность создания нового поколения ПЭТ, использующей явление квантовой запутанности.

В том же году другой группой теоретиков были проведены аналогичные расчеты [50]. Их результат повторил выводы Бома и Ааронова [40] о кардинально различном поведении сечений комптоновского рассеяния для максимально запутанных и декогерентных фотонов. В последнем случае поляризационных корреляций между двумя фотонами вообще не должно было наблюдаться.

Представленные теоретические результаты поднимают множество вопросов и заставляют задуматься над самим фактом доказанности запутанности аннигиляционных фотонов, поскольку измерения для декогерентных фотонов не были проведены вообще. Данные вопросы можно прояснить с помощью измерений на установке, способной измерить поляризационные корреляции одновременно для фотонов в максимально запутанном и декогерентном состояниях. Установка по изучению аннигиляционных фотонов в ИЯИ РАН имеет все необходимые для выше описываемого экспериментального подхода характеристики.

Глава 2 Принципы измерений запутанных и декогерентных фотонов в экспериментальной установке

В данном разделе рассматриваются физические принципы, лежащие в основе экспериментальной установки по исследованию квантовых состояний аннигиляционных фотонов, созданной в ИЯИ РАН. Приводится описание методики получения максимально запутанных пар фотонов. Также рассмотрен метод получения декогерентных состояний фотонов из начального максимально запутанного состояния. Кроме того, показаны общие принципы работы экспериментальной установки по измерению поляризационных состояний пар фотонов [30], [31], [33]

2.1 Методы получения аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях.

Основой экспериментальной установки по исследованию квантовых состояний аннигиляционных фотонов является метод их получения из аннигиляции позитрон-электронных пар. Отметим, что этот метод кардинально отличается от способа получения запутанных оптических фотонов, где в основном используется эффект спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) в нелинейных кристаллах [51] В данном методе фотон из лазерного пучка, попадая в нелинейный кристалл с определёнными оптическими свойствами, распадается на два фотона, энергия которых в сумме равна энергии исходного фотона. Согласно общим принципам квантовой теории полученные фотоны являются в данном случае запутанными.

В установке, рассматриваемой в данной работе, используются фотоны с энергией, на пять порядков превышающие энергию фотонов видимого света. Пара таких максимально запутанных фотонов образуется при термализации позитрона, вылетающего из радиоактивного источника с последующей аннигиляцией на электроне окружающей среды, как показано на рис.2.1.

Рис. 2.1. Схема аннигиляции электрона и позитрона.

В рассматриваемой установке в качестве источника позитронов используется радиоактивный источник ^{22}Na.

Рис. 2.2. Схема распада ^{22}Na.

Данный источник имеет две схемы распада, рис.2.2. В 90% случаев происходит β+ -распад, с испусканием позитрона: $^{22}_{11}Na \rightarrow {}^{22}_{10}Ne + e^{+} + \nu_e$

В оставшихся 10% происходит захват электрона с ближайшей электронной орбиты (К-захват): $^{22}_{11}Na + e^{-} \rightarrow {}^{22}_{10}Ne + \nu_e$

Источник позитронов ^{22}Na был получен путём облучения алюминиевой пластины протонами с энергией 130 МэВ на радиоизотопной установке ускорителя ИЯИ РАН. Активность полученного источника составляет около 50 МБк. Алюминиевая пластина помещена в полый алюминиевый цилиндр, имеющий диаметр 5мм. Данный цилиндр размещён в свинцовом коллиматоре

с размерами 20x20x20 см^3. С двух противоположных от источника сторон, коллиматор имеет горизонтальные отверстия с диаметром 5 мм (рис. 2.3). Благодаря такому устройству коллиматора формируются два пучка аннигиляционных фотонов, распространяющихся в противоположных направлениях и используемых в рассматриваемой установке.

Рис. 2.3. Источник ^{22}Na, используемый в установке по исследованию аннигиляционных фотонов. Фотография (слева) и схема внутреннего устройства (справа).

Детекторы, используемые в установке, располагались на различных расстояниях от коллиматора. Так, положение комптоновских рассеивателей варьировалось в пределах 20 - 40 сантиметров до коллиматора. С учетом этого расстояния и геометрии коллиматора можно оценить область попадания фотонов в детектор, см. рис. 2.4. Данная область представляет собой круг с максимальным диаметром около 25 мм при расстоянии от коллиматора до детектора, равном 20 см. Исходя из размеров области засветки, оптимальный диаметр комптоновских рассеивателей составляет около 20 мм.

Рис. 2.4. Схема образования и расчета параметров области засветки детекторов от используемых источника и коллиматора.

Поскольку начальные вылетающие из коллиматора аннигиляционные фотоны находятся в максимально запутанном состоянии, необходимо было разработать методику получения декогерентных состояний фотонов. Как известно, декогеренция квантового состояния происходит при его измерении внешним прибором. В нашем случае рассматриваются поляризационные состояния фотонов и, следовательно, внешний прибор должен измерять поляризацию фотонов. Комптоновское рассеяние чувствительно к направлению поляризации, что лежит в основе работы комптоновских поляриметров. Таким образом, внешним прибором, измеряющим поляризацию начального фотона, может служить промежуточный комптоновский рассеиватель, расположенный на пути распространения одного из аннигиляционных фотонов. Можно утверждать, что пара фотонов, один из которых испытал комптоновское рассеяние в промежуточном рассеивателе, переходит в декогерентное состояние и перестает быть максимально запутанной. На этом принципе основан метод получения декогерентных состояний аннигиляционных фотонов в рассматриваемой экспериментальной установке.

2.2 Принципы измерения поляризации максимально запутанных и декогерентных фотонов.

Методика исследования квантовой запутанности в системе аннигиляционных фотонов была изначально предложена Уилером, а затем разработана Бомом и Ааронoвым. Она заключается в измерениях азимутальных угловых распределений двух рассеянных фотонов [40], которые отражают поляризационные корреляции начальных аннигиляционных фотонов. Данная методика требует использования двух комптоновских поляриметров, необходимых для определения поляризации каждого из пары исходных аннигиляционных фотонов.

Рис. 2.5. Схема проведения измерения поляризации аннигиляционных фотонов с использованием двух комптоновских поляриметров. P_1 и P_2 - плоскости поляризации аннигиляционных фотонов. $\overrightarrow{n_1}$ и $\overrightarrow{n_2}$ - вектора нормали к плоскостям поляризации начальных фотонов. $\overrightarrow{K_\iota}$ и $\overrightarrow{K_\iota'}$ и направления импульсов начальных и рассеянных аннигиляционных фотонов. $Д_\perp$ и $Д_\parallel$ - детекторы рассеянных фотонов, где $Д_\perp$- детектор расположенный под углом ϕ_0, а $Д_\parallel$- детектор расположенный под углом $\phi = \phi_0 + 90°$.

Предложенный метод заключается в измерении зависимости отношения сработавших пар детекторов от азимутального угла ϕ между плоскостями рассеяния двух фотонов. В случае квантовой запутанности аннигиляционных фотонов и, соответственно, взаимной перпендикулярной поляризации этих фотонов отношение $R = \frac{N_{\varphi=90}}{N_{\varphi=0}}$ должно быть максимальным. Согласно критериям Бома и Ааронова:

- Фотоны являются запутанными при $R = 2.85$
- Фотоны являются независимыми, однако имеющими взаимно перпендикулярную поляризацию, если $R < 2$
- Фотоны являются независимыми и имеют случайную поляризацию относительно друг друга, если $R = 1$

Таким образом, экспериментально измеренное значение R>2 будет свидетельствовать о квантовой запутанности аннигиляционных фотонов. Именно на этом критерии основаны измерения всех предыдущих экспериментов по исследованию поляризационных корреляций аннигиляционных фотонов. Отметим, что из-за фиксированного телесного угла используемых детекторов и неидеальной чувствительности экспериментальных установок к измеряемой поляризации полученное значение R всегда меньше максимального значения $R = 2.85$.

Между тем, возможен другой подход к исследованиям квантовых состояний аннигиляционных фотонов. А именно, предлагается прямое сравнение поляризационных корреляций фотонов в начальном, максимально запутанном состоянии, и в декогерентом состоянии, полученном после измерения поляризации одного из исходных фотонов. В данной работе предлагается проведение измерений как начальных запутанных, так и декогерентных фотонов на одной и той же установке, без изменения её параметров и конфигурации, для дальнейшей возможности сравнения полученных результатов.

Рис. 2.6. Схема проведения измерения поляризации аннигиляционных фотонов с использованием двух комптоновских поляриметров и промежуточного (дополнительного) комптоновского рассеивателя. Обозначения аналогичны обозначениям на схеме рис. 2.5. $\overrightarrow{K_1''}$- направление импульса рассеянного в дополнительном комптоновском рассеивателе фотона.

С целью получения декогерентного состояния в экспериментальную установку вводится дополнительный детектор – промежуточный комптоновский рассеиватель, см. рис. 2.6. Взаимодействие начального аннигиляционного фотона в этом детекторе приводит к комптоновскому рассеянию и, следовательно, измерению его поляризации. Согласно квантовой теории, такое измерение поляризации внешним прибором должно привести к разрушению начального квантового состояния, т.е. его декогеренции. Степень декогеренции, т.е. точность измерения поляризации определяется углом рассеяния фотона и, соответственно, энерговыделением от электрона отдачи в промежуточном рассеивателе. Таким образом, промежуточный рассеиватель играет ключевую роль в экспериментальной установке, а его способность

измерять даже минимальную энергию электрона отдачи прямо определяет возможность идентифицировать процесс декогерентности.

В качестве промежуточного (дополнительного) комптоновского рассеивателя в установке, описываемой в данной работе, было решено использовать сцинтилляционный детектор со съёмом светового сигнала кремниевым фотоумножителем (SiPM). Материалом сцинтиллятора является GAGG(Ce) ($Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$ легированный церием, далее GAGG) [52]. Выбор такой конфигурации детектора был обусловлен рядом параметров, которые выгодно выделяли его на фоне других рассмотренных вариантов:

- Первым важным параметром являлся световыход используемого сцинтиллятора. Необходимость иметь высокий световыход обусловлена тем, что комптоновское рассеяние в детекторе регистрируется под малыми углами. Как следствие, энергия, выделенная в детекторе сравнительно мала, а энергетический порог регистрации составляет 1 кэВ. Наличие высокого световыхода даёт возможность выделения полезных событий из электронных шумов. Сцинтиллятор GAGG(Ce) имеет световыход в районе 40000-60000 фотонов/МэВ, что является одним из рекордных значений среди ряда других сцинтилляторов.
- Второй параметр – время высвечивания сцинтиллятора, важно для получения хорошего временного разрешения и, соответственно, идентификации полезных событий в присутствии шумовых срабатываний детектора. Сцинтиллятор GAGG(Ce) имеет минимальное времени высвечивания, порядка 90 нс, среди других сцинтилляторов, имеющих высокий световой выход.
- Третьим параметром, обуславливающим выбор сцинтиллятора GAGG(Ce), является его не гигроскопичность, что позволяет обеспечить минимальное количество пассивного материала на пути следования аннигиляционного фотона. Отметим, что взаимодействие в пассивном материале не регистрируется детектором и приводит к ложной

идентификации квантового состояния системы как начальной, т.е. максимально запутанной, в то время как система стала декогерентной.

Выбор кремниевого фотоумножителя в качестве фотодетектора для промежуточного рассеивателя также обусловлен несколькими факторами:

- Кремниевый фотоумножитель является наиболее компактным среди других видов фотодетекторов. Это позволяет создать детектор с малым весом и минимальными размерами, что позволяет легко закрепить детектор на пути следования аннигиляционных фотонов.
- Компактность кремниевого фотоумножителя обеспечивает минимизацию пассивного материала на пути следования начального аннигиляционного фотона, что, как подчеркнуто выше, принципиально важно для правильной идентификации квантового состояния системы.
- Кремниевый фотоумножитель имеет достаточно широкую спектральную чувствительность, позволяющую с высокой эффективностью регистрировать свет от сцинтиллятора GAGG(Ce), находящийся в желтой области оптического спектра.

В то же время, использование кремниевого фотоумножителя имеет и существенный недостаток, а именно, необходимость дополнительного усиления сигнала внешним усилителем, что приводит к увеличению электронных шумов и требованию выделения слабых полезных сигналов на фоне этих шумов. Данная проблема была решена путем разработки алгоритмов анализа формы сигнала, что позволило уменьшить энергетический порог регистрации сигнала до уровня 1 кэВ.

2.3 Принцип работы экспериментальной установки.

В 2020 году был разработан план создания установки по исследованию квантовых состояний аннигиляционных фотонов. В это же время стартовали тестирования и поиски возможных вариантов конфигураций детекторов для создания наиболее функциональной экспериментальной установки. В начале 2021 года структура планируемой установки была окончательно утверждена,

а отдельные элементы экспериментального оборудования были протестированы. В результате, в Институте ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН) была окончательно собрана и запущена установка, задачей которой было исследование поляризационных корреляций запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.7.

Рис. 2.7. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов.

Созданная установка состоит из двух плеч, каждое из которых включает систему комптоновских поляриметров. Соответственно, каждое плечо установки включает комптоновский рассеиватель из сцинтиллятора на основе полистирола со съемом сигнала вакуумным фотоэлектронным умножителем. Рассеянные фотоны регистрируются системой NaI(Tl) детекторов, также

использующих вакуумные фотоэлектронные умножители. В каждом плече установлены по 16 NaI(Tl) счетчиков под разными азимутальными углами, позволяющими регистрировать рассеянные фотоны во всем диапазоне азимутальных углов. Фотография установки представлена на рис. 2.8.

Важнейшей инновационной частью созданной установки и принципиально отличающей её от ранее проводимых экспериментов является дополнительный детектор комптоновского рассеяния (промежуточный комптоновский рассеиватель), позволяющий однозначно идентифицировать декогерентные фотоны (см. раздел 2.2). В качестве источника аннигиляционных запутанных фотонов использовался источник ^{22}Na, заключённый в свинцовый коллиматор с отверстиями для вылета аннигиляционных фотонов (см. раздел 2.1).

Рис. 2.8 Фотография экспериментальной установки для исследования комптоновского рассеяния аннигиляционных запутанных и декогерентных фотонов.

Конструкция экспериментальной установки позволяет варьировать пространственные параметры установки. Например, в случае изучения декогерентных состояний, происходит сдвижка положения источника ^{22}Na для того, чтобы расстояние от него до дополнительного комптоновского GAGG рассеивателя было меньше, чем расстояние от источника до основного рассеивателя противоположного плеча. Таким образом, меняя расстояние между источником ^{22}Na до детекторов, а также изменяя расстояния между плечами, имеется возможность проведения измерений аннигиляционных фотонов, не меняя основную конфигурацию всей экспериментальной установки.

Расстояние от основных комптоновских рассеивателей до NaI(Tl) сцинтилляционных детекторов составляет около 200 миллиметров. Это расстояние, а также диаметр NaI(Tl) счетчиков, равный 50 мм, фиксируют диапазон полярных углов измеряемых рассеянных фотонов, который меняется от 82 до 98 градусов.

Таким образом, основные преимущества данной экспериментальной установки по сравнению с ранее проводившимися экспериментами заключаются в следующем:

- В установке используются по 16 детекторов рассеянных фотонов, симметрично расположенных в каждом плече вокруг оси установки. Данная особенность позволяет значительно увеличить телесный угол регистрации рассеянных фотонов и, соответственно, скорость набора экспериментальных данных.
- Благодаря расположению детекторов рассеянных фотонов под углами $22{,}5^{o}$ относительно друг друга, имеется возможность измерения поляризационной корреляционной функции в полном диапазоне азимутальных углов.
- Важной особенностью является азимутальная симметрия установки. Она позволяет компенсировать систематические ошибки, вызванные

возможной неточностью позиционирования детекторных элементов, а также их различной эффективностью регистрации.

- Самой принципиальной особенностью данной установки является возможность одновременного измерения корреляционных распределений как для максимально запутанных, так и для декогерентных фотонов без дополнительной настройки и изменения её конфигурации. Это позволяет проводить эксперимент в жестко контролируемых условиях.

Глава 3 Структура и электронная схема экспериментальной установки

Данный раздел будет посвящён описанию структуры экспериментальной установки по исследованию поляризационных корреляций максимально запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов. Также будут приведены основные параметры электронной схемы съема сигналов с детекторов установки, включая аналоговую, цифровую и триггерную части, формирующие общую систему съема экспериментальной информации в установке.

3.1 Механическая структура установки.

Экспериментальная установка расположена на двух-ярусной металлической платформе. Верхний ярус предназначен для размещения всех используемых в установке детекторов, источника аннигиляционных фотонов, а также части аналоговой электроники, главным образом, усилителей сигналов промежуточного рассеивателя, размещение которых вдали от детекторов привело бы к недопустимому уровню электронных наводок и шумов в электронных каналах.

Нижний ярус платформы предназначен для размещения низковольтных источников питания кремниевых фотоумножителей, многоканального аналогово-цифрового преобразователя (АЦП), а также источника бесперебойного питания, обеспечивающего стабильным напряжением все детекторные элементы установки. Фото установки, размещенной на платформе, приведено на рис. 3.1.

Общим каркасом, используемым для крепления NaI(Tl) детекторов рассеянных фотонов, основных комптоновских рассеивателей, и GAGG детектора промежуточного рассеивателя, является две массивные ПВХ трубы с радиусом 49.5 см и толщиной 5 см, внутри которых установлены две ПВХ

трубы с меньшим радиусом 20 см и толщиной 1 см. Трубы с большим и меньшим диаметрами скреплены системой из 16 алюминиевых швеллеров, формирующих коаксиальную цилиндрическую систему с осями, совпадающими с общей осью экспериментальной установки. Эти же алюминиевые швеллера использовались для фиксации NaI(Tl) детекторов рассеянных фотонов перпендикулярно оси установки. Таким образом, данная конструкция формирует механическую основу для сборки двух плеч комптоновских поляриметров. Два аналогичных алюминиевых швеллера также закреплены вдоль металлической платформы, формируя опоры для плеч установки и позволяя их перемещение вдоль оси установки.

Рис. 3.1. Фотография собранной установки по исследованию аннигиляционных фотонов.

Фото такой конструкции, позволяющей передвигать каждое из плеч в горизонтальной плоскости, показано на рис. 3.2.

Имеется возможность сдвига плеч в указанных направлениях

Рис. 3.2. Фотография использованного механического способа закрепления одного из плеч установки.

Детекторы рассеянных фотонов механически закреплены на алюминиевых швеллерах, соединяющих коаксиальные ПВХ трубы, с использованием металлических хомутов. Данные детекторы направлены перпендикулярно оси установки с фокусом на основной комптоновсий рассеиватель, как показано на рис. 3.3. В каждом плече установки размещено по 16 NaI(Tl) детекторов. При этом азимутальный угол между соседними NaI(Tl) счетчиками составляет 22.5 градуса. Как будет показано далее, данный угол обеспечивает аккуратное измерение корреляционной функции в неравенстве Белла, поскольку углы с максимальным и минимальным значением этой функции кратны 22.5 градусам. Использование 16 NaI(Tl) счетчиков позволяет выполнить измерение во всем диапазоне азимутальных

углов в статическом режиме работы установки, без перемещения детекторов. Система NaI(Tl) детекторов формирует аксиальную симметрию экспериментальной установки и дает возможность использовать один и тот же счетчик для регистрации вертикальной или горизонтальной поляризации фотонов в зависимости от ориентации плоскости рассеяния. Это, в свою очередь, позволяет эффективно подавить систематические ошибки, связанные с точностью позиционирования детекторов относительно оси экспериментальной установки и/или с различной эффективностью регистрации рассеянного фотона того или иного счетчика.

Рис. 3.3. Фото расположения NaI(Tl) детекторов рассеянных фотонов в экспериментальной установке.

Расстояние от входного окна NaI(Tl) сцинтиллятора до горизонтальной оси установки может варьироваться путем перемещения детекторов вдоль

алюминиевых швеллеров. В нашем случае оно составляет 200 мм, что эквивалентно одному из радиусов внутренней трубы и позволяет использовать ее для позиционирования счетчиков.

Другими принципиальными элементами установки являются основные комптоновские рассеиватели, которые вместе с детекторами рассеянных фотонов формируют систему комптоновских поляриметров. В каждом плече экспериментальной установки находится по одному комптоновскому рассеивателю, см. рис. 3.4. Данный рассеиватель состоит из органического сцинтиллятора на основе полистирола и вакуумного фотоэлектронного умножителя. В качестве держателя для данного детектора используется алюминиевая втулка. Для фиксации рассеивателя на оси установки (на оси пучка аннигиляционных фотонов) алюминиевый держатель фиксировался внутри каждого из плеч при помощи регулируемых распоров. Распоры представляют собой металлические шпильки с резьбой по всей длине, одна часть шпильки ввинчивается в алюминиевый держатель, а на другой части установлен пластмассовый набалдашник. Регулировка положения рассеивателя происходит за счёт раскручивания и закручивания металлических шпилек в алюминиевом держателе. С задней стороны от комптоновских рассеивателей на стальной подставке установлены свинцовые плиты общей толщиной 32 мм, которые поглощают пучок аннигиляционных фотонов и обеспечивают радиационную безопасность эксплуатации установки.

Рис. 3.4. Фото расположения и крепления основного комптоновского рассеивателя в одном из плеч экспериментальной установки.

Ключевым детектором экспериментальной установки является промежуточный (дополнительный) комптоновский рассеиватель, состоящий из GAGG(Ce) сцинтиллятора и кремниевого фотоумножителя. Этот детектор располагается в одном из плеч установки и служит для идентификации процесса декогеренции изначально максимально запутанного состояния двух-фотонной аннигиляционной пары. GAGG(Ce) детектор расположен перед основным рассеивателем, установленным в левом плече установки, как показано на рис. 3.5. Расстояние от основного рассеивателя из полистирола до GAGG детектора составляет около 10 миллиметров. Крепление GAGG детектора в статичном положении проведено с использованием металлической стойки, к которой при помощи пластмассовых хомутов зафиксирован данный детектор, см. рис. 3.5. Стоит отметить, что особое

внимание было уделено минимизации пассивного материалов на пути прохождения аннигиляционных фотонов от их источника до точки их взаимодействия в основном комптоновском рассеивателе.

Рис. 3.5 Фото расположения и крепления промежуточного комптоновского рассеивателя в одном из плеч экспериментальной установки.

.

3.2 Электронная схема экспериментальной установки

В данном разделе будет рассмотрена аналоговая, цифровая и триггерная части электронной схемы экспериментальной установки. Также будут рассмотрены параметры источников питания всех фотодетекторов, используемых в сцинтилляционных детекторах установки по исследованию аннигиляционных фотонов.

Основой аналоговой электроники экспериментальной установки является усилитель сигналов с ключевого детектора – GAGG промежуточного

комптоновского рассеивателя. Данный усилитель усиливает сигнал с кремниевого фотоумножителя, который используется в качестве фотодетектора в GAGG рассеивателе. С целью оптимизации электронных шумов и обеспечения минимального энергетического порога регистрации электронов отдачи в комптоновском рассеянии был разработан и изготовлен токовый усилитель отрицательных сигналов, обеспечивающий коэффициент усиления до тысячи и представляющий собой по структуре усилитель постоянного тока. Принципиальная схема и фото усилителя постоянного тока представлены на рис. 3.6 и рис. 3.7, соответственно.

Рис. 3.6. Принципиальная схема усилителя постоянного тока.

Рассматриваемый усилитель состоит из трех каскадов:

1. Первый каскад представляет собой преобразователь тока в напряжение и реализован на микросхеме AD8099 имеющей уровень шума 2.6 pA/√Hz. Каскад имеет коэффициент усиления 20.
2. Второй каскад представляет собой инвертирующий усилитель напряжения с коэффициентом усиления 3. Служит для уменьшения выходного сопротивления первого каскада до 50 Ом.
3. Третий каскад представляет инвертирующий усилитель напряжения с коэффициентом усиления 10 и работающий на сопротивление 50 Ом.

Питание кремниевого фотоумножителя производится путём подачи напряжения через используемый усилитель. Положительное напряжение номиналом 42 В подаётся на катод фотодиода. В свою очередь, сигнал с кремниевого фотоумножителя поступает на усилительные каскады с анода.

Рис. 3.7. Фотография усилителя и схема его печатной платы

Другой важной частью используемой электроники являются электронные модули (рис. 3.8), формирующие триггерный сигнал экспериментальной установки. В качестве триггера был использован сигнал, соответствующий событию одновременного срабатывания обоих комптоновских рассеивателей, что означает регистрацию (рассеивание) в них фотонов, образованных при позитрон-электронной аннигиляции в источнике позитронов.

Схема формирования триггера представлена на рис 3.9 и включает следующие этапы формирования триггерного сигнала:

- Сигналы с основных рассеивателей разветвляются и поступают как в аналогово-цифровой преобразователь, так и в аналоговый усилитель LeCroy model 612A.
- После усилителя сигнал поступает на дискриминаторы ORTEC 436 100MHz.
- Оцифрованный сигнал с дискриминатора поступает на схему совпадений ORTEC 418A для формирования итогового триггерного сигнала всей экспериментальной.

Полученный таким образом триггерный сигнал позволяет записывать события с аннигиляционными фотонами в различных квантовых состояниях. Действительно, поскольку триггер не требует срабатывания промежуточного рассеивателя, событие будет записываться как в случае отсутствия сигнала в этом детекторе (максимально запутанные фотоны), так и в случае срабатывания детектора (декогерентные фотоны). Такое мягкое условие триггера позволяет выполнять энергетическую калибровку детекторов установки с использованием нескольких типов геометрий комптоновского рассеяния. Например, рассеяние фотонов под прямым углом или под углом 180 градусов дают фиксированную энергию как самих рассеянных фотонов, так и электронов отдачи.

Рис. 3.8. Фото использованной при формировании триггера электроники.

Рис.3.9. Схема формирования основного триггера установки по исследованию аннигиляционных фотонов.

Модель усилителя LeCroy 612A представляет собой двенадцати-канальный модуль стандарта NIM, оптимизированный для точного усиления сигналов быстрых фотоумножителей. Данные модули обладают высокой стабильностью, а также широким динамическим диапазоном. Этот усилитель позволяет использовать ФЭУ с низким коэффициентом усиления даже в сложных системах постоянного тока. Конструкция быстродействующего операционного усилителя делает производительность усилителя практически независимой от внешних переменных, таких как напряжение питания или температура. При включении модуля практически отсутствует дрейф коэффициента усиления при прогреве.

Основные характеристики входов усилителя LeCroy model 612A [53]:

- Сопротивление: 50 Ом.
- Защита входного сигнала: ±5 А в течение 0,5 мкс; ±0,5 А при постоянном входном напряжении; зажимы на ±0,6 В.
- Коэффициент отражения: менее 5% по сравнению с входным динамическим диапазоном.
- Напряжение в покое: ±0,5 мВ.

Основные характеристики для выходов усилителя LeCroy model 612A [3.2.1]:

- Максимальная положительная амплитуда (линейная): +200 мВ.
- Максимальная отрицательная амплитуда (линейная): -2 В при питании 6 В; -5 В при питании -12 В.
- Напряжение покоя: 0 В ±3 мВ
- Температурный коэффициент смещения выходного напряжения постоянного тока: 100 мкВ/°С.
- Изменение выходного напряжения при изменении любого напряжения питания на 1%: < 1 мВ.

Общие основные характеристики для усилителя LeCroy model 612A [3.2.1]:

- Коэффициент усиления: 10 ±5%.
- Линейность: 0,01%.
- Время нарастания сигнала от 10 до 90%: < 2,0 нс.
- Задержка: 4 нс.
- Межканальные перекрестные помехи: Выходные данные в одном канале влияют на любой другой канал не более чем на -70 дБ для 612A.
- Восстановление от перегрузки при рабочем напряжении 12 В: насыщение длится в течение приблизительно 15 нсек после 10-кратной перегрузки, или в течение приблизительно 50 нсек при работе прибора от 6 В.

Дискриминатор ORTEC 436 100 МГц [54] предназначен в первую очередь для выработки временного сигнала с использованием с ФЭУ. Однако он достаточно универсален для использования в качестве синхронизирующего триггера или формирователя импульсов с входными сигналами различных форм от постоянного тока до импульсов с частотами до 100 МГц. Схема дискриминатора обеспечивает устранение любых эффектов скорости счета благодаря связи по постоянному току.

Настраиваемая опция по быстрому или отложенному сбросу обеспечивает эквивалент растяжения импульса при анализе импульсов различной длительности. Дискриминатор генерирует только один сигнал для каждого входного импульса, независимо от длительности входного импульса. ORTEC 436 имеет два изолированных быстрых выхода с отрицательной логикой, используемые с быстрыми схемами синхронизации, а также один медленный выход с положительной логикой для использования со схемами совпадения. Рассматриваемый модуль представляет собой модуль стандарта NIM с одной шириной.

Основные параметры дискриминатора ORTEC 436 100 Мгц:

- Диапазон возможных порогов дискриминатора от 50 до 500 мВ. Количество делений для управления порогом — 1000.
- Линейность управления порогом дискриминатора в пределе +/- 2%.
- Максимальная принимаемая прибором частота 100 Мгц.
- Многооборотное управление регулирует задержку сброса входного дискриминатора в диапазоне от 0,5 до 5 секунд.
- Вход дискриминатора защищен от подачи сигнала с амплитудой -+200 В при переходном процессе с продолжительностью 1 мкс.
- входное сопротивление равно 50 Ом.
- Определяемые сигналы должны превышать установленный порог на более длительное время, чем 3 нс.

Дискриминатор ORTEC 436 имеет 3 выхода, со следующими техническими характеристиками:

- Выход 1. Отрицательный импульс номиналом 16 мА. Через сопротивление 200 Ом. Ширина импульса 4 нс. Время нарастания 1.4 нс. Константа времени спада 2 нс. Тип выходного разъёма — BNC.
- Выход 2 идентичен выходу 1 и буферизирован из него.
- Выход 3. Положительный импульс номиналом +5 В. Ширина импульса 500 нс. Выходное сопротивление 10 Ом. Тип выходного разъёма — BNC.

Блок ORTEC Model 418A [55] – это универсальный логический модуль с пятью входами. Функция для каждого входа может быть настроена, а сигнал от рассматриваемого входа может использоваться как для схемы совпадений, так и для схемы антисовпадений. Также отдельные неиспользуемые входы могут быть отключены. Это позволяет выбирать различные логические комбинации входных сигналов без добавления или удаления сигнальных кабелей в модуле. Еще одна функция, которая упрощает гибкость работы без замены каких-либо кабелей, - это возможность выбора количества входов, необходимых для обеспечения требуемой логики. Например, если показанный

переключатель установлен на 2, перекрытие между любыми двумя входами, выбранными для функции совпадения, приведет к генерированию выходного сигнала. Если один или несколько входов выбраны для антисовпадения, все выходы блокируются при наличии таких сигналов. Таким образом, модель 418A является универсальным логическим модулем, которой может быть сконфигурирован к широкому диапазону логических операций.

Основные параметры блока синхронизации ORTEC Model 418A [55]:

- Вход A принимает сигнал с минимальной длительностью 50 нс и генерирует внутренний сигнал, который будет использоваться для организации совпадений. Ширина внутреннего сигнала этого входа имеет возможность регулирования от 100 нс до 2 мкс.
- Входы B, C, D, E – имеют те же особенности, что и вход A, за исключением того, что время совпадений задается длительностью входного импульса.
- Зависимость стабильности прибора от температуры: изменение временного разрешения на входе A составляет менее 0,1%/°C; изменение временного разрешения на входах B, C, D и E составляет менее 0,5%/°C при длине входного импульса 500 нс. Рабочая температура в пределах от 0 до 50 °C.
- Параметры выходов прибора: два разъёма в каждом, подключение к постоянному току, выходной импульс имеет положительное напряжение с амплитудой 5 В., длительность выходного импульса 500 нс.

3.3 Система считывания экспериментальных данных

Система считывания экспериментальных данных установки основана на 64-канальном аналогово-цифровом преобразователе (АЦП) ADC64 производства компании AFI Electronics, Дубна, Россия [56].

Данный АЦП имеет следующие параметры:

- Разрядность ADC64 12 бит (4096 точек).
- Частота оцифровки сигналов равна 62.5 МГц. Таким образом, шаг оцифровки ADC64 составляет 16 нс.
- Максимальная ширина окна (кадра) для записи формы сигнала составляет 2048 отсчётов АЦП. С учетом шага оцифровки максимальная ширина окна составляет ≈33 μs.
- Максимальная амплитуда регистрируемого сигнала составляет 1 В. При амплитуде сигнала более 1 В происходит обрезание уровня сигнала до максимального значения шкалы прибора.

Рассматриваемый АЦП имеет возможность работы в нескольких режимах. События могут записываться как по внутреннему триггеру, так и по внешнему триггеру. В первом случае, в ADC64 возможна запись каналов с помощью программного триггера. Для всех каналов настраивается общий порог, при превышении которого в одном из каналов происходит запись сигналов во всех имеющихся каналах. Кроме того, в ADC64 для каждого канала присутствует возможность настраивать минимальную амплитуду сигнала (Zero Suppression), при которой происходит запись этого сигнала. Этот пороговый параметр позволяет не записывать сигнал в событии, если его амплитуда меньше значения данного параметра. Данная опция позволяет значительно, вплоть до нескольких порядков, снижать объем записи информации, если событие сопровождается сигналами всего в нескольких каналах.

Среди достоинств АЦП нужно отметить вариативность настройки окна записи принимаемого сигнала. Параметрами настройки окна записи являются

задержка окна записи (Latency) и размер окна (Size). Они позволяют оптимально выбрать величину окна записи и положение в этом окне рассматриваемого сигнала так, чтобы в окне помещалась вся его форма. Кроме того, в окне записи необходимо иметь часть базовой линии, соответствующей нулевому сигналу. Это дает возможность определения базовой линии с необходимой точностью.

Вся электронная плата АЦП, входные дифференциальные усилители, источник питания и вентилятор охлаждения размещены в пластмассовом корпусе. На переднюю стенку корпуса выведены функциональные разъемы АЦП. На заднюю стенку корпуса выведены 64 входных разъема SMA для подключения записываемых сигналов. Фото платы АЦП и корпуса представлены на рис. 3.10.

Рис. 3.10. Фотография электронной платы модуля АЦП ADC64 (слева). Фотография модуля ADC64 в рабочем режиме на установке по исследованию аннигиляционных фотонов (справа).

Запись сигналов в АЦП, их расшифровка и дальнейшая обработка сигналов требуют создания карты каналов АЦП. 64 входных разъема SMA в ADC64 расположены в 4 ряда по 16 каналов в каждом. Каждый канал обозначается индексом ряда (A, B, C или D) и номером столбца (цифра от 0 до 15). (рис.3.3.1). Была составлена карта каналов используемого АЦП ADC64

для установления соответствия между входным разъёмом и номером канала АЦП (Таблица 3.1).

Обозначения на входных разъёмах ADC64	Ch 0	Ch 1	Ch 2	Ch 3	Ch 4	Ch 5	Ch 6	Ch 7	Ch 8	Ch 9	Ch 10	Ch 11	Ch 12	Ch 13	Ch 14	Ch 15
A	17	25	18	26	19	27	20	28	21	29	22	30	23	31	24	32
B	49	57	20	58	51	59	52	60	53	61	54	62	55	63	56	64
C	1	9	2	10	3	11	4	12	5	13	6	14	7	15	8	16
D	33	41	34	42	35	43	36	44	37	45	38	46	39	47	40	48

Таблица 3.1. Карта каналов используемого ADC64, обозначающая соответствие между входным разъёмом и номером канала АЦП.

Для записи данных в эксперименте использовалось 35 каналов. Каналы с номерами от 1 до 32 считывают сигналы с NaI(Tl) детекторов рассеянных фотонов. Каналы 33 и 34 используются для считывания данных с основных комптоновских рассеивателей. На канал 35 поступают сигналы с GAGG детектора (промежуточного комптоновского рассеивателя). Сигналы с рассмотренных детекторов имеют различную форму, обусловленную временем высвечивания рассматриваемого сцинтиллятора, см. рис. 3.11 и рис. 3.12. Так, например, сигналы основных комптоновских рассеивателей на основе органического сцинтиллятора короче сигналов с промежуточного GAGG рассеивателя, которые, в свою очередь, короче сигналов с медленного неорганического NaI(Tl) сцинтиллятора.

Рис. 3.11. Форма сигнала с GAGG детектора. Левая картинка - сигнал с малой амплитудой (соответствует энергиям <20 кэВ). Правая картинка – сигнал с большой амплитудой (соответствует энергиям порядка 170.5 кэВ).

Рис. 3.12 Форма сигнала с GAGG детектора. Левая картинка - сигнал с малой амплитудой (амплитуда сигнала соответствует энергиям <20 кэВ). Правая картинка – сигнал с большой амплитудой (амплитуда сигнала соответствует энергиям порядка 170.5 кэВ).

Особо стоит отметить сигналы с промежуточного GAGG рассеивателя, которые идентифицируют тип квантового состояния системы аннигиляционных фотонов.

Необходимость выделения слабых сигналов (вплоть до 1 кэВ выделенной энергии) в этом детекторе требует математической обработки формы сигнала, а именно, сглаживание методом усреднения по двум соседним оцифрованным точкам сигнала, а также использование зарядового спектра,

который позволяет обеспечить лучшее соотношение сигнала к шуму. Данная процедура позволяет отсеивать высокочастотные электронные наводки и идентифицировать слабые полезные сигналы. На рис 3.12 показаны сигналы с GAGG детектора для сравнения их амплитуд с уровнем амплитуд типичных шумов.

Глава 4 Параметры сцинтилляционных детекторов

В данной главе обсуждаются различные сцинтилляционные детекторы, используемые в экспериментальной установке для создания двух систем комптоновских поляриметров. Эти поляриметры включают основные комптоновские рассеятели из органического сцинтиллятора на основе полистирола и NaI(Tl) детекторы рассеянных фотонов. Особое внимание будет уделено промежуточному (дополнительному) комптоновскому рассеивателю, поскольку он является ключевым детектором установки и идентифицирует квантовые состояния аннигиляционных фотонов. Будут рассмотрены устройство различных детекторов, параметры как сцинтилляторов, так и фотодетекторов, а также методы калибровки данных детекторов [34]

4.1 Основные комптоновские рассеиватели

- **Требования к комптоновским рассеивателям.**

В экспериментальной установке имеются два идентичных основных комптоновских рассеивателя, по одному на каждое плечо поляриметров. Данные рассеиватели выполняют двойную функцию. Первая задача – это идентификация факта взаимодействия аннигиляционных фотонов и их рассеивания под углом, близким к 90 градусов. Вторая задача – организация триггера на запись события, при условии, что фотоны рассеялись в обоих плечах установки. Эти задачи определяют конструкцию детекторов, которые должны удовлетворять следующим требованиям.

Как легко показать из кинематики комптоновского рассеяния аннигиляционного фотона под прямым углом, рассеянный фотон и электрон отдачи имеют равные энергии, т.е. энергия начального фотона 511 кэВ делится пополам. Таким образом, при взаимодействии начального фотона основной комптоновский рассеиватель должен регистрировать энергию вблизи 255 кэВ. Однако, в случае предварительного рассеяния в GAGG детекторе, энергия

аннигиляционного фотона может быть существенно уменьшена, и в основном комптоновском рассеивателе может выделиться энергия, начиная от 100 кэВ. Таким образом, минимальный порог регистрации энергии в основном рассеивателе должен быть около 100 кэВ.

Организация триггера на запись события, т.е. одновременное срабатывание обоих рассеивателей в двух плечах установки, требует достаточно быстрых сигналов этих детекторов, чтобы идентифицировать факт совпадений сигналов с достаточно хорошим временным разрешением. Это разрешение может быть определяющим для подавления случайных фонов в установке и организации наиболее эффективного триггера.

Наконец, наиболее вероятно комптоновское рассеивание происходит в материале с низким эффективным зарядовым числом Z. А паразитный в нашем случае фотоэффект наоборот, резко возрастает с увеличением Z. Исходя из этих требований, наиболее оптимальным вариантом детектора является органический сцинтиллятор, обладающий достаточно низкой вероятностью фотоэффекта, световыходом, позволяющим регистрировать энерговыделение от 100 кэВ и быстрым быстродействием, обеспечивающим наилучшее временное разрешение. С целью выбора наиболее оптимального материала рассеивателя были исследованы два типа органических сцинтилляторов на основе полистирола и стильбена.

- **Исследование сцинтилляционных элементов, изготовленных из полистирола и стильбена.**

Для выбора оптимального материала рассеивателей было проведено тестирование свойств двух прототипов детекторов с использованием различных сцинтилляторов. В каждом прототипе использовались идентичные ФЭУ R7525. На одном из них был установлен сцинтиллятор на основе полистирола, а на другом - из стильбена. Оба детектора были установлены с противоположных сторон от источника позитронов ^{22}Na. Схема установки для

исследования параметров детекторов представлена на рис. 4.1. Сигнал с каждого ФЭУ разветвлялся и поступал в АЦП CAEN DT 5742 и в схему совпадений для формирования триггерного сигнала.

Рис. 4.1. Схема установки по тестированию прототипов детекторов основных рассеивателей с двумя типами органических сцинтилляторов – из полистирола и стильбена.

Вместе с амплитудными распределениями была получена гистограмма разности времён прихода сигналов в оба детектора, представленная на Рис. 4.2. Данная гистограмма позволяет определить временное разрешение исследуемой конфигурации детекторов, а также сделать отбор событий с лучшими временами срабатывания детекторов. Как видно из рис. 4.2, временное разрешение составляет около 250 пс, что заведомо удовлетворяет условиям эксперимента и позволяет эффективно подавить фон от случайных совпадений.

Рис. 4.2. Разница во времени прихода сигналов с двух ФЭУ с разными сцинтилляторами – стильбеном и полистиролом.

Амплитудные спектры (рис. 4.3) были построены с учетом отбора событий по разности прихода сигналов в интервале шириной 1 нс временного спектра. Поскольку в органических материалах взаимодействия высокоэнергетических фотонов происходят преимущественно через комптоновское рассеяние, полученные амплитудные распределения имеют непрерывный характер. В спектрах была определена амплитуда, соответствующая максимальной энергии комптоновского рассеивания, при помощи следующей функции аппроксимации:

$y(x) = p0 * atan\big(p2 * (p1 - x)\big) + p3$ (Формула 4.1)

Константа $p1$ показывает амплитуду в точке перегиба, и соответствует максимальной энергии комптоновского рассеяния в каналах АЦП.

Рис. 4.3. Амплитудные спектры для сцинтилляционных детекторов из полистирола (вверху) и стильбена (внизу).

Поскольку оба материала показали практически одинаковые параметры, было решено использовать сцинтилляторы на основе полистирола вследствие их легкой доступности и низкой цены.

- **Конструкция и параметры основных комптоновских рассеивателей.**

Основные комптоновские рассеиватели представляют собой цилиндры из пластмассовых сцинтилляторов диаметром 20 мм и длиной 30 мм. Съем светового сигнала с сцинтиллятора осуществляется вакуумным фотоэлектронным умножителем, ФЭУ. Соединение пластмассового сцинтиллятора с ФЭУ обеспечивается двусторонней оптической клейкой лентой. Фотографии основного комптоновского рассеивателя приведены на рис.4.4.

Рис. 4.4. Фотографии основного комптоновского рассеивателя в сборе (слева) и расположенного в установке (справа).

В детекторах используются ФЭУ Hamamatsu R7525, имеющие следующие параметры [57]:

- Диапазон чувствительности – 300-650 нм.
- Максимальная чувствительность при длине волны 420 нм.
- Материал фотокатода – Bialkali (K_2CsSb). Материал стекла фотокатода – боросиликатное стекло.
- Диаметр фотокатода - 25 мм.
- Усиление – $5 * 10^5$.
- Временные параметры импульсов: время нарастания – 1.3 нс; время спада – 14 нс.

Рис. 4.5. Зависимости квантовой эффективности от длины волны (слева) и коэффициента усиления от подаваемого на ФЭУ напряжения (справа).

Зависимости квантовой эффективности от длины волны и коэффициента усиления от напряжения питания рассматриваемого ФЭУ приведены на рис. 4.5.

В процессе работы основных рассеивателей в экспериментальной установке необходимо было отслеживать изменения амплитудных параметров детекторов, т.е. выполнять постоянную энергетическую калибровку. Это особенно актуально ввиду того, что набор данных осуществлялся непрерывно несколько месяцев в экспериментальном зале с большой вариацией температуры. Изменение коэффициентов усиления ФЭУ обуславливалось как суточными, так и сезонными колебаниями температуры окружающей среды. В качестве реперного процесса с фиксированным энерговыделением использовалось комптоновское рассеяние на близкий к прямому угол. Как отмечалось ранее, для этого угла энергия отдачи электронов в комптоновском

рассеивателе составляет около 255 кэВ. Амплитудный спектр электронов для такого процесса представлен на рис. 4.6, слева. Виден четкий пик, соответствующий энерговыделению 255 кэВ. Справа показан дрейф положения этого пика в зависимости от времени набора экспериментальных данных.

Рис. 4.6. Слева – спектр энерговыделения в основном комптоновском рассеивателе для событий с углом рассеивания фотонов, близким к 90 градусов за 2 часа набора, пик соответствует энергии 255 кэВ. Справа показана корреляция положений пиков 255 кэВ с временем набора данных.

Разброс в полученных данных составляет порядка 2%, что, в основном, обусловлено температурной зависимостью усиления ФЭУ.

Кроме амплитудных характеристик представлены временные параметры, полученные в ходе работы установки. Обычно за время сигнала принимают время начала или время максимума сигнала. В этих случаях основным ограничивающим временное разрешение детекторов фактором является шаг оцифровки АЦП, равный 16 нс. Большая часть событий в спектре лежит в центральном бине гистограммы, соответствующем ширине 16 нс.

Чтобы улучшить временное разрешение детекторов, в реальном эксперименте был использован метод определения времени с использованием всех точек оцифрованной формы сигнала, в котором время прихода сигнала определяется по всем оцифрованным точкам сигнала, лежащих выше 10% от

максимума сигнала. При использовании данного метода определение временного разрешения составляет порядка $\sigma \approx 0.98$ нс, см. рис 4.7.

Рис. 4.7. Спектр разницы времен между сигналами основных рассеивателей. Время определяется по всем оцифрованным точкам сигнала.

4.2 NaI(Tl) детекторы рассеянных фотонов

Главной задачей NaI(Tl) детекторов является регистрация энерговыделения от рассеянных на угол около 90^0 аннигиляционных фотонов. При прямом угле рассеяния энергия фотона равна половине энергии 511 кэВ первичного аннигиляционного фотона. Таким образом, в энергетическом спектре NaI(Tl) детекторов в идеальном случае нужно наблюдать монолинию 255.5 кэВ. В реальном случае разброс углов рассеяния в диапазоне 80^0-100^0 должен привести к уширению спектра даже для детекторов с идеальным энергетическим разрешением. Ситуация становится более сложной для плеча установки с промежуточным комптоновским рассеивателем. Из-за потери энергии начальным фотоном в этом детекторе, рассеянный фотон, попадающий в NaI(Tl) счетчик имеет существенно меньшую энергию,

особенно для группы событий с рассеянием на угол 180^0. В этом случае, зарегистрированная в NaI(Tl) детекторе энергия может быть менее 100 кэВ. Точное измерение энерговыделения в этом детекторе имеет принципиальное значение для определения углов рассеяния в комптоновских рассеивателях. Поскольку угол рассеяния определяет степень декогерентности рассматриваемой квантовой системы, измерение энергии в NaI(Tl) счетчиках имеет принципиальный характер для определения степени декогерентости. Таким образом, точное измерение энергии рассеянного фотона становится главной задачей NaI(Tl) детекторов, а их энергетическое разрешение является главным параметром.

Сцинтиллятор NaI(Tl) представляется наиболее оптимальным выбором для этого детектора. Данный сцинтиллятор является наиболее широко используемым и доступным из всех неорганических сцинтилляторов. Основная длина волны излучения NaI(Tl) составляет 415 нм, что хорошо согласуется с квантовой эффективностью большинства фотоумножителей. Он обладает очень высокой эффективностью люминесценции и не проявляет значительного самопоглощения сцинтилляционного света. Также он обладает хорошей энергетической разрешающей способностью в рентгеновском и γ-излучении.

Сцинтиллятор NaI(Tl) обладает следующими основными характеристиками [58]:

- Плотность - 3.67 $г/см^3$.
- Точка плавления - 924 K.
- Коэффициент температурного расширения - $47.7 * 10^{-6}\ C^{-1}$.
- Параметр твёрдости равен 2 по шкале Мооса, но сцинтиллятор является сильно гигроскопичным.
- Основная длина волны излучения - 415 нм.
- Коэффициент преломления - 1.85.
- Светой выход – 38 фотонов/кэВ.

- Температурная зависимость световыхода – 3% C^{-1}.

В комнатных условиях световыход сцинтиллятора NaI(Tl) максимален. Ниже 0 °C и выше 60 °C световыход существенно понижается. Уменьшение температуры сопровождается ухудшением собственного разрешения монокристалла из-за усиления нелинейности светового выхода.

В NaI(Tl) детекторах используются фотоэлектронные умножители Hamamatsu PMT R6231 (рис. 4.8), предназначенные для спектрометрических измерений. Данные ФЭУ имеют следующие параметры [59]:

- Рабочее напряжение 1000 В.
- Диапазон регистрируемых длин волн света от 300 нм до 650 нм с пиковой чувствительностью при 420 нм.
- Материал фотокатода – Бялкали. Материал окна – боросиликатное стекло.
- Структура динода - коробчато-сетчатая + линейно-ориентированная. Количество ступеней динодов – 8.
- Темновой ток при обычных условиях – 2 нА. Максимальный темновой ток – 20 нА.
- Типичный коэффициент усиления – $2{,}7 \cdot 10^5$.

Рис. 4.8. Фото ФЭУ Hamamatsu PMT R6231 (слева) и его основные размеры (справа).

В рассматриваемой установке используются NaI(Tl) сцинтилляторы с высотой и диаметром D=H=50 мм. Структура и внешний вид детекторов представлены на рис. 4.9. Всего было собрано 35 идентичных по структуре детекторов при необходимых для установки 32 штук. Данные детекторы отличаются по коэффициенту усиления ФЭУ, рабочему напряжению и энергетическому разрешению.

Рис. 4.9 Фотографии детектора на основе NaI(Tl) и ФЭУ в разобранном (слева) и собранном (справа) видах.

Поскольку в установке используется всего четыре канала высоковольтного напряжения, необходимо было распределить все детекторы на четыре группы с одинаковыми напряжениями питания и усилением. Каждая группа включает по восемь детекторов, питающихся от одного высоковольтного канала через разветвитель питания. Поэтому перед началом эксплуатации NaI(Tl) счетчиков было проведено несколько предварительных тестирований, направленных на отбор необходимых групп детекторов, а также на исследование энергетического разрешения отобранных детекторов.

Для проведения отбора 16 рассматриваемых детекторов были помещены в держатели на основном экспериментальном стенде. В центре круга из детекторов был подвешен источник ^{22}Na. Сигнал с каждого из NaI(Tl) детекторов поступал на один из каналов АЦП. Триггером для АЦП в данном тесте являлся импульс, формирующийся при превышении установленного внутреннего порога поступившим на АЦП сигналом от NaI(Tl). Внутренний порог был вручную выставлен в программе управления АЦП ADC64. После проведения калибровки 16 детекторов, на их место помещались следующие 16 и так далее, пока не были прокалиброваны все имеющиеся в наличии детекторы NaI(Tl).

Первый набор событий был проведён для 35 NaI(Tl) детекторов при подаче напряжения питания 1000 вольт на каждый из ФЭУ. Этот этап проводился на протяжении суток для каждой из партий по 16 детекторов с целью обеспечения большой статистики событий.

Рис. 4.10. Примеры амплитудных спектров, полученных на первом этапе калибровки детекторов на основе NaI(Tl). Красным цветом отмечен результат аппроксимации нормальным распределением пика от гамма-квантов с энергией 511 кэВ.

По результатам первого этапа калибровки были получены 36 амплитудных спектров от источника ^{22}Na (рис. 4.10). Пик, соответствующий 511 кэВ на каждой гистограмме, был аппроксимирован распределением Гаусса, из которого были получены средние значения положения пиков, а также энергетические разрешения. С использованием полученных данных были построены графики зависимостей положения амплитудных пиков 511 кэВ (рис. 4.11) и амплитудных разрешений этих пиков от порядкового номера детектора (Рис. 4.12). С учетом этих зависимостей, NaI(Tl) детекторы были распределены на группы по 8 или менее единиц в каждой. Данные распределения по группам показаны на рис. 4.11 различными цветами.

Рис. 4.11. Зависимости положения пиков 511 кэВ в амплитудных спектрах, полученных на первом этапе калибровки NaI(Tl) детекторов, от порядкового номера детектора.

Рис. 4.12. Зависимости энергетического разрешения пиков 511 кэВ в амплитудных спектрах, полученных на первом этапе калибровки NaI(Tl) детекторов, от порядкового номера детектора.

Стоит отметить, что в одну из групп попало только три детектора с минимальной амплитудой пиков 511 кэВ. Данные детекторы не были использованы при дальнейшем проведении основного эксперимента.

При дальнейшей настройке NaI(Tl) счетчиков, напряжение питания ФЭУ в каждой группе детекторов варьировалось с шагом порядка 10 вольт, чтобы обеспечить приблизительно равную амплитуду пиков 511 кэВ для всех групп детекторов. После проведения нескольких итераций изменения напряжения питания, средние значения положений пиков 511 кэВ в амплитудных спектрах имели примерно одинаковую величину для всех отобранных NaI(Tl) счетчиков, см. рис. 4.13.

Рис. 4.13. Зависимость положения пиков 511 кэВ в амплитудных спектрах от порядкового номера детектора, полученная на финальном этапе настройки NaI(Tl) счетчиков.

В итоге, на четырех каналах источника высоковольтного питания были выставлены следующие напряжения:

- Для зелёной группы выставлено напряжение 953 В.
- Для синей группы выставлено напряжение 989 В.
- Для чёрной группы выставлено напряжение 947 В.
- Для красной группы выставлено напряжение 959 В.

После проведения коррекции напряжения на ФЭУ было проведено исследование энергетического разрешения NaI(Tl) детекторов по пику 511 кэВ. Отметим, что энергетическое разрешение детекторов обычно определяется по линии гамма-квантов с энергией 662 кэВ от радиоактивного источника ^{137}Cs. Получаемое на кристалле NaI(Tl) диаметром D=25 мм и высотой H = D наилучшее разрешение составляет порядка 5,6%. Для кристаллов размером до D=H=76 мм стандартное энергетическое разрешение NaI(Tl) детекторов составляет (6,5-7,5)% и ухудшается до (7,5-10)% для больших размеров сцинтиллятора [58]. Обычно производители детекторов заявляют разрешение в виде $\frac{\sigma_E}{E}$ (отношение одного стандартного отклонения к величине энергии), либо в виде $FWHM/E$ (отношение полной ширины на полувысоте к энергии), которые связаны соотношением $\frac{FWHM}{E} = 2.355 \cdot \frac{\sigma_E}{E}$.

Чтобы минимизировать влияние энергетического разрешения на точность определения энергии, производитель NaI(Tl)-детекторов гарантировал максимальное разрешение $\frac{\sigma_E}{E}$ =3% для стандартной линии 662 кэВ гамма-источника ^{137}Cs, что должно соответствовать разрешению 3.5% для аннигиляционных фотонов с энергией 511 кэВ. Зависимость энергетического разрешения пиков 511 кэВ в амплитудных спектрах от порядкового номера детектора, полученная на финальном этапе настройки NaI(Tl) счетчиков, показана на рис. 4.14. В среднем, разрешение сцинтилляционных детекторов, составляет ~3,2%, что соответствует (немного лучше) заявленному производителем значению этого параметра.

Рис. 4.14. Зависимость энергетического разрешения пиков 511 кэВ в амплитудных спектрах от порядкового номера детектора, полученная на финальном этапе настройки NaI(Tl) счетчиков.

Поскольку NaI(Tl) счетчики в экспериментальной установке располагаются под различными углами к оси установки и, соответственно, к направлению магнитного поля Земли, необходимо было оценить влияние этого поля на изменение коэффициента усиления используемых ФЭУ. Поэтому следующим проведённым тестом с детектором было измерение, направленное на определение степени влияния магнитного поля Земли на рассматриваемый детектор.

Рис. 4.15. Схема установки, предназначенной для изучения влияния магнитного поля Земли на используемые ФЭУ.

Детектор NaI(Tl) был расположен на круговой разметке с обозначенными направлениями сторон света. В центре данной разметки был установлен источник ^{137}Cs, с помощью которого были набраны амплитудные спектры при различных углах поворота детектора относительно направления на север (рис. 4.15). В полученных спектрах определялось положение пика (mean(grad)), соответствующего энергии 662 кэВ и данному углу поворота детектора. А для различных углов было вычислено среднее значение положения пика 662 кэВ (MEAN).

Результатом теста, определяющего влияние магнитного поля Земли на NaI(Tl) детектор, является график зависимости отклонения от среднего значения амплитуды пика 662 кэВ (deltaMEAN(grad)) от угла поворота детектора относительно направления на север:

$$\mathrm{deltaMEAN(grad)} = \frac{\mathrm{MEAN} - \mathrm{mean(grad)}}{\mathrm{MEAN}}$$

Рис. 4.16. Зависимость отклонения положения пика 662 кэВ от угла поворота детектора относительно направления на север.

Полученный график представлен на рис. 4.16. Как видно, максимальные отклонения от среднего значения составляют от -1.4% до 2.5%. Полученная характерная зависимость отражает устройство динодной системы используемого ФЭУ с несимметричным расположением первого динода, на который фокусируется электронный пучок с фотокатода. Влияние магнитного поля Земли не является значительным и его можно учесть, выполняя амплитудную калибровку каждого NaI(Tl) счетчика в установке.

Такая амплитудная калибровка необходима также по другой причине, поскольку набор экспериментальных данных длился на протяжении нескольких месяцев, в течении которых параметры используемых детекторов могут изменятся. Следовательно, было необходимо периодически проводить калибровки имеющихся детекторов.

Калибровка проводилась по положению пика полного поглощения рассеянных под прямым углом фотонов с энергией 255 кэВ (рис. 4.17, слева).

Рис. 4.17 Слева – спектр энерговыделения в одном из NaI(Tl) детекторов на экспериментальной установке, набранный за 2 часа. Пик соответствует энергии 255 кэВ. Справа – различия в положении пика 255 кэВ детектора NaI(Tl) в зависимости от времени.

В результате, для каждого NaI(Tl) детектора были получены зависимости положений пиков, соответствующих энерговыделению в детекторе 255 кэВ, от времени. На рисунке 4.17 справа показана данная зависимость для одного из NaI(Tl) детекторов. Максимальные колебания в данных детекторах составили порядка 5.5%.

4.3 Промежуточный GAGG рассеиватель

Промежуточный рассеиватель, расположенный перед одним из основных рассеивателей, является ключевым элементом экспериментальной установки, поскольку он разделяет события по разным типам квантовых состояний. Регистрация сигнала в промежуточном рассеивателе показывает, что в данном событии начальный аннигиляционный фотон переходит из максимально запутанного в декогерентное состояние. Отсутствие же сигнала в данном детекторе указывает на сохранение запутанного двух-фотонного состояния. Важность данного детектора (далее “GAGG рассеиватель”) заключается в необходимости точной идентификации взаимодействия.

Основные требования к “ GAGG рассеиватель”:

а) Как можно меньший порог регистрации сигнала, поскольку низкая эффективность в регистрации малых энерговыделений приведёт к ложной идентификации квантового состояния.

б) Минимальный пассивный материал детектора на пути фотонов, так как взаимодействие в этом материале также может привести к неправильной идентификации квантового состояния.

В качестве фотодетектора в “ GAGG рассеиватель” был выбран кремниевый фотоумножитель Hamamatsu MPPC S14161-3050HS-04, представляющий себе матрицу из четырех индивидуальных фотодиодов, с активной площадью 3x3 мм^2 каждый. Толщина матрицы составляет около 1 мм, что обеспечивает минимальное паразитное рассеивание фотонов в пассивном материале.

Далее будут рассмотрены параметры фотодиода Hamamatsu MPPC S14161-3050HS-04. Представленные данные соответствуют 1 фотодиоду, в то время как в детекторе на установке было использовано 4 объединённых фотодиода [60]:

- Размеры фотодиода 3*3 мм^2.
- Размер 1 пикселя фотодиода 50 μm.
- Количество пикселей 3531.
- Покрытие – силикон.
- Коэффициент преломления покрытия – 1.57.
- Геометрический процент рабочей поверхности фотодиода – 74%.
- Спектральный диапазон работы 270-900 нм.
- Максимальная чувствительность к длине волны 450 нм.
- Эффективность регистрации при длине волны 450 нм – 50%.
- Напряжение пробоя 38 В.
- Вероятность оптической связи (кросстолк) – 7%.
- Усиление – $2.5*10^6$.

- Температурный коэффициент обратного напряжения – 34 мВ/°С.

Зависимости эффективности регистрации фотонов от длины волны, усиления, вероятности оптической связи (кросстолка) и эффективности обнаружения фотонов от перенапряжения на устройстве представлены на рис. 4.18.

Рис. 4.18. Зависимость эффективности регистрации фотонов от длины волны (левый график). Зависимость усиления, вероятности кросстолка и эффективности обнаружения фотонов от перенапряжения на устройстве (правый график).

Серия фотодиодов Hamamatsu S14160/S14161 обеспечивает более высокую эффективность обнаружения фотонов и более низкое рабочее напряжение, чем другие MPPC, что позволяет адаптировать их для ПЭТ и радиационного мониторинга. Они обеспечивают малое мертвое пространство в светочувствительной области с помощью технологии HWB (hole wire bonding). Зазор от края светочувствительной области до края фотодиода составляет всего 0,2 мм [60].

В качестве сцинтиллятора для промежуточного детектора комптоновского рассеяния был выбран материал GAGG, поскольку он

удовлетворяет требованиям рассматриваемой установки. GAGG является относительно новым монокристаллическим сцинтиллятором, обладающим рядом свойств, которые делают его интересным для таких применений, как гамма–спектроскопия [61], обнаружение альфа-частиц [62], и ядерная медицина [63], [64], [65], [66]. Впервые материал был синтезирован и выращен в 2011 г. [67]. Монокристаллы GAGG могут быть выращены по методу Чохральского [67]. Стоит отметить, что данный сцинтиллятор не обладает собственной радиоактивностью и негигроскопичен [68].

Основные характеристики кристалла GAGG [68]:

- Световыход – 46000 фотонов/МэВ.
- Время затухания – 90 нс.
- Длина волны с максимумом излучения – 520 нм.
- Плотность – 6.6 г/см^3.
- Эффективный ядерный заряд (Zeff) – 54.
- Время высвечивания в GAGG сцинтилляторе имеет две компоненты: быстрая компонента соответствует времени высвечивания порядка 60-130 нс, а медленная компонента составляет порядка 260-530 нс.

Фотодиодная матрица S14161-3050HS-04 была соединена с кристаллом GAGG с помощью двусторонней оптической клейкой ленты, см. рис. 4.19. Кристалл GAGG, используемый в эксперименте, имеет геометрические размеры 15x15x7 мм^3.

Рис. 4.19. Фотографии детектора “ GAGG рассеиватель” в разобранном (слева) и собранном (справа) видах.

После сборки кристалл был обёрнут в тефлоновую ленту, используемую в качестве светоотражателя. После упаковки GAGG в отражатель вся конструкция была светоизолирана с использованием чёрной изоленты (рис. 4.20).

Рис. 4.20. Фотографии детектора “ GAGG рассеиватель” в процессе упаковки в светоотражатель (слева) и после светоизоляции (справа).

После сборки детектора было определено энергетическое разрешение GAGG рассеивателя с использованием установки, представленной на рис. 4.21. Для тестирования детектора были использованы следующие источники гамма-квантов: ^{241}Am, ^{57}Co, ^{137}Cs и ^{22}Na.

Рис. 4.21. Принципиальная схема экспериментальной установки, использованная при тесте GAGG рассеивателя.

На приведённых далее рисунках (рис. 4.22 – рис. 4.24) представлены амплитудные спектры с пиками, соответствующими энергетическим линиям используемых радиоактивных источников: ^{241}Am - энергия 59.5 кэВ; ^{57}Co - энергии 122 кэВ и 13.6 кэВ; ^{137}Cs - энергии 662 кэВ и 32 кэВ; ^{22}Na - энергии 1275 кэВ и 511 кэВ. Рассмотренные пики были аппроксимированы распределением Гаусса с целью определения энергетического разрешения соответствующего пика.

Результаты аппроксимаций пиков в спектрах на рис. 4.22 - 4.24 (положения пиков и энергетические разрешения) представлены в таблице 4.1, а зависимость энергетического разрешения от энергии показана на рис. 4.25.

Рис. 4.22. Амплитудные спектры в промежуточном GAGG рассеивателе, полученные при облучении детектора гамма-источниками ^{241}Am (синяя линия) и ^{57}Co (чёрная линия).

Рис. 4.23. Амплитудные спектры в промежуточном GAGG рассеивателе для источника ^{137}Cs.

Рис. 4.24. Амплитудный спектр в GAGG детекторе для источника ^{22}Na.

Энергия [кэВ]	Среднее значение (Mean) (каналы АЦП)	Ширина (Sigma) (каналы АЦП)	Энергетическое разрешение Sigma/Mean
14 (Co57)	5768	1427	0.247
32 (Cs137)	9929.4	1761	0.178
60 (Am241)	31811	3525.1	0.111
120 (Co57)	66189.2	5487.4	0.083
511 (Na22)	119600	6068	0.051
662 (Cs137)	229829	9859	0.043
1274 (Na22)	304413	10649.3	0.035

Таблица 4.1. Результаты аппроксимаций пиков в спектрах на рис. 4.23 - 4.25 (положения пиков и энергетические разрешения).

В энергетическое разрешение основной вклад вносят 3 независимые друг от друга компоненты с различной зависимостью от энергии: статистическая $\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$, шумовая $\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{1}{E}$ и компонента связанная с неидеальностью и нелинейностью детектора $\frac{\sigma_E}{E} \sim const$. С учетом изложенных аргументов зависимость на рис. 4.25 была аппроксимирован функцией:

$f(E) = \sqrt{p0^2 + (\frac{p1}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{p2}{E})^2}$, где E-энергия [кэВ]; p0, p1, p2-коэффициенты аппроксимации. Результаты аппроксимации показаны на этом же рисунке.

Рис. 4.25. Зависимость энергетического разрешения GAGG детектора от выделенной в сцинтилляторе энергии.

Помимо исследования энергетического разрешения промежуточного GAGG рассеивателя, было проведено тестирование детектора при различных температурах в диапазоне от 10 до 50 градусов. Схема установки, используемая в данном тесте, совпадает со схемой, ранее использованной при измерении разрешения детектора (рис 4.21). Единственное различие заключается в помещении детектора в холодильную камеру, в которой

поддерживалась необходимая для теста температура. Были проведены наборы событий от источника ^{137}Cs. По амплитудным распределениям определено положение энергетических пиков, соответствующих 662 кэВ. По результатам исследований были получены амплитудные спектры для рассматриваемого диапазона температур детектора с шагом в 5 градусов. Пример данных спектров показан на рис. 4.26. Параметры полученных на распределениях пиков были занесены в таблицу 4.2.

Используя полученные результаты температурного теста GAGG детектора, был построен график зависимости положения пика, соответствующего поглощённой сцинтиллятором энергии 662 кэВ, от температуры окружающей среды. Полученный по методу наименьших квадратов коэффициент наклона графика равен -2.95 ± 0.05 [$ADC\ CH/$°C] (рис. 4.27).

Рис. 4.26 Амплитудные спектры в детекторе GAGG для гамма-источника ^{137}Cs при температурных измерениях. Температура 10 °C (левый спектр). Температура 50 °C (правый спектр).

Температура детектора °C	Положение пика 662 кэВ Mean [ADC CH]	Sigma пика 662 кэВ [ADC CH]
10.00	184.09	11.20
15.00	172.71	10.61
20.00	159.14	9.76
25.00	143.51	8.89
30.00	130.80	8.16
35.00	114.80	7.35
40.00	100.39	6.51
45.00	82.84	5.43
50.00	66.97	4.57

Таблица 4.2 Параметры пика 662 кэВ источника ^{137}Cs при различных температурах окружающей среды.

Рис. 4.27 График зависимости положения пика, соответствующего энергии 662 кэВ, от температуры окружающей среды.

Помимо исследований смещения пика 662 кэВ при различных температурах, также была исследована зависимость энергетического разрешения данного детектора ($\frac{\text{Sigma}}{\text{Mean}}$) (рис. 4.28). Полученная зависимость была аппроксимирована экспоненциальной функцией, из которой была получена следующая формула:

$\frac{\text{Sigma}}{\text{Mean}} = 4.951 * 10^{-4} * e^{0.056*T} + 0.06$, где T-температура детектора.

Рис. 4.28. График зависимости энергетического разрешения пика, соответствующего поглощённой сцинтиллятором энергии 662 кэВ, от температуры окружающей среды.

Благодаря высокому световому выходу, низкому уровню электронных шумов, а также высокой эффективности регистрации фотонов используемого кремниевого фотоумножителя, собранный сцинтилляционный детектор позволяет регистрировать низкую энергию отдачи электронов с порогом около 1-2 кэВ. Это утверждение подтверждается данными, полученными в ходе

работы основной установки по исследованию аннигиляционных фотонов (рис. 4.29).

Рис. 4.29. Слева – энергетический спектр в GAGG рассеивателе, полученный в эксперименте по регистрации декогерентных аннигиляционных фотонов за всё время эксперимента. Справа - энергетический спектр в GAGG сцинтилляторе при условии регистрации рассеянного фотона NaI(Tl) счётчиком.

В случае, когда на спектре показаны события в GAGG рассеивателе без условия регистрации рассеянного фотона в NaI(Tl) счётчике, часть событий формируют пик в районе 170 кэВ. События в данном пике соответствуют рассеянию фотонов в основном рассеивателе на 180° и их дальнейшему поглощению в GAGG сцинтилляторе. Стоит отметить, что данный пик используется для постоянной калибровки детектора в процессе набора экспериментальных данных. Максимальный относительный сдвиг положения пика 170.5 кэВ во время проведения эксперимента составил около 20% (рис. 4.30).

Согласно Монте Карло расчетам, энергетический спектр в GAGG сцинтилляторе при условии регистрации рассеянного фотона NaI(Tl) счётчиком должен быть почти плоский в диапазоне энергий от 0 кэВ до 20 кэВ. Провал в данном спектре с энергиями ниже 20 кэВ (рис. 4.29, справа) обусловлен более низкой эффективностью идентификации низкоамплитудных сигналов из-за использованного алгоритма подавления шумов электроники.

Стоит отметить, что эффективность регистрации низких энергий может быть в дальнейшем улучшена при использовании комбинированного метода низкочастотной фильтрации электронных шумов и идентификации полезных сигналов по форме импульса.

Рис. 4.30 Слева – энергетический спектр в GAGG рассеивателе, полученный за 2 часа набора данных. Пик соответствует энергии 170.5 кэВ. Справа – временной дрейф положения амплитудного пика 170.5 кэВ обратного комптоновского рассеяния в течение всего периода набора экспериментальных данных.

Глава 5 Физические результаты, полученные на экспериментальной установке и подходы в модернизации экспериментальной установки

В данной главе описаны основные результаты, которые были получены за время эксплуатации установки по изучению аннигиляционных фотонов [32] Приведены сравнения угловых азимутальных корреляций максимально запутанных и декогерентных фотонов. Показаны полученные корреляционные функции в неравенстве Белла для рассмотренных типов аннигиляционных фотонов.

Анализ результатов выявил необходимость в более детальном изучении эффекта декогеренции фотонов с использованием дополнительного комптоновского рассеивателя. Приводятся результаты тестирования сцинтилляционного $SrI_2(Eu)$ детектора, который имеет лучшую величину световыхода, чем ранее использованный GAGG детектор [35]. Обсуждаются пути модернизации установки для проведения дальнейших более точных измерений квантовых корреляций в системе аннигиляционных фотонов.

5.1 Угловые азимутальные корреляции.

Основной задачей рассматриваемого эксперимента является сравнение квантовых корреляций различных (максимально запутанных и декогерентных) двух-фотонных состояний. Данные корреляции обусловлены взаимно-перпендикулярными поляризациями двух аннигиляционных фотонов, а главными экспериментальными индикаторами квантового состояния исследуемой системы являются угловые азимутальные распределения рассеянных фотонов. Как ожидалось, такие распределения должны быть различными для максимально запутанных и декогерентных состояний. Поскольку экспериментальным свидетельством изменения квантового состояния двух-фотонной системы является взаимодействие в промежуточном рассеивателе (GAGG детекторе), необходимо исследовать

зависимость угловых корреляций от энерговыделения в этом детекторе. Идентификация квантового состояния обуславливается наличием двух комптоновских рассеяний – сначала в промежуточном, а затем в основном рассеивателях. Такое двойное комптоновское рассеяние может привести к нескольким типам событий в зависимости от угла рассеивания в первом и/или втором рассеивателях. Для идентификации таких типов событий была построена корреляция энерговыделений в GAGG детекторе и детекторах NaI(Tl), см. рис. 5.1.

Рис 5.1. Корреляция между выделенными энергиями в промежуточном GAGG рассеивателе и в NaI(Tl) детекторах, находящимися в плече установки с GAGG рассеивателем.

Как видно на рис.5.1, в корреляциях энергий наблюдается несколько областей, соответствующих различной кинематике двойного комптоновского рассеивания. Условно было выделено четыре группы событий, обозначенными на рисунке буквами *a*, *b*, *c* и *d*. События группы *a* имеют

наименьшее энерговыделение в промежуточном рассеивателе и должны быть наиболее близкими с точки зрения кинематики рассеяния к рассеянию начальных пар аннигиляционных фотонов. Эти события находятся в пределах энерговыделения в GAGG детекторе от 1 до 30 кэВ, а в NaI(Tl) детекторе - от 200 до 320 кэВ. Группы событий *b* и *c* взяты с условием энерговыделения в GAGG детекторе от 30 до 110 кэВ. Энергия в NaI(Tl) детекторе для группы *b* составила от 255 до 320 кэВ, а для группы *c* - от 200 до 255 кэВ. Группа событий *d* характеризуется малым энерговыделением в NaI(Tl) детекторах - от 100 до 180 кэВ. Исходя из величин энерговыделения в детекторах, для каждой из групп событий легко определить последовательные углы рассеивания в GAGG детекторе и основном рассеивателе. Схематически последовательность двойного комптоновского рассеивания изображена на рис. 5.2 для всех четырех групп событий. Здесь синим и красным цветами обозначены NaI(Tl) детектор и основной комптоновский рассеиватель, соответственно. Оранжевым цветом обозначен промежуточный GAGG рассеиватель. Как видно из приведенных схем и упоминалось выше, события из группы *a* соответствуют рассеянию в GAGG детекторе на очень малый угол. Группа *b* соответствует первому рассеянию под большим углом в направлении NaI(Tl) детектора, а группа *c* - в противоположном от NaI(Tl) детектора направлении. Наиболее сложным и, возможно, интересным классом событий является группа *d*. Здесь первое рассеяние происходит в основном рассеивателе на угол, близкий к 180^0, а в GAGG детекторе происходит уже второе рассеивание. Эта группа событий кардинально отличается от всех остальных групп по степени декогеренции, что должно проявиться в величине азимутальной угловой корреляции рассеянных фотонов.

Рис. 5.2. Последовательность двойного комптоновского рассеивания для всех четырех групп событий *a*, *b*, *c* и *d* (см. рис.5.1). Синим и красным цветами обозначены NaI(Tl) детектор и основной комптоновский рассеиватель, соответственно. Оранжевым цветом обозначен промежуточный GAGG рассеиватель.

Далее будут показаны результаты угловых азимутальных корреляций для максимально запутанных и декогерентных фотонов. Поскольку триггер установки требовал только совпадения событий в двух основных комптоновских рассеивателях, набор данных осуществлялся одновременно для начальных (максимально запутанных) и декогерентных (провзаимодействовавших в промежуточном GAGG рассеивателе) фотонов. Результаты измерений первого типа событий использовались в качестве эталонных для проведения сравнений как с декогерентными фотонами, так и с ранее проведёнными экспериментами (см. Главу 1). Одним из результатов измерений максимально запутанных фотонов стала зависимость

поляризационных корреляций от азимутального угла (рис. 5.3, слева). После анализа первого типа событий были обработаны данные с энерговыделением в промежуточном GAGG рассеивателе. Изначально эти данные использовались в целом, без сепарации по величине выделенной в этом детекторе энергии. Полученные азимутальные угловые корреляции для декогерентных пар фотонов представлены на рис 5.4, справа.

Рис 5.3 Слева - азимутальные угловые корреляции для максимально запутанных пар фотонов. Справа - Азимутальные угловые корреляции для всех декогерентных пар фотонов. Черные треугольные символы обозначают экспериментальные измерения. Красная кривая – результат аппроксимации экспериментальных точек функцией $\mathrm{N}(\Delta\varphi) = \mathrm{A} - \mathrm{B}\cos(2\Delta\varphi)$.

На этом рисунке черными треугольниками показано экспериментально измеренное количество совпадений сигналов в NaI(Tl) детекторах противоположных плеч установки, которые располагаются под азимутальным углом $\Delta\phi$ друг относительно друга. Для каждой из точек проводится суммирование количества совпадений для всех имеющихся пар данных детекторов, находящихся на противоположных плечах установки. Аппроксимация полученных точек проводится следующей функцией:

$\mathrm{N}(\Delta\varphi) = \mathrm{A} - \mathrm{B}\cos(2\Delta\varphi)$ (Формула 5.1)

Результаты аппроксимации дали следующие значения коэффициентов для максимально запутанных фотонов: $\mathrm{A} = 13750 \pm 29$ и $\mathrm{B} = 5746 \pm 41$. Далее коэффициенты A и B используются для расчета параметра R (см. раздел

1.1), представляющего отношение максимального и минимального значений угловых корреляций:

$R(\theta = 90) = \frac{A+B}{A-B}$ (Формула 5.2)

Используя данные коэффициенты, был получен параметр $R = 2.44 \pm 0.02$ для событий с начальными максимально запутанными фотонами.

В случае срабатвания GAGG рассеивателя были получены следующие значения коэффициентов аппроксимации: $A = 442.6 \pm 5.3$ и $B = 183.4 \pm 7.3$, которые дают следующий параметр $R = 2.41 \pm 0.1$. Достаточно неожиданно азимутальные угловые корреляции максимально запутанных и декогерентных фотонов совпали в пределах статистической точности измерений. Напомним, что согласно утверждениям Бома и Хайли [41], после взаимодействия фотона с внешней средой квантовое состояние начальной системы должно перейти в полностью декогерентное, в котором вообще не должно наблюдаться угловых корреляций. Именно на этом утверждении и основаны принципы работы нового поколения позитрон-эмиссионной томографии (ПЭТ), основанной на явлении квантовой запутанности. Представленные результаты измерений, а именно, идентичность угловых корреляций для двух квантовых состояний аннигиляционных фотонов, ставит под сомнение саму возможность создания таких томографов.

Напомним, что график на рис 5.3 (справа) был получен с использованием всех набранных событий из областей *a,b,c* (см рис 5.1), которые включают почти все типы декогерентных фотонов, исключая события области *d*, где происходило первичное рассеяние начального фотона в обратном направлении. Поскольку азимутальные корреляции оказались одинаковыми как для начальных максимально запутанных, так и для декогерентных фотонов, было решено более подробно рассмотреть угловые корреляции отдельно в различных группах событий с декогерентными фотонами. Стоит отметить, что благодаря большому телесному углу экспериментальной установки, количество набранных декогерентных

событий было достаточно велико, чтобы существовала сама возможность проведения таких детальных исследований (Рис. 5.4).

Рис. 5.4 Азимутальные угловые корреляции для всех декогерентных пар фотонов групп событий *a,b,c,d*. Черные треугольные символы обозначают экспериментальные измерения. Красная кривая – результат аппроксимации экспериментальных точек функцией $\mathrm{N}(\Delta\varphi) = \mathrm{A} - \mathrm{B}\cos(2\Delta\varphi)$.

После аппроксимации полученных распределений функцией из формулы 5.1, были получены следующие значения коэффициентов для рассмотренных групп событий (*a,b,c,d)*, а также параметр R:

a) $\mathrm{A} = 194.0 \pm 3.5$ и $\mathrm{B} = 81.0 \pm 4.8$. $\mathrm{R} = 2.43 \pm 0.15$

b) $\mathrm{A} = 108.8 \pm 2.6$ и $\mathrm{B} = 47.0 \pm 3.6$. $\mathrm{R} = 2.52 \pm 0.21$

c) $A = 138.0 \pm 2.9$ и $B = 55.6 \pm 4.1$. $R = 2.35 \pm 0.17$

d) $A = 70.8 \pm 2.1$ и $B = 13.6 \pm 2.9$. $R = 1.48 \pm 0.13$

Параметр R для случая *a* практически совпадает со случаем начальных максимально запутанных фотонов. Для событий из группы *b* значение

параметра R оказалось также близко к таковому в случае начальных пар фотонов, и оно оказалось даже выше аналогичного значения для максимально запутанных фотонов, что подтверждает уменьшение угла рассеяния в основном комптоновском рассеивателе, а также увеличение анализирующей способности соответствующего комптоновского поляриметра при изменении угла от θ = 90° в сторону θ = 82°. Полученный результат для событий группы *c* согласуется с тем, что угол рассеяния в основном рассеивателе был больше θ = 90°. Для событий группы *d* различие с предыдущими группами событий возможно объяснить произошедшим обратным рассеянием аннигиляционного фотона в основном комптоновском рассеивателе. При рассеянии фотона, имеющего высокую энергию, горизонтальная (вертикальная) поляризация относительно плоскости рассеяния может измениться на вертикальную (горизонтальную). Согласно уравнению 87.17 в ссылке [69], в процессе обратного рассеяния одна пятая часть фотонов меняет горизонтальную поляризацию на вертикальную и наоборот. При использовании выражений для базисных векторов состояний из [49] можно получить следующий вывод: модуляционный фактор уменьшается до 3/5 своего значения, что в свою очередь, приводит к уменьшению коэффициента R до значения 1.66.

Результаты анализа всех групп декогерентных событий позволяют предположить, что в процессе комптоновского рассеяния на малый угол не происходит значительной декогеренции квантовой системы, хотя она и должна перейти из чистого максимально запутанного состояния в смешанное, с частичным сохранением запутанности. Данные для группы событий *d* подтверждают это предположение, поскольку этом случае происходит значительное влияние внешней среды на двухфотонную систему, что приводит к заметной декогеренции начальной квантовой системы, видимой в значительном уменьшении параметра *R*. В то же время, полученные результаты являются достаточно неожиданными, поскольку противоречат наивным ожиданиям перехода квантовых систем в полностью декогерентные состояния при взаимодействии с внешней средой. Отметим снова, что

комптоновское рассеяние фотона чувствительно к его начальной поляризации, т.е. этот процесс может рассматриваться как измерение поляризации фотона, которое должно привести к коллапсу соответствующего квантового состояния.

5.2 Измерения корреляционных функции в неравенстве Белла.

Исследования азимутальных угловых корреляций максимально запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов выявило их идентичность в пределах статистической точности. Дальнейшие попытки по поиску различий в поведении запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов заключались в построении неравенств Белла, которые являются основным инструментом в исследованиях запутанных систем. Как известно, соответствующая корреляционная функция, основанная на неравенстве Белла, может достигать максимальных по модулю значений $2\sqrt{2}$ для максимально запутанной квантовой системы, в то время, как для классической системы это значение не превышает 2. Необходимо отметить, что значение корреляционной функции уменьшается на величину, равную эффективности используемых поляриметров. А низкая анализирующая способность комптоновских поляриметров всегда будет давать значение корреляционной функции меньше двух. Тем не менее, принципиальная разница запутанной и декогерентных квантовых систем должна приводить к относительной разнице в величинах корреляционных функций этих двух систем.

Легко показать, что корреляционная функция в неравенстве Белла для комптоновского рассеяния двух аннигиляционных фотонов имеет следующий вид:

$$S(\varphi) = \alpha^2 * (3\cos 2\varphi - \cos 6\varphi), \qquad \text{(Формула 5.3)}$$

где α - анализирующая способность комптоновских поляриметров (в нашем эксперименте $\alpha^2 < 0.5$), а φ- азимутальный угол между двумя рассеянными фотонами. Далее параметр α^2 будет обозначаться символом p_0 и определяться в каждой полученной корреляционной функции.

Поскольку в нашей установке используется система из многих комптоновских поляриметров, для вычисления полной корреляционной функции всех поляриметров установки использовался следующий метод. Были проведены вычисления корреляционных функций индивидуально для каждой пары поляриметров противоположных плеч, а затем было проведено усреднение полученных значений. Этот способ использовался как для максимально запутанных, так и для декогерентных состояний пар фотонов. Корреляционная функция в неравенстве Белла для максимально запутанных пар аннигиляционных фотонов приведена на Рис. 5.5, слева.

Рис. 5.5. Слева - корреляционная функция в неравенстве Белла для максимально запутанных пар аннигиляционных фотонов. Справа - корреляционная функция в неравенстве Белла для декогерентных пар аннигиляционных фотонов. Черные треугольные символы обозначают экспериментальные измерения. Красная кривая – результат аппроксимации экспериментальных точек функцией из формулы 5.3.

В результате аппроксимации экспериментальных точек функцией из формулы 5.3 был определён коэффициент p_0, соответствующий квадрату анализирующей способности: $p_0 = 0.418 \pm 0.001$. Стоит отметить, что высокая точность данного коэффициента была получена за счёт уникальности конструкции установки – большого количества комптоновских поляриметров, измеряющих корреляционную функцию. Максимальное значение

корреляционной функции для максимально запутанных фотонов равно: $S_{max} = 1.182 \pm 0.003$.

Точно такая же процедура была выполнена для декогерентных событий из областей *a,b,c,* (рис 5.1), с учетом всех типов кинематики комптоновского рассеяния, за исключением области *d*, где происходило рассеяние фотонов в обратном направлении. Результат измерений корреляционной функции приведен на рис.5.5, справа.

Параметр p_0 (а, следовательно, и максимальное значение функции) практически совпал со случаем максимально запутанных фотонов. Таким образом, можно сделать вывод, что корреляционная S-функция одинакова в случае запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов.

Показанные выше результаты приводят к достаточно неожиданному выводу, что квантовые корреляции максимально запутанных фотонов практически совпадают с такими же корреляциями декогерентных фотонов, по крайней мере, для относительно малых углов комптоновского рассеяния, ответственного за декогеренцию. Значительная разница в корреляциях наблюдается только для обратно рассеянных фотонов, что указывает на существенную, но не полную декогеренцию системы аннигиляционных фотонов. Данное наблюдение требует теоретического обоснования и опровергает предположение Бома и Хайли о полной декогеренции фотонов при их взаимодействии во внешней среде. Таким образом, идея использовать явление квантовой запутанности в позитрон-эмиссионной томографии нового поколения не находит экспериментального подтверждения и требует значительного пересмотра в подходах создания такой ПЭТ.

5.3 Подходы в модернизации экспериментальной установки.

Наблюдаемый эффект почти полной идентичности поляризационных корреляций в системе аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях требует дальнейшего экспериментального исследования. В

частности, планируется более детальное изучение зависимостей поляризационных корреляций от энерговыделения в промежуточном рассеивателе. Как было отмечено, существующий промежуточный GAGG рассеиватель позволяет измерять энерговыделение, начиная от 1 кэВ. Однако эффективность регистрации таких низких энергий, а также энергетическое разрешение GAGG приводят к перемешиванию событий с различным энерговыделением, т.е. с разной степенью декогерентности. Данных недостатков можно избежать, использовав другой тип промежуточного рассеивателя с большим светоходом и лучшим энергетическим разрешением.

Значительным улучшением данного детектора может являться замена сцинтиллятора с GAGG на $SrI_2(Eu)$. Данная модернизация может сильно повлиять на порог регистрации и энергетическое разрешение детектора [70]. Это позволит достигнуть более точного разделения событий по углам рассеяния в данном детекторе и, следовательно, по степени декогеренции аннигиляционных фотонов.

Сцинтилляционные кристаллы йодида стронция, легированные европием, обладают высоким разрешением благодаря своей чрезвычайно хорошей пропорциональности световыхода к регистрируемой энергии, а также высокого световыхода. Время высвечивания данного сцинтиллятора достаточно длинное и составляет порядка нескольких микросекунд. Однако, поскольку промежуточный рассеиватель не участвует в триггере, этот недостаток не является принципиальным. $SrI_2(Eu)$ сцинтиллятор является сильно гигроскопичным и требует надёжной защиты от атмосферной влаги, чтобы избежать деградации параметров детектора.

Основными параметрами кристалла $SrI_2(Eu)$ являются:

- Длина волны, при которой имеется максимальное излучение - 435 нм.
- Время высвечивания 1200 нс.
- Световыход от 80 до 120 фотонов на кэВ, в зависимости от технологии производства и процента легирующей добавки.

Нами были проведены исследования параметров $SrI_2(Eu)$ детектора со съёмом сигнала матрицей кремниевых фотоумножителей S14161-3050HS-04. Кремниевые фотоумножители, использованные в тестах, являются аналогичными фотодетекторам, установленным в промежуточном GAGG рассеивателе. Размер сцинтиллятора $SrI_2(Eu)$ в тестах был равен 15x15x15 мм^3. Компоненты детектора (сцинтилляционный кристалл и фотодиодная матрица) представлены на Рис. 5.6.

Рис. 5.6. Слева - фотография кубического сцинтиллятора $SrI_2(Eu)$, покрытого светоотражающей тефлоновой лентой. Справа - плата с матрицей фотодиодов S14161-3050HS-04.

Задачами тестов были определение абсолютного светосбора $SrI_2(Eu)$ детектора и его энергетического разрешения с использованием амплитудных спектров от гамма-источника ^{241}Am, в основном, по пику гамма-квантов 59.5 кэВ.

На первом этапе исследований была выполнена амплитудная калибровка матрицы фотодиодов. С этой целью был набран спектр низкоамплитудных сигналов с матрицы с несколькими пиками, соответствующими одному, двум и т.д. фотоэлектронам, см. рис. 5.7. Количество фотоэлектронов соответствует количеству сработавших пикселей в матрице, а расстояние между соседними пиками равно амплитуде одноэлектронного сигнала. В представленном случае расстояние между соседними пиками равно 10300 каналов АЦП, что соответствует амплитуде одноэлектронного сигнала.

Чтобы определить абсолютный световой выход, выраженный в количестве фотоэлектронов на единицу выделенной в сцинтилляторе энергии, был набран амплитудный спектр от радиоактивного источника ^{241}Am, имеющий несколько характерных гамма-линий, с максимальной энергией гамма-квантов 59.5 кэВ. Амплитудный спектр от источника показан на Рис. 5.8.

Рис. 5.7. Низкоамплитудный спектр с матрицы кремниевых фотоумножителей S14161-3050HS-04, используемый для ее амплитудной калибровки.

Пик, соответствующий энергии гамма-квантов 59.5 кэВ, был аппроксимирован распределением Гаусса, а его положение соответствует 17540000 каналам АЦП. Используя это значение и амплитуду одноэлектронного сигнала, легко вычислить абсолютный световыход $SrI_2(Eu)$ детектора, который в нашем случае равен 28.6 ф.э./кэВ.

Рис. 5.8. Амплитудный спектр, полученный на детекторе $SrI_2(Eu)$ от гамма-источника ^{241}Am. Максимальный пик соответствует энергии гамма-квантов 59.5 кэВ.

На втором этапе исследований была определена зависимость энергетического разрешения детектора от выделенной в нём энергии. Для получения данной зависимости были рассмотрены несколько пиков на амплитудном спектре от источника ^{241}Am (рис. 5.9).

Рис. 5.9. Слева - амплитудный спектр от источника ^{241}Am. Справа - соответствие полученных пиков спектра гамма-линиям источника ^{241}Am. Числа на спектрах указывают энергию в кэВ соответствующего пика.

Данные пики соответствуют близким гамма-линиям в рентгеновском диапазоне. Поскольку эти пики полностью не разрешаются, для определения положения и ширин пиков (и, соответственно, энергетического разрешения) была выполнена одновременная аппроксимация всех пиков функцией, состоящей из композиции распределения Гаусса, см. рис. 5.10.

Рис. 5.10. Одновременная аппроксимация пиков в амплитудном спектре от источника ^{241}Am функцией, состоящей из композиции распределения Гаусса.

Полученные результаты аппроксимации (положения и ширины амплитудных пиков), а также рассчитанное энергетическое разрешение представлены в таблице 5.1.

С использованием этих табличных данных был построен график зависимости энергетического разрешения от энергии соответствующей гамма-линии (рис. 5.11). Аппроксимация полученного графика была проведена той же функцией, как и в случае GAGG детектора (Глава 4.2, рис. 4.25). В этой функции учитываются вклады в энергетическое разрешение от различных процессов. Основной вклад вносят 3 независимые друг от друга компоненты: статистическая $\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$, шумовая $\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{1}{E}$ и компонента, связанная с неидеальностью и нелинейностью детектора $\frac{\sigma_E}{E} \sim \text{const}$.

Энергия [кэВ]	Mean (charge) [ADC CH]	Sigma (charge) [ADC CH]	Sigma/Mean (charge)
13.8 (Am241)	4140100	594907	0.144
17.8 (Am241)	5112990	465540	0.091
20.8 (Am241)	6127230	515794	0.084
26 (Am241)	7978080	575351	0.072
59.5 (Am241)	17541400	628208	0.036

Таблица 5.1 Результаты аппроксимации (положения и ширины амплитудных пиков) спектра, а также рассчитанное энергетическое разрешение для нескольких гамма-линий источника ^{241}Am.

Формула аппроксимирующей функции приведена далее:

$f(E) = \sqrt{p0^2 + (\frac{p1}{\sqrt{E}})^2 + (\frac{p2}{E})^2}$, где E-энергия [кэВ]; p0, p1, p2-коэффициенты аппроксимации.

Рис. 5.11. Зависимость энергетического разрешения $SrI_2(Eu)$ детектора от энергии, которая была выделена в сцинтилляторе.

Полученная зависимости для $SrI_2(Eu)$ детектора (рис. 5.11) может быть сравнена с аналогичной зависимостью для GAGG детектора (рис. 4.25), который функционирует на установке на текущий момент времени. Полученный результат (рис. 5.12) наглядно показывает преимущества $SrI_2(Eu)$ детектора над GAGG детектором во всем диапазоне энергий.

Рис. 5.12. Зависимость энергетического разрешения $SrI_2(Eu)$ детектора (синяя кривая) и GAGG детектора (красная кривая) от энергии, которая была выделена в соответствующем сцинтилляторе.

По результатам исследования $SrI_2(Eu)$ детектора со съёмом сигнала кремниевыми фотоумножителями S14161-3050HS-04, и из сравнения данного детектора с GAGG детектором, можно сделать следующие выводы:

- Световыход сцинтиллятора GAGG (46000 фотонов/МэВ) значительно ниже световыхода сцинтиллятора $SrI_2(Eu)$ (от 80 до 120 фотонов на кэВ)
- Энергетическое разрешение $SrI_2(Eu)$ детектора значительно лучше энергетического разрешения GAGG детектора (рис. 5.12.).

- Полученные параметры $SrI_2(Eu)$ детектора позволяют сделать вывод о возможности его применения в качестве промежуточного комптоновского рассеятеля в установке по исследованию запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов, в случае необходимости более точного исследования эффекта декогеренции от угла комптоновского рассеяния.

Заключение

В заключении представлены результаты выполнения задач в рамках проектирования, создания и эксплуатации установки, предназначенной для исследования поляризационных корреляций аннигиляционных фотонов в различных (максимально запутанных и декогерентных) квантовых состояниях. Также представлены результаты работы данной установки в 2021 – 2023 годах.

В рамках данной работы были достигнуты следующие результаты:

1. Были разработаны и созданы детекторные системы для экспериментальной установки по измерению поляризационных корреляций аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях.
2. Созданы NaI(Tl) сцинтилляционные детекторы рассеянных фотонов, обеспечивающие большой телесный угол регистрации, необходимый для измерений декогерентных аннигиляционных фотонов. Энергетическое разрешение данных детекторов составляет около $\frac{\sigma_E}{E}$~3.2% для гамма-линии 511 кэВ и обеспечивает надежную идентификацию рассеянных под углом 90^0 аннигиляционных фотонов.
3. Разработана методика получения декогерентных аннигиляционных фотонов за счет комптоновского рассеяния начальных фотонов на промежуточном активном рассеивателе. Степень декогеренции аннигиляционных фотонов определялась по измерению выделенной в этом рассеивателе энергии отдачи электронов.
4. В качестве активного рассеивателя использовался сцинтиллятор GAGG с высоким (на уровне 50000 фотоэлектронов/МэВ) световым выходом, а фотодетектором служила матрица кремниевых фотоумножителей с квантовой эффективностью около 50%. Комбинация высокого световыхода сцинтиллятора, большой квантовой эффективности

фотодетектора и усилителя аналоговых сигналов с низким электронным шумом обеспечили минимальный порог регистрации на уровне 1 кэВ.

5. Разработана и изготовлена уникальная конструкция экспериментальной установки, обеспечивающая большой телесный угол регистрации фотонов и азимутальную симметрию установки, необходимую для компенсации возможных систематических ошибок.
6. Разработана и создана электронная схема установки, состоящая из аналоговых, цифровых, триггерных блоков электроники, а также источников питания вакуумных ФЭУ и кремниевых фотоумножителей. Съем экспериментальных данных с детекторов установки основан на быстром многоканальном АЦП.
7. Полученные поляризационные корреляции максимально запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов оказались практически идентичными для обоих типов квантовых состояний аннигиляционных фотонов, что указывает на невозможность использования явления квантовой запутанности для подавления рассеянного фона в новом поколении позитрон-эмиссионной томографии (QE-PET).
8. Учитывая полученные экспериментальные данные, предложены методы модернизации экспериментальной установки. В частности, замена сцинтиллятора GAGG в промежуточном рассеивателе на инновационный сцинтиллятор $SrI_2(Eu)$ позволит понизить порог регистрации энерговыделений до 0.3-0.5 кэВ и улучшить энергетическое разрешение детектора почти в три раза.

Благодарности

Я крайне благодарен и признателен моему научному руководителю Александру Павловичу Ивашкину за научное руководство, всестороннюю помощь и поддержку в работе над темой и написании диссертации.

Я искренне признателен всему коллективу группы ИЯИ РАН, который работал со мной над данной темой. Отдельно выражаю благодарность Игорю Ивановичу Ткачёву, Джонриду Наремановичу Абдурашитову, Александру Олеговичу Стрижаку и Султану Асхатовичу Мусину за плодотворные обсуждения и ценный вклад в выполнение данного проекта.

Список сокращений и условных обозначений

АЦП (ADC)	Аналого-Цифровой Преобразователь (Analog-to-Digital Converter)
ИЯИ РАН	Институт Ядерных Исследований Российской Академии Наук
ПЭТ (PET)	Позитронный Эмиссионный Томограф (Positron Emission Tomograph)
СПР	Спонтанное Параметрическое Рассеяние
ФЭУ (PMT)	Фотоэлектронный Умножитель (Photomultiplier Tube)
ЭПР-парадокс	Парадокс Эйнштéйна-Подóльского-Рóзена
GAGG(Ce)	Неорганический сцинтиллятор Gadolinium Aluminium Gallium Garnet ($Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$) с примесями церия
NaI(Tl)	Неорганический сцинтиллятор NaI с примесями таллия
SiPM или MPPC	Silicon Photomultiplier (кремниевый фотоумножитель) Multi-Pixel Photon Counter, синоним SiPM

Список литературы

[1] E. Schrödinger, “The Present Status of Quantum Mechanics,” *Naturwissenschaften*, vol. 23, pp. 1–26, 1935.

[2] E. Schrödinger, “Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik,” *Naturwissenschaften*, vol. 23, no. 48, pp. 807–812, Nov. 1935, doi: 10.1007/BF01491891.

[3] F. Selleri, Ed., *Quantum Mechanics Versus Local Realism*. Boston, MA: Springer US, 1988. doi: 10.1007/978-1-4684-8774-9.

[4] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, “Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?,” *Physical Review*, vol. 47, no. 10, pp. 777–780, May 1935, doi: 10.1103/PhysRev.47.777.

[5] N. Bohr, “Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?,” *Physical Review*, vol. 48, no. 8, pp. 696–702, Oct. 1935, doi: 10.1103/PhysRev.48.696.

[6] J. S. Bell, “On the Einstein Podolsky Rosen paradox,” *Physics Physique Fizika*, vol. 1, no. 3, pp. 195–200, Nov. 1964, doi: 10.1103/PhysicsPhysiqueFizika.1.195.

[7] J. A. Wheeler, “Polyelectrons,” *Ann N Y Acad Sci*, vol. 48, no. 3, pp. 219–238, Oct. 1946, doi: 10.1111/j.1749-6632.1946.tb31764.x.

[8] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger, “Experimental Test of Bell’s Inequalities Using Time- Varying Analyzers,” *Phys Rev Lett*, vol. 49, no. 25, pp. 1804–1807, Dec. 1982, doi: 10.1103/PhysRevLett.49.1804.

[9] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, “Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell’s Inequalities,” *Phys Rev Lett*, vol. 49, no. 2, pp. 91–94, Jul. 1982, doi: 10.1103/PhysRevLett.49.91.

[10] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, “Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories,” *Phys Rev Lett*, vol. 23, no. 15, pp. 880–884, Oct. 1969, doi: 10.1103/PhysRevLett.23.880.

[11] J. F. Clauser and A. Shimony, “Bell’s theorem. Experimental tests and implications,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 41, no. 12, pp. 1881–1927, Dec. 1978, doi: 10.1088/0034-4885/41/12/002.

[12] M. Bruno, M. D'Agostino, and C. Maroni, "Measurement of linear polarization of positron annihilation photons," *Il Nuovo Cimento B Series 11*, vol. 40, no. 1, pp. 143–152, Jul. 1977, doi: 10.1007/BF02739186.

[13] A. R. Wilson, J. Lowe, and D. K. Butt, "Measurement of the relative planes of polarization of annihilation quanta as a function of separation distance," *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, vol. 2, no. 9, pp. 613–624, Sep. 1976, doi: 10.1088/0305-4616/2/9/009.

[14] G. Bertolini, E. Diana, and A. Scotti, "Correlation of annihilation γ-ray polarization," *Il Nuovo Cimento B*, vol. 63, no. 2, pp. 651–665, Jun. 1981, doi: 10.1007/BF02755105.

[15] L. R. Kasday, J. D. Ullman, and C. S. Wu, "Angular correlation of compton-scattered annihilation photons and hidden variables," *Il Nuovo Cimento B Series 11*, vol. 25, no. 2, pp. 633–661, Feb. 1975, doi: 10.1007/BF02724742.

[16] G. Faraci, D. Gutkowski, S. Notarrigo, and A. R. Pennisi, "An experimental test of the EPR paradox," *Lettere Al Nuovo Cimento Series 2*, vol. 9, no. 15, pp. 607–611, Apr. 1974, doi: 10.1007/BF02763124.

[17] H. Langhoff, "Die Linearpolarisation der Vernichtungsstrahlung von Positronen," *Zeitschrift für Physik*, vol. 160, no. 2, pp. 186–193, Apr. 1960, doi: 10.1007/BF01336980.

[18] R. Ghosh and L. Mandel, "Observation of nonclassical effects in the interference of two photons," *Phys Rev Lett*, vol. 59, no. 17, pp. 1903–1905, Oct. 1987, doi: 10.1103/PhysRevLett.59.1903.

[19] D. Magde and H. Mahr, "Study in Ammonium Dihydrogen Phosphate of Spontaneous Parametric Interaction Tunable from 4400 to 16 000 Å," *Phys Rev Lett*, vol. 18, no. 21, pp. 905–907, May 1967, doi: 10.1103/PhysRevLett.18.905.

[20] S. E. Harris, M. K. Oshman, and R. L. Byer, "Observation of Tunable Optical Parametric Fluorescence," *Phys Rev Lett*, vol. 18, no. 18, pp. 732–734, May 1967, doi: 10.1103/PhysRevLett.18.732.

[21] T. Kim, M. Fiorentino, and F. N. C. Wong, "Phase-stable source of polarization-entangled photons using a polarization Sagnac interferometer," *Phys Rev A (Coll Park)*, vol. 73, no. 1, p. 012316, Jan. 2006, doi: 10.1103/PhysRevA.73.012316.

[22] C. A. Kocher and E. D. Commins, “Polarization Correlation of Photons Emitted in an Atomic Cascade,” *Phys Rev Lett*, vol. 18, no. 15, pp. 575–577, Apr. 1967, doi: 10.1103/PhysRevLett.18.575.

[23] M. Fiorentino, G. Messin, C. E. Kuklewicz, F. N. C. Wong, and J. H. Shapiro, “Generation of ultrabright tunable polarization entanglement without spatial, spectral, or temporal constraints,” *Phys Rev A (Coll Park)*, vol. 69, no. 4, p. 041801, Apr. 2004, doi: 10.1103/PhysRevA.69.041801.

[24] A. Fedrizzi, T. Herbst, A. Poppe, T. Jennewein, and A. Zeilinger, “A wavelength-tunable fiber-coupled source of narrowband entangled photons,” *Opt Express*, vol. 15, no. 23, p. 15377, 2007, doi: 10.1364/OE.15.015377.

[25] B. C. Hiesmayr and W. Löffler, “Complementarity reveals bound entanglement of two twisted photons,” *New J Phys*, vol. 15, no. 8, p. 083036, Aug. 2013, doi: 10.1088/1367-2630/15/8/083036.

[26] E. Megidish, A. Halevy, T. Shacham, T. Dvir, L. Dovrat, and H. S. Eisenberg, “Entanglement Swapping between Photons that have Never Coexisted,” *Phys Rev Lett*, vol. 110, no. 21, p. 210403, May 2013, doi: 10.1103/PhysRevLett.110.210403.

[27] G. Weihs, T. Jennewein, C. Simon, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, “Violation of Bell’s Inequality under Strict Einstein Locality Conditions,” *Phys Rev Lett*, vol. 81, no. 23, pp. 5039–5043, Dec. 1998, doi: 10.1103/PhysRevLett.81.5039.

[28] M. Toghyani, J. E. Gillam, A. L. McNamara, and Z. Kuncic, “Polarisation-based coincidence event discrimination: an *in silico* study towards a feasible scheme for Compton-PET,” *Phys Med Biol*, vol. 61, no. 15, pp. 5803–5817, Aug. 2016, doi: 10.1088/0031-9155/61/15/5803.

[29] A. L. McNamara, M. Toghyani, J. E. Gillam, K. Wu, and Z. Kuncic, “Towards optimal imaging with PET: an *in silico* feasibility study,” *Phys Med Biol*, vol. 59, no. 24, pp. 7587–7600, Dec. 2014, doi: 10.1088/0031-9155/59/24/7587.

[30] D. Abdurashitov, A. Baranov, D. Borisenko, F. Guber, A. Ivashkin, S. Morozov, S. Musin, A. Strizhak, I. Tkachev, V. Volkov, B. Zhuikov, “Setup of Compton polarimeters for measuring entangled annihilation photons,” Journal of Instrumentation, vol. 17, no. 03, p. P03010, Mar. 2022, doi: 10.1088/1748-0221/17/03/P03010.

[31] A. Strizhak, D. Abdurashitov, A. Baranov, A. Ivashkin, and S. Musin, “Study of the Compton Scattering of Entangled Annihilation Photons,” *Physics of Particles and Nuclei Letters*, vol. 19, no. 5, pp. 509–512, Oct. 2022, doi: 10.1134/S1547477122050405.

[32] A. Strizhak, D. Abdurashitov, A. Baranov, D. Borisenko, F. Guber, A. Ivashkin, S. Morozov, S. Musin, V. Volkov, “Setup to study the Compton scattering of entangled annihilation photons,” *J Phys Conf Ser*, vol. 2374, no. 1, p. 012041, Nov. 2022, doi: 10.1088/1742-6596/2374/1/012041.

[33] A. Ivashkin, D. Abdurashitov, A. Baranov, F. Guber, S. Morozov, S. Musin, A. Strizhak, I. Tkachev, “Testing entanglement of annihilation photons,” *Sci Rep*, vol. 13, no. 1, p. 7559, May 2023, doi: 10.1038/s41598-023-34767-8.

[34] А. Г. Баранов, А. П. Ивашкин, С. А. Мусин, Г. Х. Салахутдинов и А. О. Стрижак, “Сцинтилляционные детекторы комптоновских поляриметров для измерения поляризационных состояний аннигиляционных фотонов,” *Приборы и техника эксперимента*, 2, 2024, doi: 10.31857/S0032816224020055.

[35] A. G. Baranov, A. P. Ivashkin, S. A. Musin, G. Kh Salakhutdinov, and A. O. Strizhak, “CsI and SrI2(Eu) Scintillation Detectors with Signal Removal by Silicon Photomultipliers with a Registration Threshold below 200 Ev,” *Instruments and Experimental Techniques*, vol. 67, no. 6, pp. 1088–1094, 2024, doi: 10.1134/S0020441224701999.

[36] M. H. L. PRYCE and J. C. WARD, “Angular Correlation Effects with Annihilation Radiation,” *Nature*, vol. 160, no. 4065, pp. 435–435, Sep. 1947, doi: 10.1038/160435a0.

[37] H. S. Snyder, S. Pasternack, and J. Hornbostel, “Angular Correlation of Scattered Annihilation Radiation,” *Physical Review*, vol. 73, no. 5, pp. 440–448, Mar. 1948, doi: 10.1103/PhysRev.73.440.

[38] C. S. Wu and I. Shaknov, “The Angular Correlation of Scattered Annihilation Radiation,” *Physical Review*, vol. 77, no. 1, pp. 136–136, Jan. 1950, doi: 10.1103/PhysRev.77.136.

[39] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, “Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?,” *Physical Review*, vol. 47, no. 10, pp. 777–780, May 1935, doi: 10.1103/PhysRev.47.777.

[40] D. Bohm and Y. Aharonov, “Discussion of Experimental Proof for the Paradox of Einstein, Rosen, and Podolsky,” *Physical Review*, vol. 108, no. 4, pp. 1070–1076, Nov. 1957, doi: 10.1103/PhysRev.108.1070.

[41] D. J. Bohm and B. J. Hiley, “Nonlocality and polarization correlations of annihilation quanta,” *Il Nuovo Cimento B Series 11*, vol. 35, no. 1, pp. 137–144, Sep. 1976, doi: 10.1007/BF02726290.

[42] Bell J. S., “Speakable and unspeakable in quantum mechanics: collected papers on quantum philosophy,” *Cambridge University Press*, 2004.

[43] O. Klein and Y. Nishina, “Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac,” *Zeitschrift für Physik*, vol. 52, no. 11–12, pp. 853–868, Nov. 1929, doi: 10.1007/BF01366453.

[44] E. Costa, M. N. Cinti, M. Feroci, G. Matt, and M. Rapisarda, “Design of a scattering polarimeter for hard X-ray astronomy,” *Nucl Instrum Methods Phys Res A*, vol. 366, no. 1, pp. 161–172, Nov. 1995, doi: 10.1016/0168-9002(95)00460-2.

[45] S. Fabiani *et al.*, “Characterization of scatterers for an active focal plane Compton polarimeter,” *Astroparticle Physics*, vol. 44, pp. 91–101, Apr. 2013, doi: 10.1016/j.astropartphys.2012.12.008.

[46] P. Knights, F. Ryburn, G. Tungate, and K. Nikolopoulos, “An undergraduate laboratory study of the polarisation of annihilation photons using Compton scattering,” *Eur J Phys*, vol. 39, no. 4, p. 045202, Jul. 2018, doi: 10.1088/1361-6404/aab334.

[47] P. Knights, F. Ryburn, G. Tungate, and K. Nikolopoulos, “Studying the effect of polarisation in Compton scattering in the undergraduate laboratory,” *Eur J Phys*, vol. 39, no. 2, p. 025203, Mar. 2018, doi: 10.1088/1361-6404/aa9c98.

[48] F. Lei, A. J. Dean, and G. L. Hills, “Compton Polarimetry in Gamma-Ray Astronomy,” *Space Sci Rev*, vol. 82, no. 3/4, pp. 309–388, 1997, doi: 10.1023/A:1005027107614.

[49] B. C. Hiesmayr and P. Moskal, “Witnessing Entanglement In Compton Scattering Processes Via Mutually Unbiased Bases,” *Sci Rep*, vol. 9, no. 1, p. 8166, Jun. 2019, doi: 10.1038/s41598-019-44570-z.

[50] P. Caradonna, D. Reutens, T. Takahashi, S. Takeda, and V. Vegh, “Probing entanglement in Compton interactions,” *J Phys Commun*, vol. 3, no. 10, p. 105005, Oct. 2019, doi: 10.1088/2399-6528/ab45db.

[51] Klyshko D.N., *Photons Nonlinear Optics*. 1988.

[52] H. Yu, X. Meng, S. Yang, J. Zhao, X. Zhen, and R. Tai, “Photonic-crystals-based GAGG:Ce scintillator with high light output and fast decay time for soft X-ray detection,” *Nucl Instrum Methods Phys Res A*, vol. 1032, p. 166653, Jun. 2022, doi: 10.1016/j.nima.2022.166653.

[53] *NIM Model 512A 12 channel Photomultiplier amplifier LeCroy Technical data*. 1983.

[54] *ORTEC Model 436 IOOMHz Discriminator Operating and Service Manual*. ORTEC Incorporated, 1971.

[55] *Model 418A Universal Coincidence Operating and Service Manual*. ORTEC.

[56] “ADC64s2,” http://afi.jinr.ru/ADC64s2.

[57] E. T. C. HAMAMATSU PHOTONICS K.K., “PHOTOMULTIPLIER TUBE R7525,” Oct. 2000. [Online]. Available: http://www.hamamatsu.com

[58] АЗИМУТ ФОТОНИКС, *Документация на сцинтиллятор NaI(Tl)*.

[59] HAMAMATSU, “https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/pmt/pmt_tube-alone/head-on-type/R6231.html.”

[60] “Low breakdown voltage type MPPC for scintillation detector MPPC ® (Multi-Pixel Photon Counter).” [Online]. Available: www.hamamatsu.com

[61] T. Orita, K. Shimazoe, and H. Takahashi, “Dynamic time-over-threshold method for multi-channel APD based gamma-ray detectors,” in *2012 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record (NSS/MIC)*, IEEE, Oct. 2012, pp. 824–826. doi: 10.1109/NSSMIC.2012.6551219.

[62] Y. Morishita, S. Yamamoto, K. Izaki, J. H. Kaneko, K. Toi, and Y. Tsubota, “Development of a Si-PM based alpha camera for plutonium detection in nuclear fuel facilities,” *Nucl Instrum Methods Phys Res A*, vol. 747, pp. 81–86, May 2014, doi: 10.1016/j.nima.2013.12.052.

[63] K. Kamada *et al.*, “Development of a Prototype Detector Using APD-Arrays Coupled With Pixelized Ce:GAGG Scintillator for High Resolution

Radiation Imaging," *IEEE Trans Nucl Sci*, vol. 61, no. 1, pp. 348–352, Feb. 2014, doi: 10.1109/TNS.2013.2290319.

[64] F. R. Schneider, K. Shimazoe, I. Somlai-Schweiger, and S. I. Ziegler, "A PET detector prototype based on digital SiPMs and GAGG scintillators," *Phys Med Biol*, vol. 60, no. 4, pp. 1667–1679, Feb. 2015, doi: 10.1088/0031-9155/60/4/1667.

[65] A. Ferri, A. Gola, N. Serra, A. Tarolli, N. Zorzi, and C. Piemonte, "Performance of FBK high-density SiPM technology coupled to Ce:LYSO and Ce:GAGG for TOF-PET," *Phys Med Biol*, vol. 59, no. 4, pp. 869–880, Feb. 2014, doi: 10.1088/0031-9155/59/4/869.

[66] J. Y. Yeom *et al.*, "First Performance Results of Ce:GAGG Scintillation Crystals With Silicon Photomultipliers," *IEEE Trans Nucl Sci*, vol. 60, no. 2, pp. 988–992, Apr. 2013, doi: 10.1109/TNS.2012.2233497.

[67] K. Kamada *et al.*, "2-inch size single crystal growth and scintillation properties of new scintillator; Ce : Gd3Al2Ga3O12," in *2011 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, IEEE, Oct. 2011, pp. 1927–1929. doi: 10.1109/NSSMIC.2011.6154387.

[68] B. Seitz, N. Campos Rivera, and A. G. Stewart, "Energy Resolution and Temperature Dependence of Ce:GAGG Coupled to Silicon Photomultipliers," *IEEE Trans Nucl Sci*, vol. 63, no. 2, pp. 503–508, Apr. 2016, doi: 10.1109/TNS.2016.2535235.

[69] Berestetskii V. B., Lifshitz E. M., and Pitaevskii L. P., *Quantum Electrodynamics Course of Theoretical Physics*, vol. 4. Butterworth-Heinemann, 1982.

[70] C. M. Wilson *et al.*, "Strontium iodide scintillators for high energy resolution gamma ray spectroscopy," A. Burger, L. A. Franks, and R. B. James, Eds., Aug. 2008, p. 707917. doi: 10.1117/12.806291.