

*На правах рукописи*

**Стрижак Александр Олегович**

**Измерение комптоновского рассеяния  
запутанных и декогерентных  
аннигиляционных фотонов**

1.3.2 – Приборы и методы экспериментальной физики

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва — 2024

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН).

**Научный руководитель:**

*Ивашкин Александр Павлович*, кандидат физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН), отдел экспериментальной физики, старший научный сотрудник.

**Официальные оппоненты:**

*Балдин Антон Александрович*, доктор физико-математических наук, Международная межправительственная организация Объединённый институт ядерных исследований (ОИЯИ), Лаборатория физики высоких энергий, «Научно-экспериментальный отдел теоретической и методической поддержки проектов», начальник отдела.

*Кузаков Константин Алексеевич*, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, профессор.

**Ведущая организация:**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

Защита состоится \_\_\_\_\_ в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета 24.1.163.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук по адресу: 117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯИ РАН и на сайте по адресу: <http://www.inr.ru>.

Автореферат разослан \_\_\_\_\_

Ученый секретарь  
диссертационного совета 24.1.163.01,  
кандидат физ.-мат. наук

Демидов Сергей Владимирович

## **Общая характеристика работы**

### **Актуальность темы исследования и степень её разработанности**

Квантовая запутанность – уникальное свойство квантового мира, являющееся следствием общего принципа суперпозиции состояний. В запутанной квантовой системе состояние отдельной подсистемы не может быть описано независимо от других подсистем. Согласно современному представлению, запутанность системы сохраняется, даже если разнести отдельные подсистемы друг от друга на любые расстояния, на которых пренебрежимо малы все известные виды взаимодействий. Считается, что при измерении одной из подсистем запутанность всей системы мгновенно теряется.

Преыдущие исследования запутанности аннигиляционных фотонов основывались, главным образом, на измерениях азимутальных угловых корреляций, которые полностью соответствовали предсказаниям квантовой теории. При этом предполагалось, что для декогерентных (испытавших взаимодействие запутанных) фотонов такие корреляции полностью отсутствуют, что позволило предположить использование запутанности аннигиляционных фотонов в позитрон-эмиссионных томографах (ПЭТ) нового поколения. Однако, свойства декогерентных аннигиляционных фотонов так и не были померены.

В 2019 году была опубликована теоретическая статья Хисмайер и Москал [1], в которой авторы представили свои расчеты для дифференциального сечения двойного комптоновского рассеяния пар аннигиляционных фотонов. В той же статье было рассчитано сечение для пары аннигиляционных фотонов, находящихся в сепарабельном состоянии. Неожиданно оказалось, что эти сечения идентичны. В таком случае, если рассеяния аннигиляционных фотонов в запутанном и сепарабельном состояниях не отличаются, сама концепция применения позитрон-эмиссионных томографов с использованием предполагаемой разницы в этих сечениях теряет смысл. Более того, идентичность сечений подвергает сомнению уверенность, что запутанность аннигиляционных фотонов вообще была доказана экспериментально, так как измерения декогерентных фотонов не были выполнены. Таким образом, к существующим экспериментальным результатам

необходимо добавить исследование разницы в комптоновском рассеянии запутанных и сепарабельных состояний фотонов.

Необходимо отметить, что теоретические расчёты сечения рассеяния аннигиляционных фотонов являются противоречивыми. Так, в статье [2] Карадонна и др. провели теоретическое исследование процесса двойного комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов. Полученные ими сечения для запутанных и декогерентных (находящихся в сепарабельном состоянии) не совпали, а их результаты повторили выводы Бома и Ааронова. Однако, эти результаты противоречат выводам статьи [1].

Актуальность исследования обусловлена важностью понимания процесса декогеренции запутанного состояния, которое необходимо для разработки концепции ПЭТ нового поколения. Данная концепция основывается на разнице в кинематике комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных пар фотонов, которая требует экспериментального подтверждения. Отсутствие экспериментальных данных по декогерентным состояниям не позволяет решить описанное выше противоречие в теоретическом описании рассматриваемых процессов. Для измерений поляризационных корреляций в запутанном и декогерентном состоянии в ИЯИ РАН была разработана и создана экспериментальная установка по изучению запутанности аннигиляционных фотонов (ИЗАФ).

### **Цели и задачи**

Целью работы является создание экспериментальной установки, проведение эксперимента по исследованию комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов, разработка методов анализа экспериментальных данных, получение новых физических результатов по азимутальным угловым распределениям и корреляционным функциям фотонов в различных квантовых состояниях.

Для выполнения поставленной цели необходимо решить несколько комплексных и взаимосвязанных задач.

С целью прямого сравнения поляризационных корреляций запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов в процессе

двойного комптоновского рассеяния необходимо обеспечить контролируемый механизм декогеренции изначально запутанных фотонов. Данная задача выполнялась за счет активного промежуточного рассеивателя, в котором измерялась энергия отдачи электрона. Точное измерение энерговыделения в промежуточном рассеивателе позволило надежно идентифицировать события в различных квантовых состояниях.

Количество событий с декогерентными фотонами на несколько порядков меньше, чем с изначально запутанными фотонами. Чтобы обеспечить статистическую значимость результатов, экспериментальная установка должна иметь высокий геометрический аксептанс. С этой целью в эксперименте были разработаны две системы из 16 элементарных комптоновских поляриметров с каждой из противоположных сторон двух-плечевой установки. Кроме высокого аксептанса, использование 16 комптоновских поляриметров для каждого из фотонов обеспечивало также возможность измерения азимутальных угловых распределений и корреляционных функций в статическом режиме, без изменения положений регистрирующих детекторов установки.

Реализация цели данной работы требует создания системы съема сигналов с детекторов и их записи в удобный для обработки формат. Исходные экспериментальные данные требуют выполнения временной и энергетической калибровок, чтобы обеспечить дальнейший физический анализ откалиброванных данных. Наконец, физический анализ экспериментальных данных требует разработки методов получения азимутальных угловых распределений и корреляционных функций в неравенстве Белла. Эти три задачи потребовали разработки программных пакетов, каждый из которых решал свою специфическую задачу. Один программный пакет отвечал за запись экспериментальных данных в формате root-файла, другой пакет использовался для интервальной по времени энергетической калибровки детекторов установки, третий пакет служил для вычисления поляризационных корреляций на установке.

### **Научная новизна**

1. Была создана уникальная экспериментальная установка, предназначенная для исследования комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных аннигиляционных

- фотонов и состоящая из системы комптоновских поляриметров. Установка имеет высокий геометрический аксептанс и азимутальную симметрию, позволяющую эффективно подавить систематические ошибки, связанные с неточностью позиционирования и эффективностью регистрации используемых детекторов.
2. Впервые разработан и использован метод контролируемого получения декогерентных аннигиляционных фотонов с использованием активного промежуточного рассеивателя.
  3. Были разработаны и реализованы в виде программного пакета оригинальные методы амплитудной и временной калибровок сцинтилляционных детекторов установки путем отбора событий с комптоновским рассеянием аннигиляционных фотонов на фиксированные углы.
  4. Были разработаны новые методы получения азимутальных угловых распределений и корреляционных функций в неравенстве Белла для случая измерений поляризации фотонов высоких энергий в системе комптоновских поляриметров.
  5. С использованием разработанных методов и подходов получены новые физические результаты по угловым распределениям и корреляционным функциям для аннигиляционных фотонов, находящихся в нескольких (запутанных и декогерентных) квантовых состояниях.

### **Практическая значимость**

Помимо фундаментального значения, полученные результаты имеют и прямое прикладное значение: в настоящее время несколько международных групп пытаются разработать новую версию позитрон-эмиссионного томографа, использующего предполагаемую разницу в угловых распределениях при рассеянии запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов для подавления фонов и улучшения качества изображения. Между тем, эта разница в кинематике комптоновского рассеяния до сих пор не была измерена. Наши результаты непосредственно указывают на невозможность подавления рассеянных фонов в таких квантовых томографах.

## Методология и методы исследования

В процессе выполнения данной работы была развита методология использования комптоновских поляриметров для измерения поляризационных состояний высокоэнергетических гамма-квантов, а также были получены несколько методических результатов. Была создана уникальная экспериментальная установка, состоящая из двух эквивалентных плеч и включающая систему комптоновских поляриметров. В каждом плече находятся 16 элементарных комптоновских поляриметров, обеспечивающих азимутальную симметрию экспериментальной установки. При сборке экспериментальной установки была проведена отдельная калибровка всех детекторов рассеянных фотонов комптоновских поляриметров.

Компенсация систематической ошибки установки была учтена в конструкции установки: детекторы рассеянных фотонов расположены симметрично относительно оси распространения аннигиляционных фотонов. Достигнутый благодаря азимутальной симметрии установки уровень систематической погрешности значительно ниже статистической, что обеспечивает точность экспериментальных данных на уровне, в настоящее время, ограниченном лишь статистической ошибкой. Таким образом, основным фактором, влияющим на точность полученных результатов, является статистическая погрешность.

В связи с значительной скоростью счёта и, соответственно, объёмом данных была разработана система считывания сигналов. Разработка велась на языке C++ с использованием программного пакета ROOT. Запись данных с помощью разработанного программного обеспечения позволяет хранить их в root-дереве. Такая запись имеет целый ряд преимуществ перед бинарным файлом: более простой и быстрый доступ к определённой форме сигнала, размер root-файла намного меньше объёма записи данных в txt формате и лишь немного больше сжатого бинарного файла; для root-деревьев существует простая среда анализа и отображения данных, что позволило легко интегрировать существующую среду в новый эксперимент. Разработанная система записи данных может быть использована и в других экспериментах

С целью надежной идентификации низкоэнергетических сигналов в промежуточном рассеивателе (в присутствии электронных шумов со сравнимой амплитудой) был разработан подход, который позволил снизить порог регистрируемых сигналов вплоть до 1 кэВ. Отметим, что исследование декогерентных пар фотонов с низким энерговыделением в промежуточном рассеивателе представляет особый интерес, так как их кинематические параметры близки к параметрам запутанных пар фотонов.

Полученное временное разрешение и отбор событий по четырём совпадениям (два взаимодействия в основных рассеивателях и два – в счётчиках рассеянных фотонов) позволили подавить случайный фон до уровня ниже процента.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Экспериментальная установка по исследованию комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов, состоящая из системы комптоновских поляриметров, каждое плечо которой состоит из 16 сцинтилляционных NaI(Tl) счётчиков рассеянных фотонов, расположенных под углом  $\pi/8$  друг относительно друга, и одного пластмассового рассеивателя. В одном из плеч на оси установки расположен промежуточный сцинтилляционный GAGG(Ce) детектор, регистрация взаимодействия в котором позволяет отличать запутанные события от декогерентных. Данная установка позволяет исследовать поляризационные корреляции как максимально запутанных, так и декогерентных пар фотонов.
2. Система считывания сигналов с быстрых амплитудно-цифровых преобразователей с переменным окном записи экспериментальных данных в формате root-дерева.
3. Методы анализа форм сигналов с амплитудно-цифровых преобразователей с применением сплайна и фильтра на скорость роста сигнала, обеспечивающие энергетический порог регистрации событий на уровне 1 кэВ, а также позволяющие получить необходимые амплитудные и временные разрешения детекторов.
4. Методы интервальной энергетической калибровки сцинтилляционных детекторов установки с использованием процессов комптоновского рассеяния под фиксированными углами, обеспечивающие точность калибровки лучше 1%.



Программный пакет, обеспечивающий калибровку всех сцинтилляционных детекторов установки.

5. Оригинальные программные пакеты анализа экспериментальных данных, полученных на установке, позволяющие найти поляризационные корреляции в комптоновском рассеянии аннигиляционных фотонов.
6. Результаты измерений азимутальных угловых распределений и корреляционной функции в неравенстве Белла для максимально запутанных и декогерентных пар аннигиляционных фотонов с использованием комбинаций элементарных комптоновских поляриметров.

### **Достоверность результатов**

Полученные в данной работе результаты многократно докладывались на международных конференциях и опубликованы в ведущих научных журналах, включая Journal of Instrumentation и Scientific Reports. Полученные результаты для запутанных аннигиляционных фотонов согласуются с теоретическими предсказаниями и результатами предыдущих экспериментов. Измерения декогерентных фотонов были выполнены впервые и недавно подтверждены опубликованными работами нескольких международных групп.

### **Апробация работы**

Перечисленные выше результаты, были лично доложены автором на следующих международных конференциях:

A.Strizhak, A. Ivashkin, V. Volkov // Setup to study the Compton scattering of entangled annihilation photons // “Technology and Instrumentation in Particle Physics” (TIPP-2021) //

<https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295434/>

A. Strizhak (oral) // Angular correlations in Compton scattering of entangled and decoherent annihilation photons // 10th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2021) //

<https://indico.cern.ch/event/1025480/contributions/4442686/>

A. Strizhak (oral) // Study the Compton scattering of entangled annihilation photons // The XXV International Scientific Conference of

Young Scientists and Specialists (AYSS-2021) // <https://indico.jinr.ru/event/2338/contributions/14333/>

Стрижак А. О. (устный) // Исследование рассеяния декогерентных аннигиляционных фотонов // Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2022» //

<https://lomonosov-msu.ru/rus/event/7500/>

A. Strizhak (oral) // Compton scattering of annihilation photons in entangled and decoherent polarization states // The XXVI International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2022) // <https://indico.jinr.ru/event/3154/contributions/17724/>

### **Личный вклад автора**

1. Автор принимал непосредственное участие в решении следующих задач:
2. Создание экспериментальной установки для исследования комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов.
3. Тестирование и определение энергетических и временных параметров детекторов установки.
4. Разработка метода определения времени регистрации сигнала, значительно улучшившего временное разрешение установки.
5. Разработка алгоритма выделения низкоэнергетических сигналов. Данный алгоритм позволил на 30% увеличить эффективность регистрации декогерентных пар фотонов. Указанный подход очень важен при исследовании комптоновского рассеяния декогерентных фотонов с малыми энерговыделениями в дополнительном рассеивателе.
6. Разработан алгоритм определения азимутальных угловых корреляций рассеянных аннигиляционных фотонов. Также, разработан алгоритм определения корреляционной функции неравенства Белла для запутанных и декогерентных фотонов.

### **Публикации**

Основные результаты работы опубликованы в 7 печатных работах, из них 5 статей в рецензируемых журналах и две статьи в сборниках трудов конференций.

## Объём и структура работы

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка публикаций, списка цитируемой литературы и приложения. Работа изложена на 126 страницах, включая 60 рисунков, и список цитированной литературы, содержащий 104 наименований.

## Краткое содержание работы

Во введении обоснована актуальность исследования азимутальных корреляций в комптоновском рассеянии аннигиляционных фотонов в запутанном и декогерентном состояниях. Кратко описаны результаты предыдущих экспериментов и обсуждены современные противоречивые теоретические расчёты комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов. Формулируются общая цель и конкретные задачи диссертационной работы, а также описываются научная новизна и практическая значимость полученных результатов. Также, во введении представлены выносимые на защиту основные полученные результаты, приводится список публикаций по теме диссертации, сведения об апробации и личном вкладе автора, структуре и объёме диссертации.

В первой главе диссертации подробно описано состояние исследований запутанных аннигиляционных фотонов на данный момент. В главе упомянут формализм описания квантовых состояний аннигиляционных фотонов и приводятся теоретические аргументы, подтверждающие запутанность аннигиляционных фотонов. Кратко упоминаются критерии доказательства запутанности аннигиляционных фотонов, которые также использованы в анализе данных, полученных в нашем эксперименте.

Большое внимание уделено предыдущим экспериментам [3–8], направленным на изучение азимутальных угловых корреляций аннигиляционных фотонов и исследованию неравенства Белла [9]. В большинстве экспериментов для доказательства запутанности аннигиляционных фотонов использовалось отношение  $R$  числа комптоновски рассеянных фотонов под азимутальными углами  $\phi = 90^\circ$  и  $0^\circ$ :  $R = \frac{N(\phi=90^\circ)}{N(\phi=0^\circ)}$ . Азимутальный угол  $\phi$  вычисляется между азимутальными углами комптоновского рассеяния фотонов

аннигиляционные пары. Согласно разработанному Бомом и Аароновым критерию [10] при отношении  $R > 2$  систему можно считать запутанной.

Во **второй главе** детально рассмотрена созданная в ИЯИ РАН экспериментальная установка по исследованию поляризационных корреляций аннигиляционных фотонов. Принципиальная схема установки представлена на рис. 1. Детально рассматриваются принцип работы комптоновского поляриметра и эксперимента по исследованию поляризации пары аннигиляционных фотонов. Подробно описаны параметры установки и свойства используемых сцинтилляторов и фотодетекторов. Отдельно рассмотрен промежуточный рассеиватель, являющийся ключевым элементом установки, служащий для создания декогерентных пар аннигиляционных фотонов.

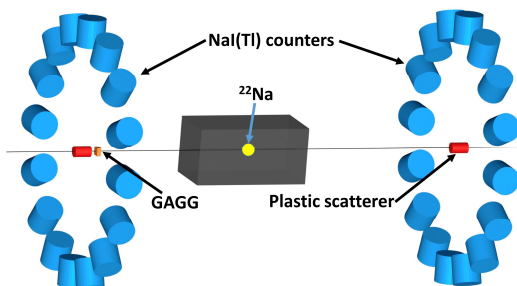


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов.

Экспериментальная установка на рис. 1 состоит из двух плеч. В каждое плечо входят по одному основному пластмассовому рассеивателю на основе полистирола. Они расположены на оси установки и на рисунке обозначены красным цветом. Сигнал с основных рассеивателей считывается при помощи ФЭУ Hamamatsu PMT R7525. Симметрично относительно оси вокруг основных рассеивателей в каждом плече располагаются по 16 счётчиков на основе сцинтиллятора NaI(Tl), регистрирующих фотоны рассеянные на прямой угол. Согласно оценкам, детекторы NaI(Tl) регистрируют 2% фотонов, рассеянных в полном телесном угле. Сигнал с сцинтилляторов считывается ФЭУ Hamamatsu PMT R6231.

Азимутальная симметрия установки позволяет компенсировать систематические ошибки, связанные с возможными неточностями в положениях элементов установки и разностью в эффективности регистрации рассеянных фотонов. Оранжевым цветом на рисунке в левом плече установки обозначен промежуточный рассеиватель GAGG(Ce), в котором происходит первичное комптоновское рассеяние одного из запутанных фотонов и, соответственно, декогеренция пары фотонов.

В качестве источника аннигиляционных фотонов используется электрон-позитронной аннигиляции. Источником позитронов выступает реакция  $\beta^+$ -распада  $^{22}\text{Na}$ :  $^{22}_{11}\text{Na} \rightarrow ^{22}_{10}\text{Ne} + e^+ + \nu_e$ . На рисунке источник аннигиляционных фотонов обозначен жёлтым цветом в центре установки. Активность источника составляет  $\sim 50$  МБк. Источник помещён в свинцовый коллиматор размера  $20 \times 20 \times 20$  см<sup>3</sup> со сквозным отверстием пятимиллиметрового диаметра, что позволяет формировать два противоположно направленных пучка аннигиляционных фотонов вдоль оси установки.

В третьей главе приведены разработанные автором методы записи и анализа форм сигналов с детекторов экспериментальной установки. Сигналы считываются с помощью 64-канального 12-битного амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП) ADC64 производства компании AFI Electronics, Дубна, Россия [11]. Частота оцифровки данного АЦП составляет 62.5 МГц. Таким образом, шаг оцифровки АЦП составляет  $t_{ADC} = 16$  нс. Максимальная ширина кадра для записи формы сигнала составляет 2048 отсчётов АЦП, т.е.  $T_{ADC} \approx 33 \mu\text{s}$ . Ширины окна АЦП достаточно, чтобы полностью оцифровать отклик всех детекторов установки. Производитель предоставляет возможность записи данных в бинарном (\*.data) и текстовом (\*.txt) форматах. Так как в анализе используется программный пакет ROOT, то было принято решение модифицировать программу записи в формат root-дерева, с которым работает среда ROOT. Такие файлы занимают меньший объём памяти, чем несжатые бинарные файлы, а скорость и удобство работы с новым форматом выше, чем со стандартным бинарным файлом.

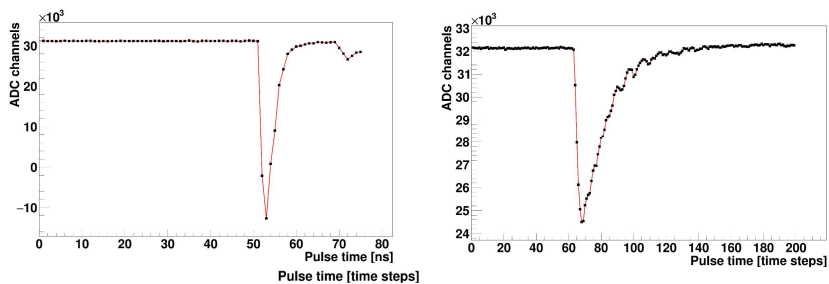


Рис. 2. Типичные сигналы детекторов установки. Слева – форма сигнала с пластмассового основного рассеивателя. Справа – форма сигнала с детектора рассеянных фотонов NaI(Tl).

В связи с большим объёмом данных в эксперименте, в программу записи были внесены изменения, позволяющие записывать кадры разной длины для различных каналов. На рис. 2 показаны типичные формы сигнала для пластмассового рассеивателя (слева) и счётчика рассеянных фотонов (справа). Как видно из рисунков, размер кадра для сигналов с основного рассеивателя в несколько раз меньше, чем для детектора NaI(Tl). Это связано с оптимизацией размера записываемого файла. В качестве триггера при записи сигналов эксперимента используется совпадения сигналов основных рассеивателей. Вследствие низкой вероятности регистрации рассеянного фотона основную часть данных составляют события, в которых присутствуют сигналы только с основных рассеивателей. Поэтому уменьшение длины кадра для сигнала основного рассеивателя приводит к пропорциональному уменьшению размера файла данных.

Так как даже при малых углах рассеяния в GAGG происходит декогеренция начального состояния, а кинематика дальнейшего рассеяния слабо отличается от случая запутанных фотонов, то события с малым углом рассеяния в GAGG вызывают особый интерес. С целью надёжной регистрации таких событий был разработан алгоритм, позволяющий отделять низкоэнергетичные сигналы от шумов. Его применение позволяет надёжно идентифицировать сигналы в GAGG с порогом 1 кэВ. Алгоритм основан на отборе по скорости роста (производной) сглаженных

сигналов (рис. 3). Порог соответствует точке перегиба на рис. 3 (справа)  $\sim 100$  каналов.

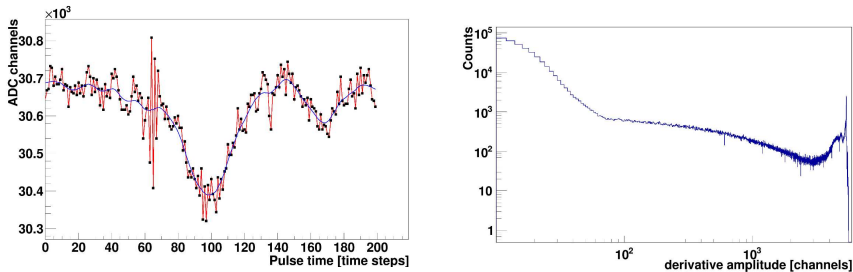


Рис. 3. Иллюстрация алгоритма отбора сигналов с низким энерговыделением в GAGG промежуточном рассеивателе. Слева – форма сигнала с низким энерговыделением (красным цветом) и сглаженная форма (синим цветом). Справа – спектр амплитуд производной сглаженной формы, перегиб соответствует амплитудному порогу регистрации взаимодействия в GAGG.

Использование пластмассовых сцинтилляторов и GAGG, обладающих высокими временными параметрами, позволяет ставить дополнительные отборы по времени, минимизируя вклад фоновых событий в результирующие спектры. Однако, шаг оцифровки используемого АЦП не позволяет достаточно точно определять время сигнала по положению пика. На рис. 4 (слева) показан спектр разниц времён между основными рассеивателями противоположных плеч. Ширина бина соответствует шагу оцифровки. Большинство событий находятся в центральном бине, события в прилегающих бинах возникают из-за дискретности АЦП и округления до ближайшего времени. С целью улучшения временного разрешения был разработан метод определения времени по среднему времени

сигнала:  $\langle t_{pulse} \rangle = \frac{\sum_{A_i > \frac{A_{Max}}{10}} A_i t_i}{\sum_{A_i > \frac{A_{Max}}{10}} A_i}$ , где  $A_i, t_i$  – значение сигнала в  $i$ -ой

точке и её время, а усреднение ведётся по всем точкам, значение сигнала в которых выше десятой части амплитуды сигнала. На рис. 4 (справа) показан спектр разницы времён основных рассеивателей для метода среднего времени. Из спектра было получено временное разрешение 1 нс, что на порядок лучше точности АЦП. Пики слева и справа от центрального отстоят на равное расстояние, которое

соответствует ширине оцифровки АЦП, делённому на корень из количества точек, которое учитывается при усреднении сигнала.

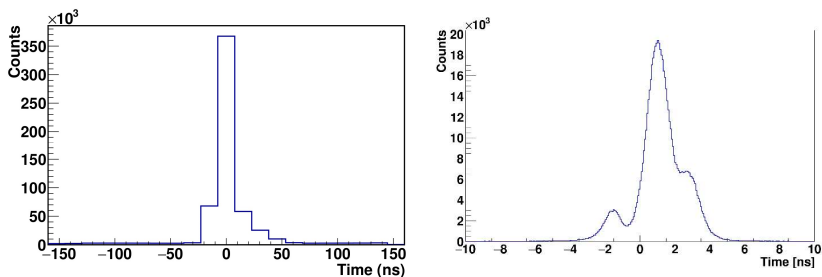


Рис. 4. Временные спектры для сигналов с основных рассеивателей. Слева – время определяется по максимуму сигнала, справа – по среднему времени сигнала.

В **четвёртой главе** обсуждается разработанный автором алгоритм анализа экспериментальных данных, состоящий из нескольких этапов. Первый этап анализа выполняется параллельно с редуцированием исходных данных в процессе обработки форм сигналов и извлечения из них амплитудных и временных характеристик и уже обсуждался в предыдущей главе. Второй этап включает в себя энергетическую калибровку всех детекторов установки, построение и анализ амплитудных и временных спектров событий в сцинтилляционных детекторах. Также, выполнялось дальнейшее редуцирование объёма данных с отбором событий со срабатыванием по одному детектору рассеянных фотонов в каждом плече установки. Третий этап анализа включал в себя определение типа квантового состояния пары фотонов (запутанное или декогерентное) по временным и амплитудным параметрам сигнала в промежуточном рассеивателе.

Энергетическая калибровка сцинтилляционных детекторов установки выполнялась с использованием процессов комптоновского рассеяния под фиксированными углами. При комптоновском рассеянии фотона с энергией 511 кэВ в основном рассеивателе под углом  $90^\circ$  выделяется ровно половина его энергии  $E = \frac{511}{2} = 255.5$  кэВ. Точно такая же энергия выделится в счётчике NaI(Tl) при полном поглощении рассеянного фотона. Таким образом, в



детекторах обоих типов должны присутствовать характерные пики, соответствующие определённым энерговыделениям. Энергетические спектры в детекторах NaI(Tl) и одном из основных рассеивателей показаны на рис. 5. Как видно из энергетических спектров, для каждого детектора в течение набора в энергетическом спектре присутствуют пики, которые можно использовать для периодической калибровки установки.

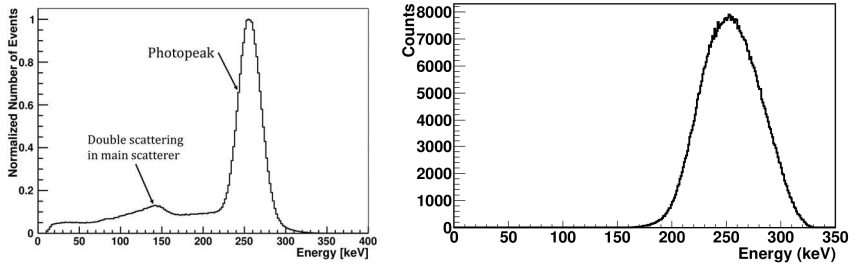


Рис. 5. Энерговыделения в детекторах при комптоновском рассеивании на прямой угол в основном рассеивателе при отсутствии взаимодействия в промежуточном рассеивателе. Слева – энергетический спектр в детекторе NaI(Tl). Справа – энерговыделение в основном рассеивателе.

Аналогичный подход применялся и для энергетической калибровки GAGG(Ce) промежуточного рассеивателя. В этом случае отбираются события с обратным комптоновским рассеянием из основного рассеивателя с дальнейшим полным поглощением рассеянного фотона в GAGG(Ce) детекторе. Согласно кинематике комптоновского рассеяния в таком процессе энерговыделение в GAGG(Ce) составляет  $\approx 170$  кэВ. Такое энерговыделение соответствует левому пику в амплитудном спектре на рис. 6. Отметим, что данный пик возникает благодаря отсутствию в триггере требования регистрации рассеянного фотона в детекторах NaI(Tl).

Набор данных происходил несколько месяцев интервалами, содержащими один миллион событий ( $\sim 2$  часа набора данных). Так как параметры фотодетекторов и сцинтилляторов могут меняться со временем из-за условий окружающей среды и деградации самих детекторов, необходимо выполнять энергетическую калибровку за определённые периоды времени. Это хорошо видно на рис. 6 (слева),

где показаны два амплитудных спектра в GAGG(Ce) в разные интервалы времени в один и тот же день набора данных. На рис. 6 (справа) показан дрейф положения пика 170 кэВ в течение всего времени набора данных. Максимальный разница в положении пика составляет  $\sim 12\%$ . Для других детекторов зависимость аналогичная, однако эффект слабее: 2% для пластмассовых рассеивателей и 5.5% для детекторов NaI(Tl).

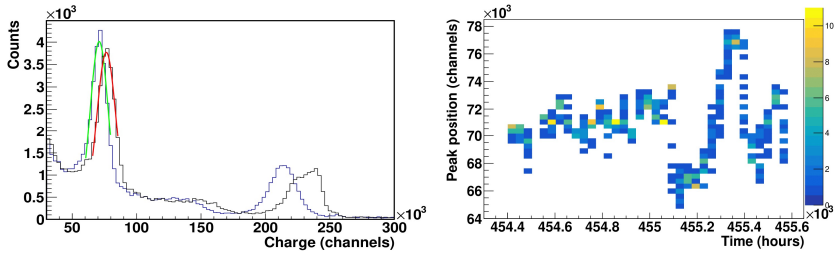


Рис. 6. Амплитудные параметры промежуточного рассеивателя. Слева – амплитудные спектры с максимальной разницей в положении пика, полученные в течение одного дня набора данных. Справа - временной дрейф положения амплитудного пика 170 кэВ обратного комптоновского рассеяния в течение всего периода набора экспериментальных данных.

На третьем этапе анализа выполнялась идентификация квантового состояния пары аннигиляционных фотонов. Тип события определялся из анализа энергетических спектров в NaI(Tl) детекторах и комптоновских рассеивателях. На рис. 7 (слева) представлены энергетические спектры для запутанных и декогерентных событий с энерговыделением в GAGG(Ce) менее 30 кэВ. Красная гистограмма соответствует запутанным фотонам, синяя – декогерентным. Из синей гистограммы видно, что для декогерентных фотонов фотопик значительно уширяется, вследствие дополнительного акта рассеяния в GAGG(Ce). На рис. 7 (справа) приведен полный спектр энерговыделения в промежуточном рассеивателе. Как видно, порог регистрации электронов отдачи в сцинтилляторе GAGG(Ce) составляет около 1 кэВ. В правом верхнем углу показан аналогичный спектр без требования срабатывания детекторов NaI(Tl), на котором виден энергетический пик, соответствующий обратному рассеянию. Отметим, что согласно Монте Карло расчетам спектр в диапазоне

энергий от 0 кэВ до 30 кэВ должен быть равномерным. В эксперименте наблюдается недостаток событий в этом диапазоне из-за неэффективности отбора событий с низкими энергиями из-за подавления электронных шумов. Отметим, что энерговыделение в GAGG(Ce) отражает степень декогеренции начального состояния.

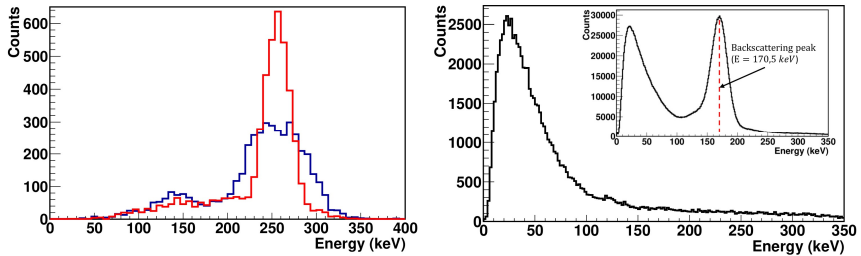


Рис. 7. Слева – энерговыделение в NaI(Tl) детекторе для запутанных (красный цвет) и декогерентных (синий цвет) пар фотонов. Декогерентные события берутся при энерговыделении в промежуточном рассеивателе меньше 30 кэВ. Справа – спектр энерговыделения в промежуточном рассеивателе для декогерентных событий. В правом верхнем углу показан аналогичный спектр без требования срабатывания детекторов NaI(Tl).

В пятой главе представлены основные результаты, полученные в эксперименте, подробно рассмотрены методы исследования квантовых корреляций аннигиляционных фотонов: метод азимутальных угловых корреляций комптоновски рассеянных фотонов и корреляционная функция неравенства Белла. В главе проведено сравнение результатов для фотонов, находящихся в двух различных (запутанном и декогерентном) квантовых состояниях.

Согласно работе [4], вероятность регистрации рассеянных фотонов должна описываться следующим выражением:

$$P_{12}(E_1, E_2, \Delta\phi) = \frac{1}{4\pi^2} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_1} \right)_{NP} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_2} \right)_{NP} [1 - \alpha(\theta_1)\alpha(\theta_2) \cos 2\Delta\phi], \quad (1)$$

где  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{NP}$  – дифференциальное сечение комптоновского рассеяния неполяризованного фотона,  $\theta_{1(2)}$  – полярный угол рассеяния первого (второго) фотона,  $\alpha(\theta)$  - параметр, имеющий вид  $\alpha(\theta) = \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon + \frac{1}{\epsilon} \sin^2 \theta}$  и

совпадающее с анализирующей способностью комптоновских поляриметров, а  $\epsilon$  – отношение энергии рассеянного фотона к начальному. Согласно выражению (1), распределение количества событий в детекторах рассеянных фотонов описывается функцией  $N(\Delta\phi) = A - B \cos 2\Delta\phi$ . При этом  $\frac{B}{A} = \alpha^2(\theta)$ . Здесь учитывается равенство анализирующих способностей комптоновских поляриметров левого и правого плеча. Отношение R максимума к минимуму функции  $N(\Delta\phi)$  можно вычислить по формуле:  $R = \frac{A+B}{A-B}$ .

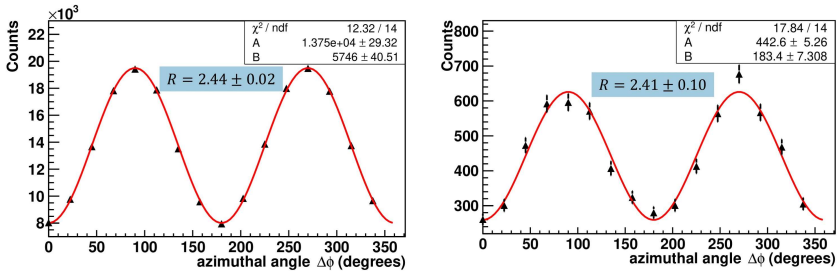


Рис. 8. Азимутальные корреляции запутанных (слева) и некогерентных (справа) аннигиляционных фотонов. В случае некогерентных фотонов отбирались события из фотопика в NaI(Tl) и энерговыделением меньше 110 кэВ в GAGG(Ce).

На рис. 8 представлены зависимости количества одновременных срабатываний пар детекторов рассеянных фотонов от азимутального угла  $\Delta\phi$  между ними для запутанных (слева) и некогерентных (справа) фотонов. Полученные значения R для запутанных и некогерентных фотонов приведены на рис. 8 и совпадают в пределах статистической точности. При этом, значение R для некогерентных пар противоречит предсказанию Бома и Ааронова [10], согласно которому  $R_{\text{decoheren}} = 1$ .

Было проведено детальное исследование азимутальных корреляций для групп событий, соответствующих различным кинематикам комптоновского рассеяния. На рис. 9 показана корреляция между энерговыделениями в GAGG(Ce) и детекторах NaI(Tl) соответствующего плеча.

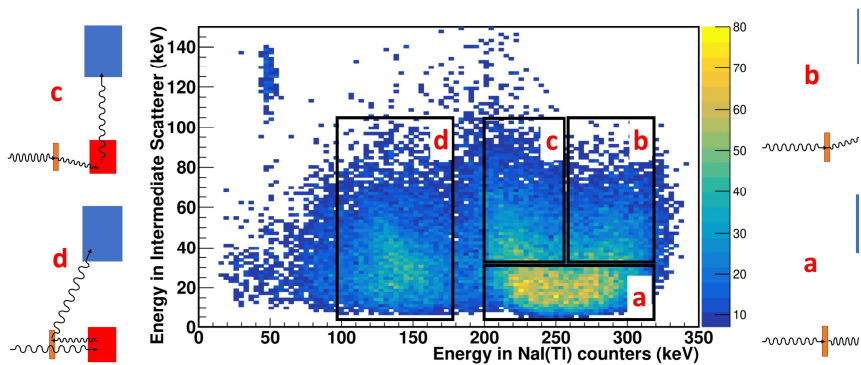


Рис. 9. Зависимость энерговыделения в промежуточном рассеивателе от энерговыделения в детекторах NaI(Tl). На графике можно выделить четыре группы событий **a-d**, соответствующих различным кинематикам комптоновского рассеяния. Слева и справа от гистограммы показаны схемы комптоновского рассеяния для соответствующих групп событий.

Как видно из рисунка, можно выделить 4 группы событий **a-d**, различающиеся кинематиками рассеяния. События из группы **a** характеризуются низким энерговыделением в промежуточном рассеивателе  $E_{GAGG(Ce)} < 30$  кэВ и близким к фотопику 255.5 кэВ энерговыделением в детекторах рассеянных фотонов  $200 \text{ кэВ} < E_{NaI(Tl)} < 320$  кэВ. Благодаря низкому энерговыделению в GAGG(Ce), кинематика рассеяния данной группы событий и запутанных фотонов слабо отличаются. При увеличении энерговыделения в GAGG(Ce) фотопик NaI(Tl) разделяется на два пика, соответствующих группам событий **b** и **c** на рис. 9. Для этих типов событий  $30 \text{ кэВ} < E_{GAGG(Ce)} < 110$  кэВ. События из группы **b** имеют энерговыделение выше фотопика  $255 \text{ кэВ} < E_{NaI(Tl)} < 320$  кэВ, а из группы **c** - ниже фотопика  $200 \text{ кэВ} < E_{NaI(Tl)} < 255$  кэВ. При большем энерговыделении в GAGG(Ce) увеличивается и средний угол комптоновского рассеяния в GAGG(Ce). Для событий из группы **b** рассеяние происходит преимущественно в сторону NaI(Tl) детектора, в котором в дальнейшем будет зарегистрирован рассеянный фотон. При такой геометрии рассеяния энерговыделение в NaI(Tl) больше, чем в случае рассеяния на прямой угол. Для событий группы **c** первичное рассеяние происходит в

противоположную от NaI(Tl) детектора сторону. События из группы **d** характеризуются низким энерговыделением в NaI(Tl)  $100 \text{ кэВ} < E_{\text{NaI(Tl)}} < 180 \text{ кэВ}$  и соответствуют обратному рассеянию из основного рассеивателя в GAGG(Ce) с дальнейшей регистрацией рассеянного фотона детектором NaI(Tl). Иллюстрации кинематики рассеяния для всех групп событий приведены на рис. 9.

Для описанных групп событий были измерены азимутальные угловые корреляции, см. рис. 10.

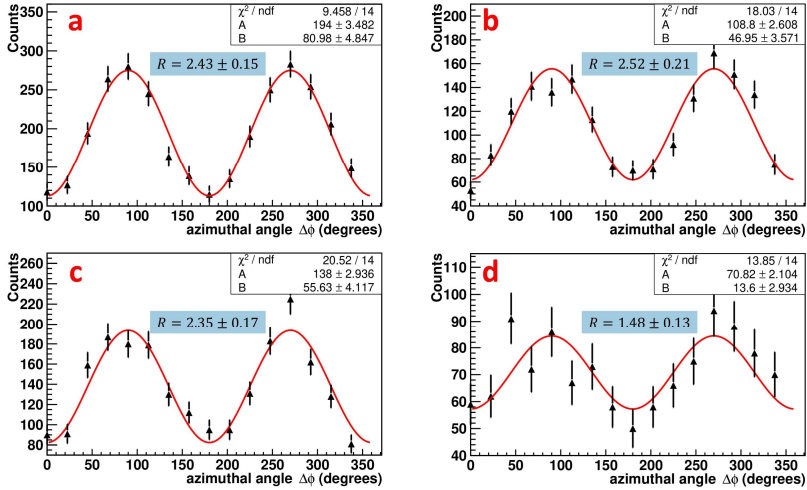


Рис. 10. Азимутальные корреляции декогерентных фотонов для событий групп **a-d**.

Отношения  $R$  для событий группы **a** и запутанных фотонов совпадают. Можно заметить, что отношения для групп **b** и **c**:  $R_b = 2.52 \pm 0.21$  и  $R_c = 2.35 \pm 0.17$  отличаются в противоположные стороны от значения  $R_{\text{entangled}} = 2.44 \pm 0.02$  для запутанных фотонов. Это связано с зависимостью отношения  $R$  от угла рассеяния  $\theta$ :  $R(\theta) = 1 + \frac{2 \sin^4 \theta}{(\epsilon + \frac{1}{\epsilon})^2 - 2(\epsilon + \frac{1}{\epsilon}) \sin^2 \theta}$ . Максимум данной функции достигается при угле рассеяния  $\theta_{\text{max}} \approx 82^\circ$  в основном рассеивателе. Угол рассеяния в основном рассеивателе для событий группы **b** приближается к  $\theta_{\text{max}}$ , а для событий группы **c** – наоборот, что и

объясняет полученные значения. Отдельно нужно рассмотреть события группы **d**. Полученное отношение  $R = 1.48 \pm 0.13$  меньше 2, что можно объяснить следующим эффектом. Согласно формуле Клейна-Нишины, при обратном рассеянии аннигиляционного фотона пятая часть фотонов меняет свою линейную поляризацию на противоположную. Таким образом, модуляционный фактор  $\alpha^2(\theta)$  должен уменьшаться до  $3/5$  своего значения, что приводит к теоретическому значению отношения для обратного рассеяния  $R_{backscattering}(\theta) = 1.66$ .

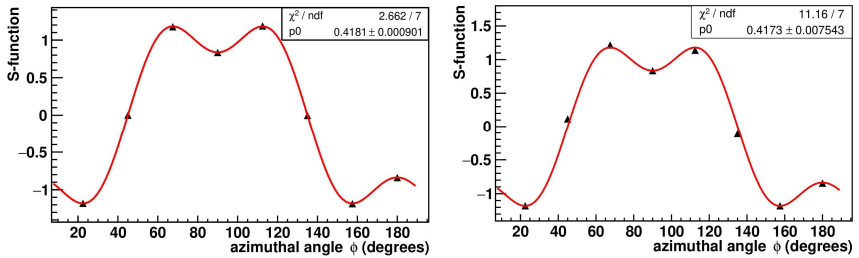


Рис. 11. Корреляционная S-функция неравенства Белла для запутанных (слева) и декогерентных (справа) аннигиляционных фотонов. В случае декогерентных фотонов отбирались события из группы **a** как наиболее близкие к запутанным с точки зрения кинематики комптоновского рассеяния.

Так как азимутальные корреляции не позволили найти различие в комптоновском рассеянии аннигиляционных фотонов, то было проведено исследование корреляционной S-функции из неравенства Белла:  $S(\mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}') = \cos 2(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - \cos 2(\mathbf{a}, \mathbf{b}') + \cos 2(\mathbf{a}', \mathbf{b}) + \cos 2(\mathbf{a}', \mathbf{b}')$ , где  $\mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}'$  - выделенные оси комптоновских поляриметров из левого ( $\mathbf{a}$ ) и правого ( $\mathbf{b}$ ) плеч. Максимальное значение S-функции достигается для азимутального угла между поляриметрами  $\Delta\phi = (\mathbf{a}, \mathbf{b}) = (\mathbf{b}, \mathbf{a}') = (\mathbf{a}', \mathbf{b}') = 22.5^\circ, 67.5^\circ$ . Как легко показать, при указанных углах и учетывании анализирующей способности комптоновских поляриметров корреляционная функция будет иметь вид:  $S_{real\ polarimeter}(\Delta\phi) = (3 \cos 2\Delta\phi - \cos 6\Delta\phi) \cdot p_0$ , где  $p_0 = \alpha^2(\theta)$  - произведение анализирующих способностей. Аппроксимация экспериментальных результатов данной функцией представлена на рис. 11 для

запутанных (слева) и декогерентных фотонов из группы событий **a** (справа). Отметим, что в корреляционную функцию входит больше независимых измерений, чем в отношении  $R$ , поэтому она определяется более точно. Результаты для коэффициента  $p_0$ , полученные данным методом также не позволяют найти различий в комптоновском рассеянии запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов.

В **заключении** представлены результаты экспериментального исследования комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов в запутанном и декогерентном квантовых состояниях. Полученные результаты представлены автором в ряде работ, опубликованных в 2021 – 2023 годах.

В рамках работы были получены следующие результаты:

1. Создана экспериментальная установка для исследования комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов в максимально запутанном и декогерентном квантовых состояниях. Установка состоит из двух плеч с азимутально расположенными относительно общей оси 16 комптоновскими поляриметрами в каждом плече и активного промежуточного рассеивателя, обеспечивающего контролируемую декогеренцию начальных фотонов. Комптоновские поляриметры установки обладают высокой анализирующей способностью  $A \approx 0.65$ , что близко к максимальному теоретическому значению  $A = 0.67$ . Это позволяет выполнять поляризационные измерения с высокой чувствительностью.
2. Создана система сбора экспериментальных данных с 35 каналов амплитудно-цифровых преобразователей. Данная система позволяет увеличивать количество считываемых каналов до 64. Разработан пакет программ, позволяющий оптимизировать объём записи данных в формате root-дерева, удобном для хранения и последующего физического анализа.
3. Разработаны методы анализа форм сигналов с различных детекторов установки. Данные методы позволили значительно снизить энергетические пороги регистрации сигналов и улучшить временные разрешения



сцинтилляционных детекторов. В промежуточном рассеивателе получен порог регистрации около 1 кэВ, позволяющий надежно идентифицировать процесс декогеренции начальных запутанных фотонов.

4. Разработаны методы энергетической и временной калибровки сцинтилляционных детекторов различных типов за счет отбора событий с комптоновским рассеиванием фотонов на фиксированные углы. Выполнена повременная энергетическая калибровка элементов установки, позволяющая с точностью лучше 1% учесть температурный дрейф параметров детекторов.
5. Измерены азимутальные угловые корреляции и корреляционные функции в неравенстве Белла для начальных и предварительно рассеянных аннигиляционных фотонов. Геометрия установки и методы анализа позволили одновременно выполнить измерения данных корреляций во всем диапазоне азимутальных углов.
6. Отношение максимального к минимальному количеству пар фотонов, зарегистрированных в детекторах NaI(Tl) противоположных плеч, составляет  $R_{entangled} \approx 2.43 \pm 0.02$  для максимально запутанного состояния и  $R_{decoheren} \approx 2.41 \pm 0.10$  для декогерентного состояния. Таким образом, в пределах статистической точности измеренные корреляции оказались идентичными для обоих типов квантовых состояний аннигиляционных фотонов.

**Основные результаты диссертации опубликованы в работах:**

- A1. Ivashkin A., Abdurashitov D., Baranov A., Guber F., Morozov S., Musin S., Strizhak A., Tkachev I. / Testing entanglement of annihilation photons // Sci Rep. 2023. Vol. 13, № 1.
- A2. Abdurashitov D., Baranov A., Borisenko D., Guber F., Ivashkin A., Morozov S., Musin S., Strizhak A., Tkachev I., Volkov V., Zhuikov B. / Setup of Compton polarimeters for measuring entangled annihilation photons // Journal of Instrumentation. 2022. Vol. 17, № 3.

- A3. Strizhak A., Abdurashitov D., Baranov A., Ivashkin A., Musin S., Study of the Compton Scattering of Entangled Annihilation Photons // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. 2022. Vol. 19, № 5.
- A4. Musin S., Ivashkin A., Strizhak A. Monte Carlo Simulation of the Experimental Setup for Studying Entangled Annihilation Photons // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. 2022. Vol. 19, № 6.
- A5. Strizhak A., Abdurashitov D., Baranov A., Borisenko D., Guber F., Ivashkin A., Morozov S., Musin S., Volkov V. Setup to study the Compton scattering of entangled annihilation photons // *Journal of Physics: Conference Series*. 2022. Vol. 2374, № 1.

### **Список литературы**

1. Hiesmayr B.C., Moskal P. Witnessing entanglement in Compton scattering processes via mutually unbiased bases // *Sci. Rep.* Springer US, 2019. Vol. 9, № 1. P. 8166.
2. Caradonna P. et al. Probing entanglement in Compton interactions // *J. Phys. Commun.* Institute of Physics Publishing, 2019. Vol. 3, № 10.
3. Langhoff H. Die Linearpolarisation der Vernichtungsstrahlung von Positronen // *Z. Phys.* 1960. Vol. 160. P. 186–193.
4. Kasday L.R., Ullman J.D., Wu C.S. Angular correlation of Compton-scattered annihilation photons and hidden variables // *Il Nuovo Cimento B*. 1975. Vol. 25 B. P. 633–661.
5. Bruno M., D'Agostino M., Maroni C. Measurement of linear polarization of positron annihilation photons // *Il Nuovo Cimento B*. 1976. Vol. 40. P. 143–152.
6. Clauser J.F., Shimony A. Bells theorem. Experimental tests and implications // *Reports on Progress in Physics*. IOP Publishing, 1978. Vol. 41, № 12. P. 1881–1927.
7. Wu C.S., Shaknov I. The angular correlation of scattered annihilation radiation // *Phys. Rev.* 1950. Vol. 77, № 1. P. 136.

8. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities // Phys. Rev. Lett. American Physical Society, 1982. Vol. 49, № 2. P. 91–94.
9. Bell J.S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox // Physics Physique Fizika. American Physical Society, 1964. Vol. 1, № 3. P. 195–200.
10. Bohm D., Aharonov Y. Discussion of experimental proof for the paradox of Einstein, Rosen, and Podolsky // Phys. Rev. American Physical Society, 1957. Vol. 108, № 4. P. 1070–1076.
11. AFI electronics webpage [Electronic resource]. URL: <https://afi.jinr.ru>.

Научное издание

Стрижак Александр Олегович

Измерение комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных  
аннигиляционных фотонов

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Принято в печать 28.03.2024

Ф-т 60x84/16 Уч.-изд.л. 1,1 Зак. № 22535 Тираж 80 экз. Бесплатно

Печать цифровая

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук

Издательский отдел

117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а