

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

На правах рукописи

Стрижак Александр Олегович

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

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—2024

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Современное состояние исследований запутанности аннигиляционных фотонов.	18
1.1 Формализм описания состояний	18
1.2 Квантовые состояния аннигиляционных фотонов	19
1.4 Эксперименты по исследованию азимутальных угловых корреляций аннигиляционных фотонов	21
1.5 Эксперимент по измерению неравенства Белла в системе аннигиляционных фотонов	25
1.6 Предложения по использованию запутанности аннигиляционных фотонов в позитрон-эмиссионных томографах	27
Глава 2. Экспериментальная установка	29
2.1 Принцип работы комптоновского поляриметра	29
2.2 Принцип измерения поляризации аннигиляционных фотонов	32
2.4 Принципиальная схема экспериментальной установки	34
2.3 Источник аннигиляционных фотонов	38
2.4 Детекторы рассеянных фотонов.....	40
2.5 Основной пластмассовый рассеиватель	42
2.6 Промежуточный рассеиватель.....	43
Глава 3. Система считывания и записи экспериментальных данных.	48
3.1 Параметры используемого АЦП	49
3.2 Выбор оптимального формата записи сигналов.....	50
3.3 Типы файлов записываемых сырых данных	55
3.4 Редуцирование сырых данных.....	59
Глава 4. Анализ экспериментальных данных.	66
4.1 Амплитудные и временные спектры основных рассеивателей	66
4.2 Анализ событий в промежуточном рассеивателе.....	70
4.3 Анализ сигналов в NaI(Tl) детекторах рассеянных фотонов	76

4.4 Энергетические спектры для запутанных и декогерентных пар фотонов	82
Глава 5. Методы исследования запутанности пар аннигиляционных фотонов. 88	
5.1 Теоретическое описание азимутальных корреляций пар рассеянных аннигиляционных фотонов	88
5.2 Экспериментальный метод измерения азимутальных корреляций	90
5.3 Сравнение азимутальных корреляций для запутанных и декогерентных состояний аннигиляционных фотонов.....	91
5.4 Идентификация различных групп декогерентных	94
5.5 Азимутальные корреляции для различных кинематик комптоновского рассеяния декогерентных пар аннигиляционных фотонов	96
5.6 Применение неравенства Белла для доказательства запутанности пар аннигиляционных фотонов	101
5.7 Сравнение корреляционной функции для запутанных и декогерентных фотонов	106
5.8 Корреляционная функция для различных кинематик комптоновского рассеяния декогерентных пар	110
5.9 Выводы.....	113
Заключение	114
Список сокращений и условных обозначений.....	116
Литература	118

Введение

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. Впервые, данный термин был предложен Шрёдингером [1,2], который считал, что запутанность сохраняется только при взаимодействии частиц друг с другом, а на больших расстояниях она исчезает. 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 теряется. При этом, изменение состояния других подсистем за счет квантовых корреляций происходит быстрее скорости света, практически мгновенно. Согласно многим экспериментальным данным, полученным при изучении квантовой телепортации, см., например, [3–7], скорость передачи квантовых корреляций на несколько порядков быстрее скорости света.

Возникновение понятия запутанности тесно связано с парадоксом Эйнштейна-Подольского-Розена (ЭПР-парадокс), описанном в 1935 году в статье [8]. В рамках парадокса рассматривается мысленный эксперимент, который предполагает, что квантовая механика не даёт полного описания системы. Согласно предположениям авторов, квантовая механика не является полной теорией, и ее можно расширить некоторыми дополнительными параметрами. В этой статье рассматривается поведение системы двух частиц (А и Б), которые после первоначального взаимодействия друг с другом разносятся в противоположные стороны без взаимодействия с окружающей средой. Согласно принципу неопределённости Гейзенберга, точное одновременное определение координаты и импульса частицы невозможно. В

случае мысленного эксперимента у частицы А можно определить координату (импульс), тем самым узнав координату (импульс) частицы Б. Важно отметить, что можно узнать информацию о какой-либо частице системы без непосредственного взаимодействия с ней. Одновременные измерения координаты частицы А и импульса Б могут позволить точно определить координату и импульс частицы, что противоречит принципу неопределённости. В своей статье авторы заключают, что квантово-механическое описание физической реальности с помощью волновых функций не является полным.

ЭПР-парадокс стал причиной бурных дискуссий основателей квантовой механики в начале двадцатого века [9]. Точку зрения А. Эйнштейна [8] в письмах поддерживал Шрёдингер. Результатом дальнейших дискуссий на данную тему стало возникновение знаменитого парадокса “кота Шрёдингера”. Противоположной точки зрения придерживался Бор. В ответ на статью в том же журнале Бор опубликовал свою интерпретацию парадокса [10] с тем же названием, в которой приводил свои аргументы в пользу полноты квантовой механики и высказал мнение, что аргументы Эйнштейна, Подольского и Розена недостаточны для доказательства неполноты квантовой механики. Похожего мнения придерживался и Гейзенберг.

Дальнейшее развитие понятия запутанности тесно связано с именем Бома, который уточнил идеи, заложенные в ЭПР-парадоксе. В книге [11] автор утверждает, что в формулировке ЭПР-парадокса присутствует два предположения. Во-первых, неявно утверждается, что Вселенная может быть разложена на различные отдельные элементы реальности. Во-вторых, каждый из элементов реальности соответствует определённой математической величине. В своей книге Бом утверждает, что разрешение ЭПР-парадокса приведёт к поиску теории, которая будет более полно описывать физическую действительность, чем квантовая механика. Бом был сторонником позиции

Эйнштейна и даже предложил возможную теорию со скрытыми параметрами [12].

Однако, Белл провёл глубокий анализ возможности существования таких теорий [13]. Согласно его выводам, зависимость результатов измерения от каких-либо скрытых параметров должно накладывать некоторые математические ограничения на корреляцию между результатами измерений. Сейчас это ограничение называется неравенством Белла, нарушение которого означает несостоятельность теорий со скрытыми параметрами. В дальнейшем данный результат назвали теоремой Белла. Максимально запутанные состояния всегда нарушают неравенство Белла. Таким образом, теорема Белла сразу же стала основным инструментом доказательства запутанности квантовых состояний, а нарушение неравенств Белла широко используется, как критерий запутанности фотонов.

ЭПР-парадокс поднимает важнейший вопрос о локальности квантовой, который является предметом многих теоретических исследований [14–21]. Важнейшим вкладом Бома в разрешение споров по ЭПР-парадоксу является предложенный в 1952 г. простой мысленный эксперимент для проверки ЭПР-парадокса. В данном ЭПР-эксперименте предлагалось исследовать пары запутанных фотонов с противоположной поляризацией. Каждый фотон регистрируется двухканальным поляриметром, позволяющим определить одно из двух противоположных направлений поляризации. При вертикальной поляризации первого фотона у второго фотона окажется горизонтальная поляризация, и наоборот. Измерение такой полной корреляции между направлениями поляризаций двух фотонов служило бы подтверждением изначальной запутанности пар.

Воображаемый эксперимент Бома с запутанными фотонами был впервые реализован в системе двух аннигиляционных фотонов, рождаемых при позитрон-электронной аннигиляции в покое. Интересно отметить, что

изначально идею эксперимента с аннигиляционными фотонами предложил Уилер [22] в 1946 г. безотносительно понятия запутанности. Он заметил, что благодаря законам сохранения углового момента и чётности, аннигиляционные фотоны должны иметь перпендикулярные друг относительно друга поляризации. Им была предложена схема установки с двумя комптоновскими рассеивателями и детекторами рассеянных фотонов, которые должны были обнаружить поляризационные корреляции между аннигиляционными фотонами, проявляющимися в азимутальных угловых корреляциях скорости счета детекторов рассеянных фотонов. Практически сразу же были проведены теоретические расчёты комптоновского рассеяния двух аннигиляционных фотонов в нескольких работах [23–25].

Спустя несколько лет идея Уилера была проверена в эксперименте Ву и Шакнов [26], которые и обнаружили предсказанные корреляции противоположных поляризаций аннигиляционных фотонов. Но лишь 7 лет спустя Бом и Ааронов заметили [25], что выполненные эксперименты являются реализацией идеи измерения запутанных пар. Таким образом, система аннигиляционных фотонов стала первой, в которой поляризационные корреляции запутанных фотонов были измерены экспериментально. Отметим, что согласно Бому и Хайли [27], в случае взаимодействия одного из аннигиляционных фотонов с окружающей средой запутанное состояние коллапсирует и переходит в декогерентное, в котором отсутствуют азимутальные корреляции.

С тех пор была проведена целая серия экспериментов [26,28–38], нацеленных на доказательство запутанности аннигиляционных фотонов и измеряющих поляризационные корреляции все с большей точностью. Во всех экспериментах использовались принципы измерения, предложенные Уилером [22], а именно, исследовались азимутальные угловые зависимости скорости счета в детекторах рассеянных фотонов. Практически во всех экспериментах было получено подтверждение запутанности пары аннигиляционных фотонов.

После открытия спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) [39–41] интерес к аннигиляционным фотонам был практически утерян. А исследование запутанности сместилось в область квантовой оптики, которая использует фотоны с энергией на пять порядков ниже и позволяет легко измерить поляризационное состояние [5,6,37,42–51]. В частности, многие эксперимент направлены на определение нижней границы скорости передачи квантовых корреляций.

Актуальность исследования

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 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 измерены.

В 2019 году была опубликована теоретическая статья Хисмайер и Москал [52], 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 [53] 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 [52].

Важно отметить, что обе теоретические работы использовали разные подходы для описания процесса комптоновского рассеяния. В [52] использовался операторный формализм Крауза [54], в то время как Карадонна и др. [53] использовали матричное представление формулы Клейна-Нишины. Противоречивые теоретические результаты, полученные для смешанного (сепарабельного) состояния аннигиляционных фотонов, поднимают ряд важных вопросов, имеющих как фундаментальный, так и прикладной характер.

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 энергосодержания 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

Исследования, проводимые на экспериментальной установке ИЗАФ, позволят более углубленно понимать процесс декогеренции запутанных фотонов, который важен для современных квантовых технологий. Помимо фундаментального значения, полученные результаты имеют и прямое прикладное значение. В настоящее время несколько международных групп пытаются разработать новую версию позитрон-эмиссионного томографа [55–58], использующего предполагаемую разницу в угловых распределениях при рассеянии запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов. При наличии разницы в рассеянии для обоих типов появится возможность подавить фоновые события. Между тем, эта разница до сих пор не была измерена. Наши результаты непосредственно указывают на возможность (или невозможность) создания таких квантовых томографов.

Методология и методы исследования

В процессе выполнения данной работы была разработана 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.

Личный вклад автора

Автор принимал непосредственное участие в решении следующих задач:

1. Создание экспериментальной установки для исследования комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов.

2. Тестирование и определение энергетических и временных параметров детекторов установки.
3. Разработка метода определения времени регистрации сигнала, значительно улучшившего временное разрешение установки.
4. 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 энергосвыделениями в дополнительном рассеивателе.
5. Разработан алгоритм определения азимутальных угловых корреляций рассеянных аннигиляционных фотонов. Также, разработан алгоритм определения корреляционной функции неравенства Белла для запутанных и декогерентных фотонов.

Достоверность результатов

Полученные в данной работе результаты многократно докладывались на международных конференциях и опубликованы в ведущих научных журналах, включая Journal of Instrumentation и Nature Scientific Reports.

Апробация работы

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

A.Strizhak, A. Ivashkin, V. Volkov (постер) // Setup to study the Compton scattering of entangled annihilation photons // “Technology and Instrumentation in Particle Physics” (TIPP-2021) // Ванкувер, Канада // 24 – 28 мая 2021 года // <https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295434/>

A. Strizhak (устный) // Angular correlations in Compton scattering of entangled and decoherent annihilation photons // 10th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2021) // Колимбари, Крит, Греция // 23 августа – 7 октября 2021 года //

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

A. Strizhak (устный) // Study the Compton scattering of entangled annihilation photons // The XXV International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2021) // Алматы, Казахстан // 11 – 15 октября 2021 года //

<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» // Москва, Россия // 11 – 22 апреля 2022 года //

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

A. Strizhak (устный) // Compton scattering of annihilation photons in entangled and decoherent polarization states // The XXVI International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2022) // Дубна, Россия // 24 – 28 октября 2022 года //

<https://indico.jinr.ru/event/3154/contributions/17724/>

Публикации

Основные результаты работы опубликованы в 7 печатных работах, из них 5 статей в рецензируемых журналах [59–63] и две статьи в сборниках трудов конференций [64,65].

Объём 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 наименования.

Глава 1. Современное состояние исследований запутанных аннигиляционных фотонов.

В данной Главе будет кратко рассмотрена история исследования квантовых состояний аннигиляционных фотонов от парадокса Эйнштейна-Подольского-Розена (ЭПР-парадокса) до конкретных экспериментальных установок. Также, в Главе проведено рассмотрение принципов доказательства запутанности аннигиляционных фотонов. Будет описан принцип работы комптоновских поляриметров. Большое внимание уделено проблеме низкой анализирующей способности поляриметров для фотонов высоких энергий. В Главе приведено описание способа доказательства запутанности аннигиляционных фотонов по азимутальным корреляциям рассеянных фотонов, а также с использованием теоремы Белла. Будут рассмотрены первые эксперименты по исследованию запутанности и проверке ЭПР-парадокса в системе аннигиляционных фотонов.

1.1 Формализм описания состояний

Впервые термин “запутанность” ввёл Шрёдингер для обозначения состояния системы частиц, связанных с ЭПР-парадоксом [8]. В своей статье [2] Шрёдингер описал запутанные состояния, как главную отличительную черту квантовой механики от классической.

Напомним, что запутанной называют систему, в которой отдельную подсистему нельзя описать собственным вектором состояния. Как будет показано ниже, в терминах векторов состояний для пары линейно поляризованных аннигиляционных фотонов общий вектор состояния системы описывается следующим образом:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|HV\rangle + |VH\rangle), \quad (1.1)$$

в которой H (V) означают горизонтальную (вертикальную) поляризацию соответствующих фотонов. Формула (1.1) описывает одно из четырёх Белловских состояний [13], представляющих собой базис всевозможных состояний двух максимально запутанных частиц. Далее в работе, для краткости, под запутанными состояниями будут подразумеваться именно такие состояния.

Квантово-механическая система находится в *сепарабельном* состоянии, если она может быть разбита на подсистемы, каждая из которых имеет свой, независимый от других подсистем, вектор состояния. Это состояние прямо противоположно запутанному состоянию. Примеры сепарабельных состояний: $|HV\rangle, |VH\rangle$.

Согласно Бому и Хайли [27], в случае измерения аннигиляционных фотонов запутанное состояние коллапсирует и переходит в *смешанное* (*сепарабельное*), которое описывается следующей матрицей плотности:

$$\rho = \frac{1}{2} \cdot (|HV\rangle\langle HV| + |VH\rangle\langle VH|) \quad (1.2)$$

Это является общим следствием квантовой теории, согласно которой при взаимодействии со средой система теряет запутанность и переходит в *декогерентное* состояние. Так как измерение прямо связано с взаимодействием с системой, то измерение переводит запутанную систему в декогерентное состояние. В недавней статье Б. Хисмайер [66] приведено теоретическое доказательство того, что комптоновское рассеяние аннигиляционного фотона является процессом измерения и, следовательно, приводит к декогеренции изначально запутанного состояния.

1.2 Квантовые состояния аннигиляционных фотонов

Аннигиляционные фотоны получают в результате реакции аннигиляции частицы и античастицы. Чаще всего в эксперименте используют электрон-позитронную аннигиляцию для получения пар фотонов. Так как изначально

система состоит из двух частиц, которые аннигилируют друг с другом, то рождённая пара фотонов должна быть запутанна.

Волновая функция электрон-позитронной пары для синглетного состояния, называемого парапозитронием, может быть записана в следующем виде:

$$|\Psi_{e^+e^-}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow^-, \downarrow^+\rangle - |\downarrow^-, \uparrow^+\rangle), \quad (1.3)$$

где $+(-)$ обозначают позитрон (электрон), а стрелки вверх (вниз) показывают направление проекции спина соответствующей частицы. Учитывая закон сохранения импульса и сохранение суммарного спина системы ($S = 0$), в результате аннигиляции синглетного состояния позитрония должна получиться пара фотонов с общей волновой функцией:

$$|\Psi_{\pm}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\gamma_1^R \gamma_2^R\rangle \pm |\gamma_1^L \gamma_2^L\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|RR\rangle \pm |LL\rangle), \quad (1.4)$$

где 1(2) – индексы противоположно направленных фотонов, а R(L) – состояние с правой (левой) круговой поляризацией. Нужно учесть, что состояние (1.3) является пространственно нечётным. Применив оператор пространственной чётности к (1.3), получим $P|\Psi_{e^+e^-}\rangle = -|\Psi_{e^+e^-}\rangle$. Волновая функция аннигиляционных фотонов также должна быть пространственно нечётной, что верно только для функции $|\Psi_{-}\rangle$. Можно ввести векторы состояния $|H\rangle$ и $|V\rangle$, характеризующие линейную поляризацию пары поляризованных фотонов. Для пар векторов состояний $|R\rangle$, $|L\rangle$ и $|H\rangle$, $|V\rangle$ верны следующие выражения [52]:

$$|H\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|R\rangle - |L\rangle) \quad (1.5)$$

$$i|V\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|R\rangle + |L\rangle) \quad (1.6)$$

Подставив (1.5) и (1.6) в (1.4), получим совпадающее с (1.1) квантовое состояние

$$|\Psi_{-}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|RR\rangle - |LL\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HV\rangle + |VH\rangle) \quad (1.7)$$

Отметим, что при захвате позитрона может образоваться и ортопозитроний. В ортопозитронии спины позитрона и электрона сонаправлены, а суммарный спин $S = 1$. При аннигиляции ортопозитрония вследствие сохранения зарядовой чётности образуются три гамма-кванта:

$$e^{+} + e^{-} = 3\gamma \quad (1.8)$$

Данный процесс является фоновым при исследовании пар аннигиляционных фотонов, но может быть легко подавлен с помощью отбора по энергиям.

1.4 Эксперименты по исследованию азимутальных угловых корреляций аннигиляционных фотонов

Рождённые в результате электрон-позитронной аннигиляции фотоны обладают энергией на пять порядков выше, чем у запутанных оптических фотонов, полученных с помощью СПР. Это даёт несколько преимуществ при исследованиях аннигиляционных фотонов. В частности, высокие энергии позволяют проводить более точные энергетические измерения и исследовать различные кинематики комптоновского рассеяния. Отметим, что первые эксперименты по исследованию запутанных квантовых состояний проводились именно с использованием аннигиляционных фотонов. Однако, высокая энергия аннигиляционных фотонов негативно влияет на анализирующую способность поляриметров. Это одна из причин, из-за которой большинство современных экспериментов, направленных на исследование запутанности, проводится с использованием оптических фотонов. Ниже будут кратко рассмотрены некоторые эксперименты по

исследованию запутанности аннигиляционных фотонов, выполненные во второй половине прошлого века.

Основным критерием доказательства запутанности являлась азимутальная корреляция комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов, которая отражала отношение R числа рассеянных фотонов под азимутальными углами $\phi = 90^\circ$ и 0° : $R = \frac{N(\phi=90^\circ)}{N(\phi=0^\circ)}$. Согласно разработанному Бомом и Аароновым критерию при отношении $R > 2$ систему можно считать запутанной [25].

В статье [33] были опубликованы результаты проводимого группой Бруно эксперимента. На рис. 1.1 (слева) изображена схема экспериментальной установки. Экспериментальная установка практически полностью повторяет предложенную Уилером концепцию.

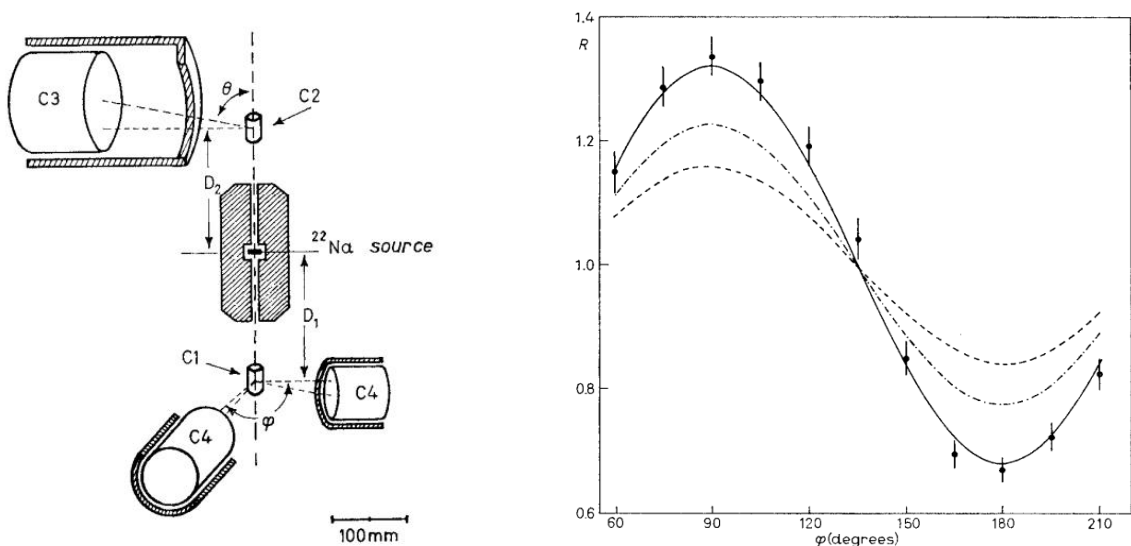


Рис. 1.1. Слева - экспериментальная установка. Справа - зависимость нормированного количества совпадений в счётчиках противоположных плеч от угла между ними $R(\phi)$.

В качестве источника аннигиляционных фотонов используется ^{22}Na . Источник находится в коллиматоре, проходя через отверстия которого фотоны могут быть зарегистрированы комптоновскими поляриметрами с противоположных концов. Поляриметры состоят из рассеивателей C1, C2 и

детекторов рассеянных фотонов С3 и С4 соответственно. В эксперименте изначально измерялись параметры $A = \frac{1}{2} \cdot [R(90^\circ) + R(0^\circ)]$ и $B = \frac{1}{2} \cdot [R(90^\circ) - R(0^\circ)]$, где $R(\phi) = \frac{N_{12} \cdot N_{1234}}{N_{123} \cdot N_{124}}$, N – количество совпадений в соответствующих детекторах, а детекторы 1-4 соответствуют обозначениям на рис. 1.1 (слева). Зависимость $R(\phi)$ от азимутального угла между счётчиками противоположных плеч показана на рис. 1.1 (справа). Используемое определение $R(\phi)$ позволяло авторам скомпенсировать систематические ошибки, связанные с неточностью геометрического расположения счётчиков при различных углах измерения и неодинаковым коэффициентом усиления ФЭУ в различных элементах установки. Для угла рассеяния $\theta = 82^\circ$, который даёт максимально возможную угловую азимутальную асимметрию, в эксперименте получено значение для отношения $R = \frac{R(\phi=90^\circ)}{R(\phi=0^\circ)} = 2.30 \pm 0.16$.

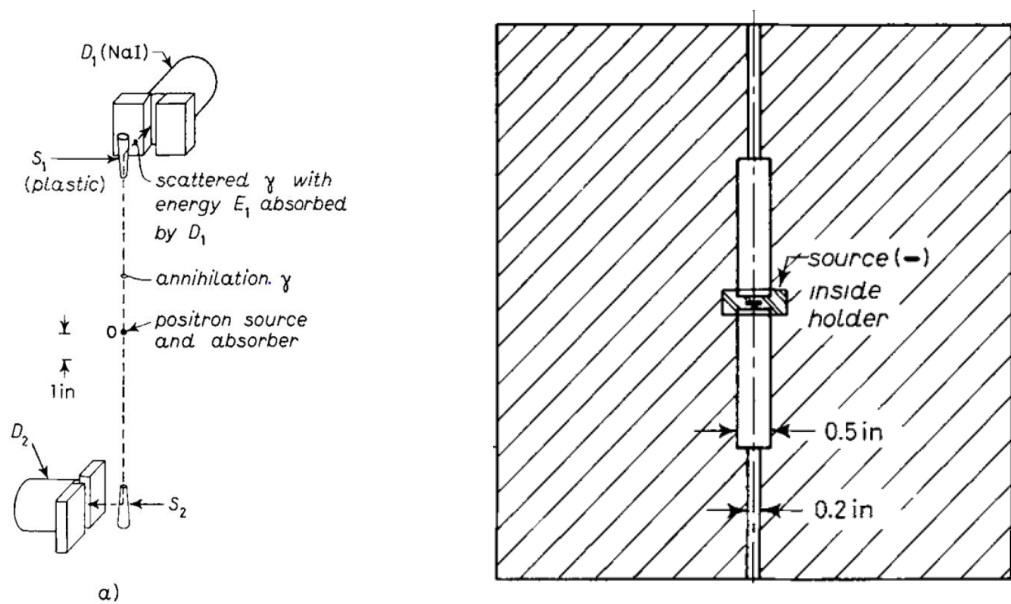


Рис. 1.2. Экспериментальная установка для исследования угловых корреляций комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов Касдэй. Слева – схема эксперимента без коллиматора, справа – схема свинцового коллиматора.

Другой классический эксперимент по исследованию запутанности аннигиляционных фотонов был выполнен группой Касдэй [30]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.2. В качестве источника

запутанных фотонов использовались источник позитронов, расположенный в медной пластине, в которой происходила позитрон-электронная аннигиляция. Источник позитронов размещался в свинцовом коллиматоре с вертикальным осевым отверстием (см. рис. 1.2 (справа)). Запутанные фотоны исследовались комптоновскими поляриметрами, расположенными снизу и сверху от коллиматора и состоящими из рассеивателя ($S_{1(2)}$) и NaI(Tl) детектора рассеянных фотонов ($D_{1(2)}$). На входе детекторов NaI(Tl) также находились коллиматоры для отбора узкого диапазона углов рассеяния в $S_{1(2)}$. Фактически регистрируются события с четырёхкратным совпадением в детекторах S_1, S_2, D_1, D_2 , что позволяет сильно подавить фоновые события. Детекторы $D_{1(2)}$ могли вращаться вокруг соответствующих рассеивателей, что давало возможность исследования азимутальной асимметрии для большого количества углов между детекторами NaI(Tl).

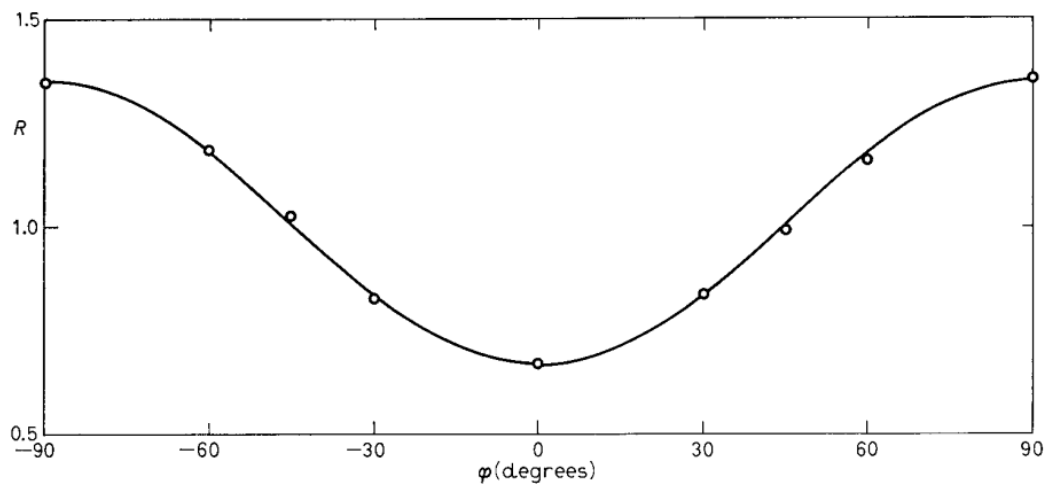


Рис. 1.3. Азимутальная асимметрия рассеяния аннигиляционных фотонов. По оси Y показано нормированное относительно среднего количество совпадений.

На рис. 1.3 показана, зависимость нормированного количества совпадений от угла между детекторами NaI(Tl) противоположных плеч. Экспериментально полученное отношение $R = 2.44 \pm 0.11$ больше 2, что согласно критерию Бома и Ааронова говорит о запутанности фотонов.

Ещё более ранний эксперимент [28], выполненный в 1960 году группой немецких физиков, измерял отношение R напрямую. В указанной работе был представлен график с отмеченным нормированным количеством совпадений в счётчиках противоположных комптоновских поляриметров. В данной работе было получено наиболее близкое к теоретическому значению среди подобных экспериментов отношение $R = 2,502 \pm 0,029$ для источника аннигиляционных фотонов ^{22}Na . При использовании ^{64}Cu в качестве источника позитронов авторы получили отношение $R = 2,47 \pm 0,07$.

1.5 Эксперимент по измерению неравенства Белла в системе аннигиляционных фотонов

Все описанные выше эксперименты направлены на изучение азимутальных корреляций в комптоновском рассеянии аннигиляционных фотонов в качестве критерия их запутанности. Встаёт вопрос: почему для доказательства запутанности аннигиляционных фотонов не используют стандартный подход – теорему Белла [13,35,67]? Ответ заключается в низкой анализирующей способности комптоновских поляриметров, которые остаются единственным методом определения поляризации высокоэнергетических гамма-квантов. Для аннигиляционных фотонов её максимальное значение $A_{Max} < 0.7$ даже для идеального поляриметра, что значительно ниже эффективности оптических поляриметров, у которых характерное значение анализирующей способности (эффективности) близко к единице $A \approx 1$. Данная проблема была подробно обсуждена в статьях Клаузера и др. [34,35,68,69]. В ней авторы показали, что запутанность аннигиляционных фотонов может быть показана только при условии $A > 0.83$. Только в этом случае неравенство Белла может быть нарушено. В случае аннигиляционных фотонов без коррекции на анализирующую способность комптоновских поляриметров неравенство Белла всегда выполняется.

Экспериментальная попытка доказательства запутанности с помощью неравенства Белла была предпринята в 1996 г. (Осук и др. [70]).

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.7 (слева). Для проверки неравенства Белла необходимо использовать по четыре детектора рассеянных фотонов с каждой стороны под разными азимутальными углами. Азимутальные углы для соседних детекторов равны. Согласно теореме Белла, максимальное теоретическое значение корреляционной функции $S = 2\sqrt{2}$ должно достигаться для угла $\Delta\phi = 22.5^\circ$ (67.5°) между соседними детекторами.

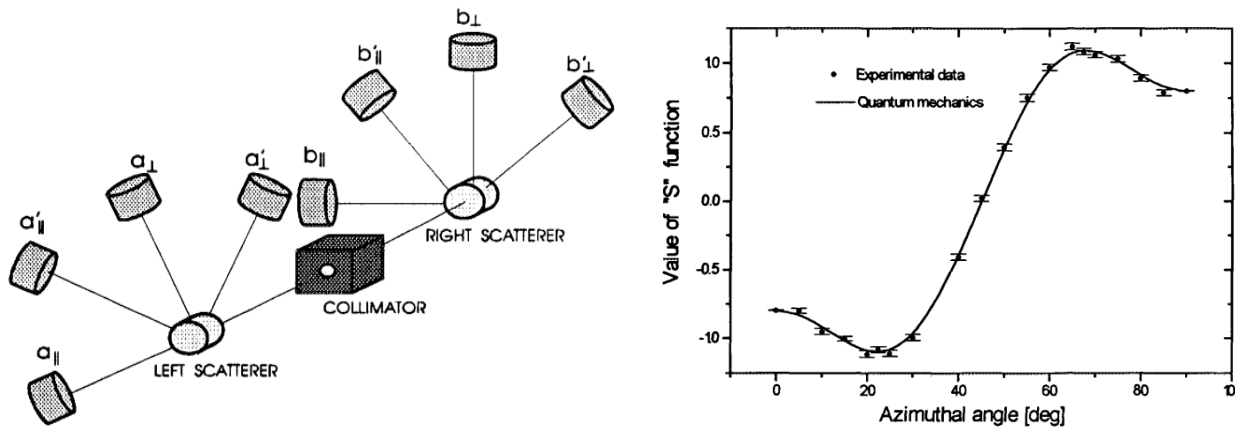


Рис. 1.7. Экспериментальная установка для проверки гипотезы Белла (слева) и зависимость корреляционной S -функции от угла ϕ между плоскостями поляризации запутанных фотонов (справа).

Авторы посчитали количество рассеянных фотонов в поляриметрах, расположенных под разными азимутальными углами. Корреляционные коэффициенты были посчитаны из количества совпадений сигналов в детекторах рассеянных фотонов противоположных плеч. Измеренная корреляционная S -функция в точности повторила теоретически предсказанное поведение:

$$S \sim 3 \cos(2\phi) - \cos(6\phi),$$

где ϕ – азимутальный угол между детекторами комптоновских поляриметров, которыми были зарегистрированы рассеянные фотоны. На рис. 1.7 (справа) изображена зависимость корреляционной S -функции от угла $\Delta\phi$ до поправки на анализирующую способность.

Чтобы учесть влияние анализирующей способности комптоновских поляриметров установки A для корреляционной функции авторы отдельно измерили A и сделали поправку полученных значений для функции $S \rightarrow \frac{S}{A^2}$. Соответственно, скорректированное неравенство Белла имеет вид

$$|S_{\text{эксперимент}}| < 2\sqrt{2} \cdot A^2 = 0.802 \quad (1.9)$$

Из графика видно, что скорректированный на анализирующую способность вариант неравенства Белла (1.9) нарушается, а, следовательно, аннигиляционные фотоны являются запутанными.

1.6 Предложения по использованию запутанности аннигиляционных фотонов в позитрон-эмиссионных томографах

На данный момент существует ряд статей [55–58,71–86], в которых обсуждаются возможности создания позитрон-эмиссионных томографов (ПЭТ) нового поколения, использующего возможную разницу в кинематике рассеяния запутанных и декогерентных пар аннигиляционных фотонов для подавления фона и улучшения качества изображения. В реальности, эта разница в кинематике не подтверждена экспериментально до сих пор. Более того, как сказано выше, есть указания, что этой разницы не существует вовсе. Тем не менее, прототипы подобных ПЭТ-детекторов разрабатываются несколькими международными группами учёных, в частности, один из прототипов был представлен группой хорватских учёных в работе [55].

Другой пример такого детектора описан в работе Ваттс и др. [56], в которой представлен прототип ПЭТ с современной системой считывания, состоящей из полупроводниковых гамма-детекторов. В этой же работе авторы представили оригинальный программный пакет для моделирования комптоновского рассеяния запутанных фотонов в среде GEANT4 [87–89]. Этот пакет вошёл в класс “Livermore” в GEANT4, который ранее использовал формализм Клейна-Нишины для описания двухфотонного поочередного

комптоновского рассеяния. Применение модифицированного кода GEANT4 для двухчастичного комптоновского рассеяния показало хорошее согласие с экспериментальными данными. В дальнейшем данная программа использовалась для описания комптоновского рассеяния запутанных аннигиляционных фотонов в нашей установке.

Для проверки концепции нового поколения ПЭТ в [56] были померены два типа событий: рассеяние запутанных и декогерентных фотонов. Во втором случае, декогеренция фотонной пары происходит в нейлоновой нити, натянутой возле источника аннигиляционных фотонов. При этом нарушается запутанность и, по утверждению авторов, получается сепарабельное состояние. Из-за малой точности восстановления углов рассеяния эксперимент обладал низкой чувствительностью к измеряемой поляризации. Кроме того, из-за низкой интенсивности источника позитронов удалось зарегистрировать статистически незначительное количество декогерентных пар. Оба вышеизложенных фактора не позволили сделать однозначное заключение о кинематике рассеяния пар декогерентных фотонов. Таким образом, концепция нового поколения ПЭТ с использованием запутанности фотонов для подавления фонов нуждается в дополнительной проверке.

Глава 2. Экспериментальная установка

Глава 2 посвящена концепции и созданию экспериментальной установки для исследования азимутальных корреляций комптоновски рассеянных запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов. В главе будут подробно описаны компоненты, используемые в экспериментальной установке. В качестве основного рассеивателя комптоновского поляриметра используется пластмассовый сцинтиллятор на основе полистирола, сигнал с которого снимается при помощи ФЭУ. Детекторы рассеянных фотонов используют неорганический сцинтиллятор NaI(Tl), сигнал с которого считывается с помощью ФЭУ. В качестве промежуточного рассеивателя, в котором происходит декогеренция пары фотонов, используется неорганический сцинтиллятор GAGG(Ce) - Gadolinium Aluminium Gallium Garnet (Ce) [90,91]. Сигнал с промежуточного рассеивателя поступает на кремниевый фотоумножитель (SiPM). В главе описаны причины, повлиявшие на выбор конкретных материалов для детектирующих элементов установки и считывающих сигналы фотодетекторов.

2.1 Принцип работы комптоновского поляриметра

Как следует из названия, принцип работы комптоновского поляриметра основан на комптоновском рассеянии. Комптоновское рассеяние – упругое рассеяние фотона на заряженной частице (чаще всего на свободном электроне). Из законов сохранения энергии и импульса можно получить выражение для энергии фотона, испытавшего комптоновского рассеяния:

$$E_{\gamma_s} = \frac{E_{\gamma_i}}{1 + \left(\frac{E_{\gamma_i}}{m_e c^2}\right) \cdot (1 - \cos \theta)}, \quad (2.1)$$

в котором индексы $i(s)$ означают начальный (рассеянный) фотоны, $m_e c^2$ – масса электрона, θ – угол комптоновского рассеяния. Для аннигиляционных

фотонов, энергия которых равна массе электрона выражение (2.1) значительно упрощается принимает следующий вид:

$$E_{\gamma_s} = \frac{511 \text{ кэВ}}{2 - \cos(\theta)} \quad (2.2)$$

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния было получено Клейном и Нишиной в 1928 году [92]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \frac{1}{2} \cdot r_e \cdot \frac{E_{\gamma_s}^2}{E_{\gamma_i}^2} \cdot \left(\frac{E_{\gamma_i}}{E_{\gamma_s}} + \frac{E_{\gamma_s}}{E_{\gamma_i}} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right), \quad (2.3)$$

в котором r_e – классический радиус электрона, а ϕ – угол между плоскостью поляризации и плоскостью рассеяния. Отметим, что плоскость поляризации определяется двумя векторами: вектором поляризации \vec{E} и направлением движения фотона. Жирным шрифтом выделена угловая зависимость дифференциального сечения от углов ϕ и θ . Присутствие угла ϕ в сечении говорит о чувствительности комптоновского рассеяния к поляризации изначального фотона. Таким образом, можно использовать комптоновское рассеяние для поляризационных измерений. На рис. 2.1 показана принципиальная схема комптоновского поляриметра [93,94].

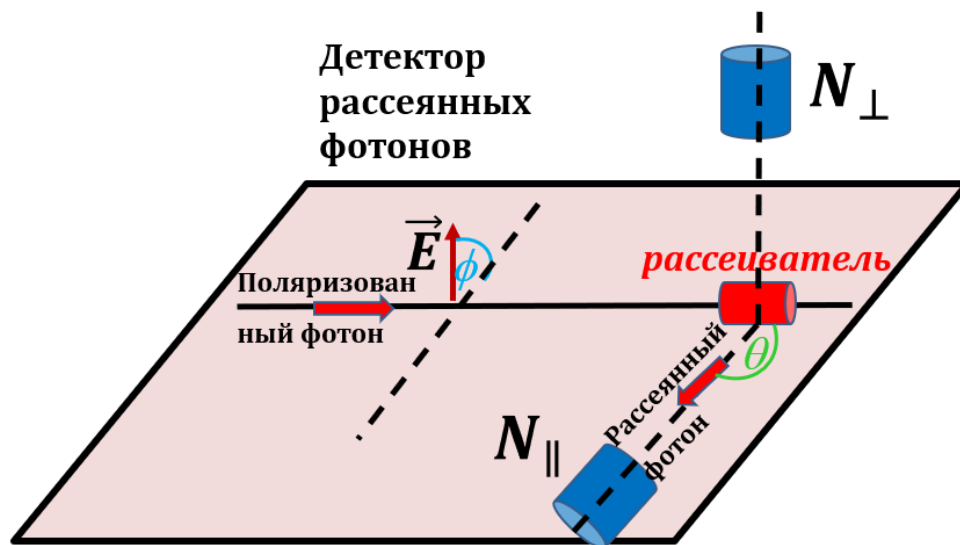


Рис. 2.1. Принципиальная схема элементарного комптоновского поляриметра.

Простейший комптоновский поляриметр состоит из рассеивателя, в котором происходит комптоновское рассеяние гамма-кванта, и двух детекторов рассеянных фотонов, расположенных под прямым углом друг к другу. На схеме рассеиватель изображён красным цилиндром, а счетчики рассеянных фотонов – синим. Углы θ и ϕ соответствуют углам из формулы Клейна-Нишины (2.3). Анализируя формулу 2.3, можно прийти к выводу, что сечение максимально для угла $\phi = \frac{\pi}{2}$. Следовательно, фотоны преимущественно рассеиваются под прямым углом относительно плоскости поляризации.

Одним из важнейших параметров поляриметров является анализирующая способность, которая определяется как асимметрия рассеяния фотонов в поляриметре [95,96]:

$$A = \frac{N_{\parallel} - N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}}, \quad (2.4)$$

где $N_{\parallel(\perp)}$ – количество зарегистрированных рассеянных фотонов детектором, расположенным под углом $\phi = 90^\circ$ (0°). Для комптоновских поляриметров количество рассеянных фотонов пропорционально дифференциальному сечению рассеяния $N(\phi, \theta) \sim \frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi, \theta)$. Поэтому, после подстановки (2.3) в (2.4) получим формулу для угловой зависимости анализирующей способности комптоновского от угла рассеяния:

$$A(\theta) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi = 90^\circ) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi = 0^\circ)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi = 90^\circ) + \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi = 0^\circ)} = \frac{\sin^2 \theta}{\frac{E_{\gamma_i}}{E_{\gamma_s}} + \frac{E_{\gamma_s}}{E_{\gamma_i}} - \sin^2 \theta} \quad (2.5)$$

Анализирующие способности для различных энергий исследуемого фотона показаны на рис. 2.2 [96] согласно формуле (2.5). Угол рассеяния, соответствующий максимуму анализирующей способности, зависит от энергии начального фотона. Максимум функции анализирующей способности для энергии аннигиляционного фотона соответствует углу рассеяния $\theta \approx 82^\circ$.

Максимальная анализирующая способность для аннигиляционных фотонов $A_{Max}(\theta = 82^\circ) = 0.7$ намного ниже, чем типичная анализирующая способность оптических поляриметров ($A_{\text{опт}} \approx 1$). Как будет показано в Главе 5, низкое значение анализирующей способности делает невозможным применение теоремы Белла для доказательства запутанности аннигиляционных фотонов.

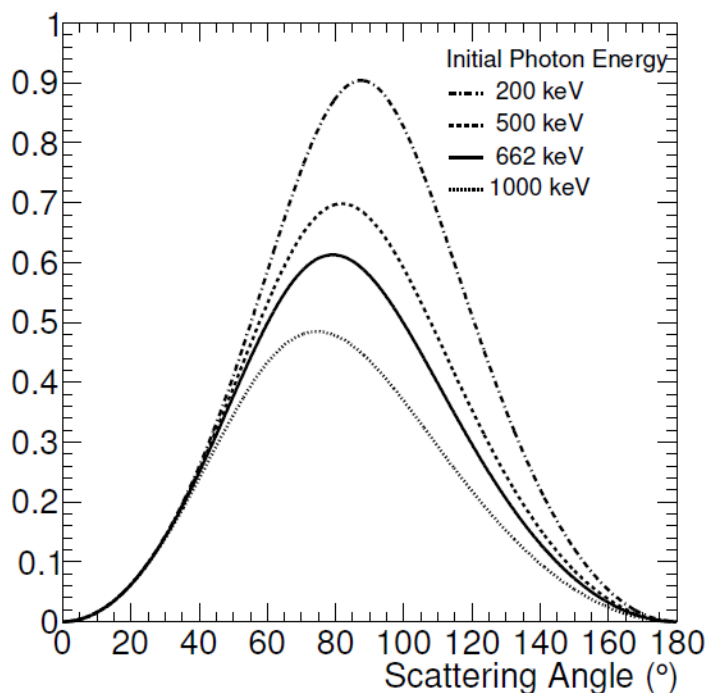


Рис. 2.2. Зависимости анализирующей способности комптоновского поляриметра от угла рассеяния для гамма-квантов различных энергий.

2.2 Принцип измерения поляризации аннигиляционных фотонов

Для доказательства запутанности аннигиляционных фотонов Бомом и Аароновым был разработан метод азимутальных корреляций рассеянных фотонов [25]. В эксперименте необходимо было исследовать взаимную поляризацию двух фотонов при условии, что их начальные поляризации неизвестны. С этой целью исследовалась поляризация каждого фотона пары комптоновским поляриметром. Таким образом, установка должна состоять минимум из двух комптоновских поляриметров, расположенных с противоположных сторон от источника аннигиляционных фотонов, как

показано на рис. 2.3. Векторы $\epsilon_{1(2)}, \epsilon'_{1(2)}$ показывают поляризацию аннигиляционных до и после комптоновского рассеяния соответственно.

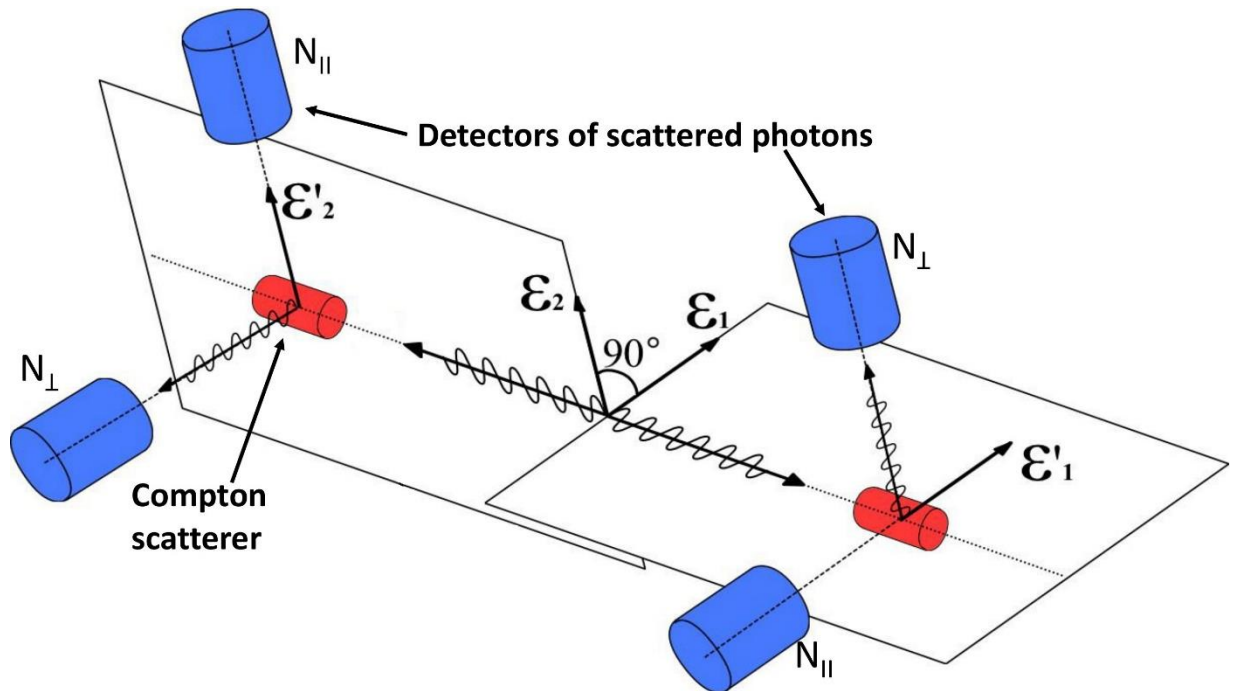


Рис. 2.3. Принципиальная схема измерения поляризации пары аннигиляционных фотонов.

Согласно [30], при измерении количества срабатываний пар детекторов противоположных плеч от азимутального угла ϕ между сработавшими детекторами получится зависимость

$$N(\theta, \phi) \sim 1 - m(\theta) \cdot \cos(2\phi), \quad (2.6)$$

где θ – угол рассеяния фотона в комптоновском рассеивателе, а $m(\theta)$ – модуляционный фактор.

Разработанный Бомом и Аароновым критерий применяется к отношению:

$$R = \frac{N(\phi = 90^\circ)}{N(\phi = 0^\circ)} \quad (2.7)$$

Согласно разработанному критерию для отношения R справедливы следующие утверждения:

- 1) Для максимально запутанных фотонов $R = 2.85$.
- 2) Для независимых фотонов со взаимно перпендикулярной поляризацией $R < 2$.
- 3) Для независимых фотонов с случайной поляризацией $R = 1$.

Непосредственно из данных пунктов получается экспериментальный критерий запутанности пары фотонов: если отношение выше 2, то зарегистрированная пара фотонов запутанна. Как обсуждалось выше, данный подход был успешно использован различными экспериментами для проверки запутанности аннигиляционных фотонов.

2.4 Принципиальная схема экспериментальной установки

Установка была собрана в Институте Ядерных Исследований РАН (ИЯИ РАН) в феврале-марте 2021 года. Основным её отличием от предыдущих аналогичных экспериментов является возможность исследования угловых корреляций рассеяния декогерентных пар аннигиляционных фотонов.

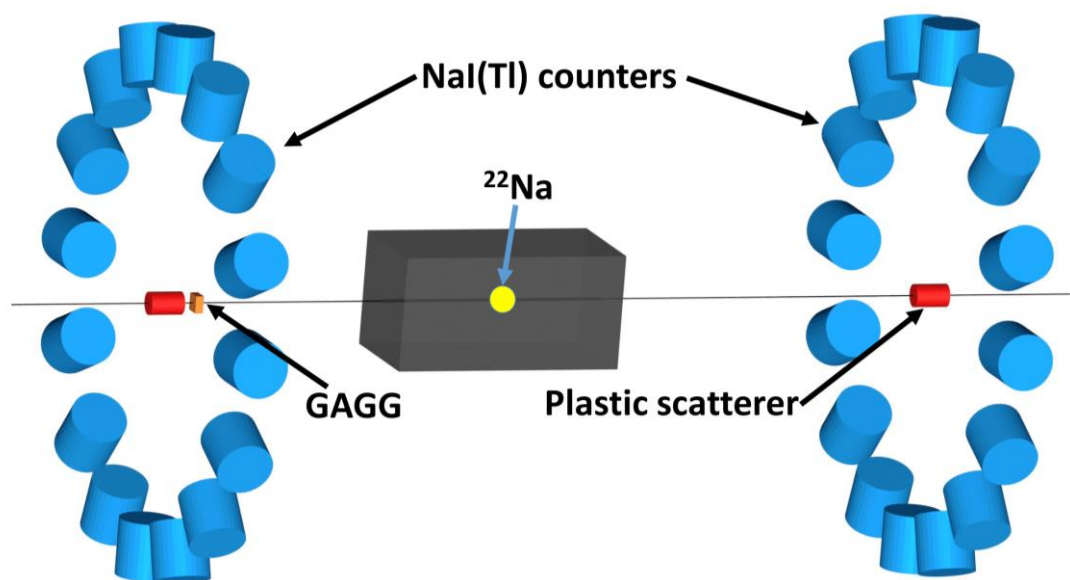


Рис. 2.3. Схема экспериментальной установки для исследования угловых корреляций комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2.3. Установка состоит из двух плеч и сколлимированного источника аннигиляционных

фотонов. Расстояние между плечами составляет ~ 70 см. В каждом плече присутствует по одному основному комптоновскому рассеивателю, показанному на схеме установки красным цилиндром. В основном рассеивателе должно произойти комптоновское рассеяние. Одной из важнейших частей установки является дополнительный промежуточный рассеиватель из сцинтиллятора GAGG(Ce) [90], на установке показанный оранжевым параллелепипедом. Он расположен на расстоянии 1 см от основного рассеивателя того же плеча. Путем регистрации совпадений с сигналами из GAGG(Ce) происходит отделение испытанных процесс декогеренции пар фотонов от запутанных. Провзаимодействовавший в основном рассеивателе фотон далее регистрируется одним из счётчиков NaI(Tl), показанных на схеме с помощью голубых цилиндров. Расстояние от основного рассеивателя до торца детектора рассеянных фотонов $l = 20$ см. Все детекторы рассеянных фотонов находятся под углом $\theta = 90^\circ$ относительно оси установки. Отметим, что максимальное значение корреляционной функции достигается при угле $\theta = 82^\circ$. Однако, угол $\theta = 90^\circ$ был выбран для обеспечения простоты конструкции установки.

В установке используется ^{22}Na источник аннигиляционных фотонов, помещённый в свинцовый коллиматор. На схеме положение источника показано жёлтым кругом. Источник в коллиматоре (на рисунке изображён темным параллелепипедом) помещён на подвижную платформу, так чтобы в дальнейшем можно было проводить эксперименты с изучением зависимости поляризационных корреляций комптоновского рассеяния от положения источника на оси установки. На этапе изучения рассеяния декогерентных пар платформа с источником находилась ближе к плечу с промежуточным рассеивателем. При такой конфигурации фотоны взаимодействуют с сцинтиллятором GAGG(Ce) левого плеча раньше, чем происходит рассеяние фотонов в основном пластмассовом рассеивателе правого плеча.

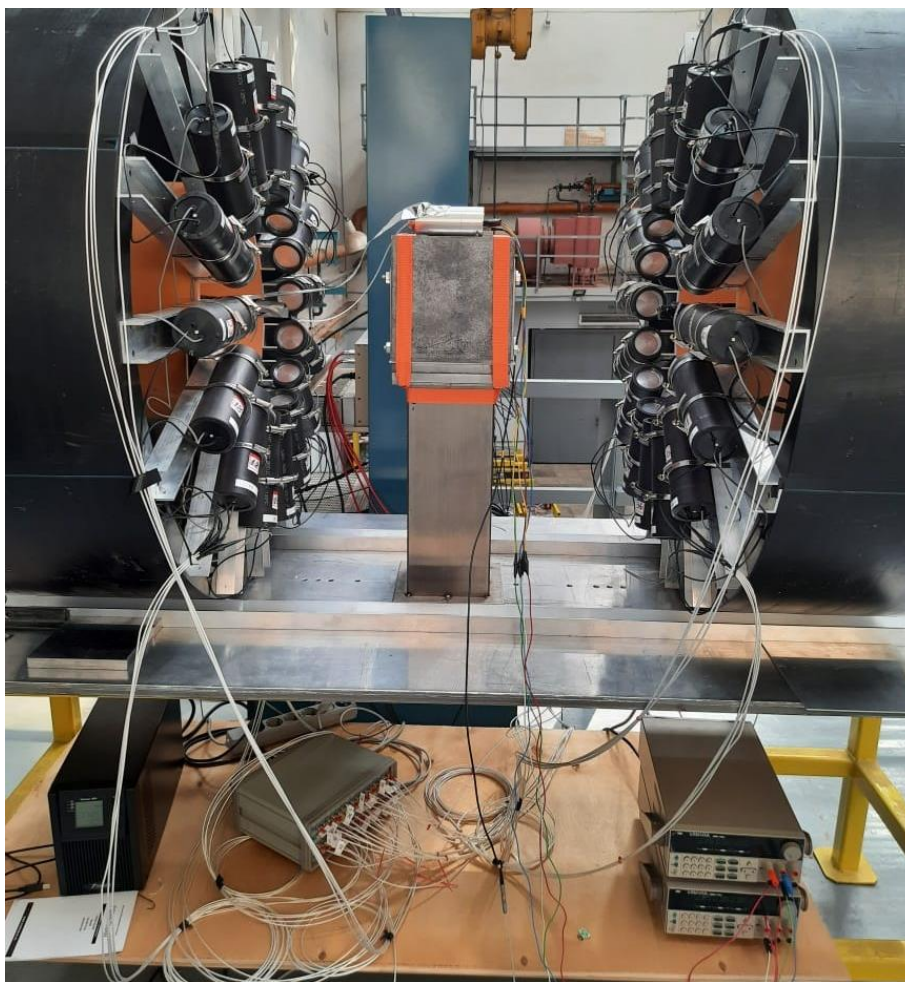


Рис. 2.4. Фотография экспериментальной установки по исследованию комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов.

На рис. 2.4 изображена фотография экспериментальной установки. Под металлическим столом на подставке расположены АЦП (слева) и источники питания (справа) матрицы кремниевых фотоумножителей и усилителей, которые производят съём сигнала с промежуточного рассеивателя. Питание ФЭУ для детекторов NaI(Tl) расположено в крейте в синей стойке, которая на фотографии расположена за источником аннигиляционных фотонов. Вся установка подключена к сети с помощью источника бесперебойного питания (на рис. 2.4 черный аппарат, расположенный слева в нижней части установки).

Сигналы с основных пластмассовых рассеивателей подаются на схему совпадений и используются в качестве внешнего триггера АЦП при записи данных. Поскольку энерговыделение аннигиляционных фотонов при

рассеянии на угол $\theta \approx 90^\circ$ равно половине массы электрона (255 кэВ), энергетический порог регистрации может быть выставлен достаточно высоким. В установке использовался порог (~ 50 кэВ) для сигналов с пластмассовых рассеивателей, что помогло значительно подавить события с низким энерговыделением. Данные события не представляют большого интереса, так как соответствуют малому углу рассеяния и не регистрируются в дальнейшем в детекторах рассеянных фотонов. Частота регистрации событий одним пластмассовым рассеивателем составляла 17 кГц. Частота триггера после схемы двойного совпадения сигналов с основных рассеивателей с пороговой энергией ~ 50 кэВ составляла ~ 240 Гц. Эта частота соответствует количеству пар аннигиляционных фотонов, испытывающих рассеяния в пластмассовых рассеивателях в секунду.

Представленная экспериментальная установка обладает рядом преимуществ перед предыдущими экспериментами по исследованию запутанности аннигиляционных фотонов:

- 1) Она позволяет одновременно исследовать комптоновское рассеяние запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов.
- 2) Использование 16 детекторов рассеянных фотонов, симметрично расположенных вокруг оси установки, что позволяет увеличить телесный угол установки и многократно увеличить скорость набора экспериментальных данных. Данный фактор особенно важен для набора событий, соответствующих комптоновскому рассеянию декогерентных пар аннигиляционных фотонов.
- 3) Статическое положение детекторов установки не требует вмешательства в процессе всего периода набора экспериментальных данных.
- 4) Азимутальная симметрия установки позволяет компенсировать всевозможные систематические ошибки, связанные с возможными неточностями в положениях элементов установки.

- 5) Большое количество детекторов рассеянных фотонов позволяет одновременно измерять азимутальные для полного диапазона углов $\phi \in (0, 2\pi]$.
- 6) Расположение NaI(Tl) счётчиков под углом 22.5° друг относительно друга позволяет измерять форму корреляционной функции для полного диапазона углов.

2.3 Источник аннигиляционных фотонов

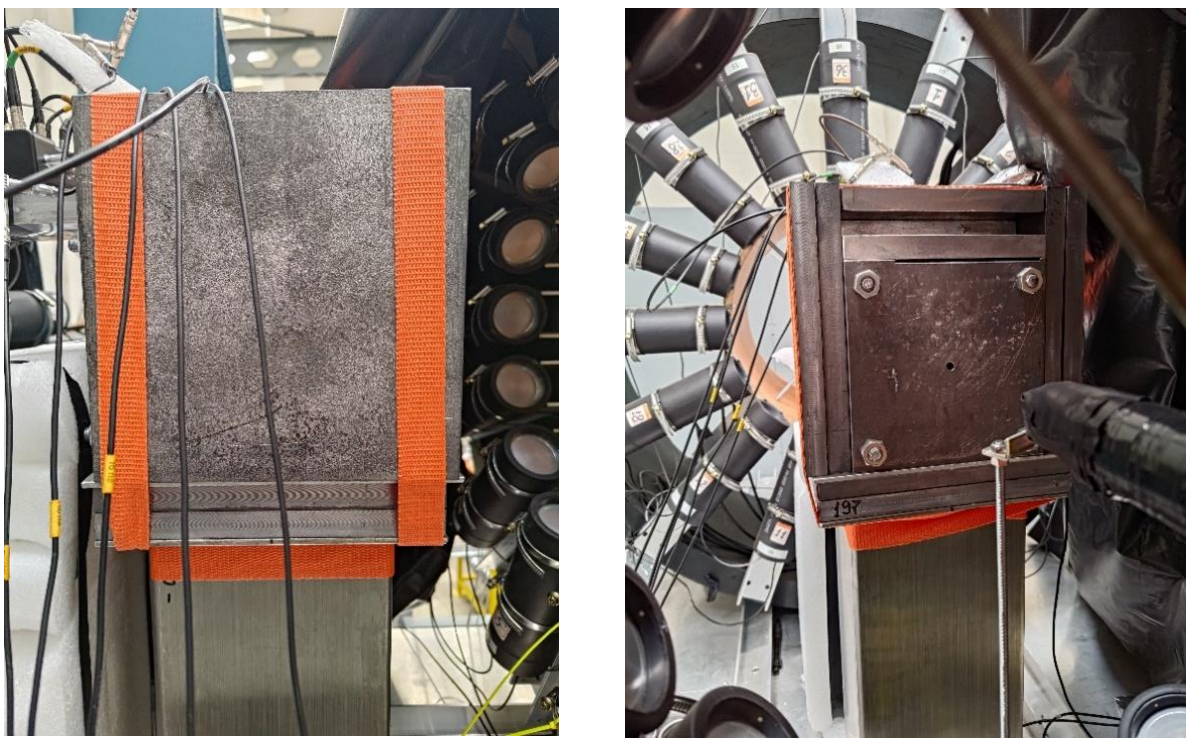


Рис. 2.5. ^{22}Na источник аннигиляционных фотонов в свинцовом коллиматоре/защите на установке

В качестве источника аннигиляционных фотонов используется реакция электрон-позитронной аннигиляции [97]. Источником позитронов выступает реакция β^+ -распада ^{22}Na (рис. 2.6):



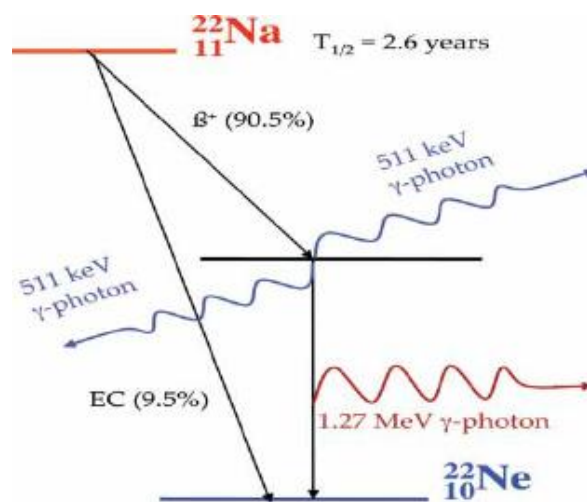


Рис. 2.6. Схема распада ^{22}Na .

На рисунке показана реакция аннигиляции родившегося позитрона с электроном среды. Также, на рисунке красным цветом показан фотон, соответствующий энергии 1275 кэВ. Как видно из рисунка, данная энергия не является линией распада ^{22}Na , а соответствует энергии излучаемого гамма-кванта при переходе ^{22}Ne в основное состояние. Время жизни возбуждённого ^{22}Ne составляет 3.7 пс. Это время значительно меньше временного разрешения детектора, поэтому на спектрах совпадений двух фотонов часто появляется и пик, соответствующий энергосумме 1275 кэВ. Однако эти события легко исключить селекцией по энергосумме.

Радиоактивный источник ^{22}Na был получен путём облучения алюминиевой пластины протонами с энергией 130 МэВ на радиоизотопной установке ускорителя ИЯИ РАН. Активность источника составляет ~ 50 МБк. Алюминиевая пластина зафиксирована перпендикулярно в полом алюминиевом цилиндре с диаметром 5 мм. Источник помещён в свинцовый коллиматор размера $20 \times 20 \times 20$ см³. Коллиматор имеет сквозное горизонтальное отверстие диаметром 5 мм, формирующее 2 пучка аннигиляционных фотонов в противоположных направлениях.

Как правило при аннигиляции электрон-позитронной пары образуются два фотона. Тем не менее, в случае образования ортопозитрония, в результате

позитрон-электронной аннигиляции может образоваться и три фотона. Однако данный процесс сильно подавлен в алюминии, так как при взаимодействии с электронами поверхности Ферми триплетное состояние конвертируется в синглетное [98]. Более того, позитроны в металлах экранируются электронами проводимости, что подавляет процесс создания позитрония. В результате, в алюминии происходит прямая позитрон-электронная аннигиляция с образованием двух фотонов.

2.4 Детекторы рассеянных фотонов

В качестве детекторов рассеянных фотонов в установке используются сцинтилляционные счётчики NaI(Tl). На рис. 2.8 показаны фотографии этих детекторов. Слева представлены компоненты детектора, состоящего из сцинтиллятора NaI(Tl) и ФЭУ Hamamatsu PMT R6231. Справа – фото детектора, помещённого в светоизолирующий корпус.

NaI(Tl) – один из наиболее популярных сцинтилляторов для исследований, благодаря его высокому световыходу и относительной дешевизне. Световыход NaI(Tl) один из наиболее высоких среди всех сцинтилляторов $l. y. = 40 \frac{\text{ф.э.}}{\text{кэВ}}$. Максимум спектра излучения NaI(Tl) составляет 415 нм и соответствует наилучшей квантовой эффективности большинства фотодетекторов. Плотность NaI(Tl) составляет $\rho \approx 3.67 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$. Сцинтиллятор в установке имеет форму цилиндра с длиной $l = 5$ см и диаметром $d = 5$ см. Этого размера достаточно для полного поглощения рассеянных в пластмассовом рассеивателе фотонов в широком диапазоне углов рассеяния $\theta \in (80^\circ, 100^\circ)$. NaI(Tl) обладает высокой прозрачностью на длине волны собственного излучения. Энергетическое разрешение используемых детекторов для гамма-линии ^{137}Cs 662 кэВ составляет $\frac{\text{FWHM}}{E} \sim 6.5\%$. Здесь Full Width at Half Maximum (FWHM) – полная ширина энергетического пика на полувысоте.



Рис. 2.8. Фотография детектора рассеянных фотонов. Слева – компоненты детектора: сцинтиллятор NaI(Tl) и ФЭУ Hamamatsu PMT R6231. Справа – сцинтилляционный детектор в сборе.

К недостаткам NaI(Tl) относится длинное время высвечивания характерное для большинства неорганических сцинтилляторов $\tau = 0.25$ мкс. Однако эксперимент не требует высокого быстродействия ввиду редкого срабатывания счётчиков. Скорость счёта в NaI(Tl) рассеянных фотонов составляет $\nu \sim 0.1$ Гц. Существенным недостатком сцинтиллятора является его гигроскопичность, из-за которой кристалл быстро деградирует при атмосферной влажности. Поэтому сам сцинтиллятор в детекторе упакован в алюминиевый контейнер с толщиной входного окна 1 мм.

Сигнал с сцинтиллятора считывается ФЭУ PMT R6231 [99] производства компании Hamamatsu. Указанный ФЭУ имеет бищелочной катод (Sb-Rb-Cs), благодаря которому квантовая эффективность ФЭУ максимальна для длины волны, излучаемой NaI(Tl). Спектральная чувствительность R6231 [300,650] нм имеет максимум при длине волны ~ 400 нм. Максимальная квантовая эффективность $QE_{R6231} = 28\%$. Рабочее напряжение фотодетектора составляет ~ 1 кВ. Коэффициент усиления ФЭУ $2.7 \cdot 10^5$. Используемый ФЭУ обладает низким темновым током. Диаметр корпуса $d =$

51 мм, диаметр фотокатода $d = 46$ мм. Временные параметры ФЭУ: время отклика $\tau_{response} = 8.5$ нс, время релаксации $\tau_{transit} = 48$ нс – значительно меньше времени высвечивания сцинтиллятора NaI(Tl) и практически не сказываются на временном разрешении детектора.

2.5 Основной пластмассовый рассеиватель

Общей частью всех комптоновских поляриметров плеча является основной пластмассовый рассеиватель. На рис. 2.3 он показан красным цилиндром. В качестве рассеивателя используется сцинтилляционный пластмассовый детектор на основе полистирола. При комптоновском рассеянии аннигиляционного фотона на угол около $\theta = 90^\circ$ в среднем выделяется энергия 255 кэВ. При таком энергосделении в пластмассовом сцинтилляторе выделится ~ 2500 фотонов. Такое количество достаточно легко зарегистрировать. Органические сцинтилляторы обладают лучшим по сравнению с неорганическим временным разрешением. Это особенно важно для основных рассеивателей, которые используются для формирования триггера записи сигнала. Их более низкая, чем у неорганических сцинтилляторов, плотность увеличивает среднюю длину пробега фотона, и, соответственно, уменьшает вероятность двойного комптоновского рассеяния, которое является паразитным эффектом при изучении запутанности фотонов. Однако, низкая плотность пластмассовых сцинтилляторов приводит к более широкому диапазону углов рассеяния и вносит значительный вклад в ширину энергетического спектра фотонов, регистрируемых счётчиками NaI(Tl).

Пластмассовый сцинтиллятор имеет форму цилиндра с длиной 3 см и диаметром 2 см. В качестве фотодетектора используется ФЭУ Hamamatsu PMT R7525 [99]. Рабочее напряжение данного ФЭУ соответствует 1500 В. Коэффициент усиления ФЭУ достаточно низкий и составляет $k = 5.3 \cdot 10^5$, что требует дополнительного усиления перед регистрацией на АЦП. ФЭУ имеет спектральную чувствительность в диапазоне [300,650]нм, а время

нарастания импульса $t_{rise} = 1.3$ нс, что сравнимо с временем излучения пластмассового сцинтиллятора. Фотография рассеивателя показана на рис. 2.10.



Рис. 2.10. Фотография основного пластмассового рассеивателя.

2.6 Промежуточный рассеиватель

Как уже упоминалось ранее, основным отличием нашего эксперимента от предыдущих является возможность исследования рассеяния декогерентных аннигиляционных фотонов. Такая возможность появилась благодаря установке дополнительного детектора, обеспечивающего процесс декогеренции изначально запутанного состояния аннигиляционной пары. Этим детектором является промежуточный рассеиватель, установленный перед одним из основных рассеивателей.

Промежуточный рассеиватель должен удовлетворять следующим требованиям. Во-первых, промежуточный рассеиватель должен иметь достаточно высокую плотность, чтобы увеличить вероятность комптоновского рассеяния фотонов и, соответственно, вероятность декогеренции запутанной пары фотонов. Во-вторых, детектор должен обладать низким порогом регистрации электронов отдачи в комптоновском рассеянии, и, следовательно, высоким световыходом. В-третьих, размер промежуточного рассеивателя должен быть достаточно малым, чтобы

избежать двойного комптоновского рассеяния. В-четвёртых, для минимизации фоновых срабатываний требуется наилучшее временное разрешение детектора. Наконец, промежуточный рассеиватель должен иметь минимальную толщину пассивного слоя, чтобы избежать неконтролируемой декогеренции в этом слое.

Лучшим выбором, удовлетворяющим всем вышеуказанными требованиями, является неорганический сцинтиллятор GAGG(Ce) - Gadolinium Aluminium Gallium Garnet (Ce) ($Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$ легированный Ce) [90]. Световыход кристаллов GAGG(Ce) достигает $l. y. = 60 \frac{\text{ф.э.}}{\text{кэВ}}$, что в идеале позволяет регистрировать энергии от 1 кэВ. Для кристалла небольшого размера энергетическое разрешение на гамма-линии ^{137}Cs достигает $\frac{\sigma_E}{E} (662 \text{ кэВ}) = 4\%$. Время высвечивания GAGG(Ce) достигает $\tau_{GAGG} = 50 \text{ нс}$, что гораздо меньше, чем у других неорганических сцинтилляторов. Одним из преимуществ GAGG(Ce) является высокая плотность кристалла сцинтиллятора. Она составляет $\rho_{GAGG} \approx 6.63 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$, что в 2 раза выше плотности NaI(Tl). Важнейшей характеристикой GAGG(Ce) является его негигроскопичность. При использовании таких сцинтилляторов не требуется дополнительная гидроизоляция, приводящая к увеличению толщины пассивного слоя.

На рис. 2.11 (слева) показана фотография промежуточного рассеивателя GAGG(Ce), используемого для создания декогерентных пар фотонов. Поперечный размер сцинтиллятора равен $15 \times 15 \text{ мм}^2$, а его толщина равна 7 мм.

На рис. 2.11 (справа) показан спектр высвечиваемых GAGG(Ce) фотонов. Максимум спектра высвечивания приходится на длину волны 520 нм. Таким образом, большая часть спектра находится выше 500 нм. В указанном спектральном диапазоне обычные вакуумные ФЭУ имеют низкую

квантовую эффективность. Кроме того, ФЭУ обладают большими габаритами, несовместимыми с требованиями к промежуточному рассеивателю. В связи с этим для считывания сигнала с GAGG(Ce) используются кремниевые фотоумножители.

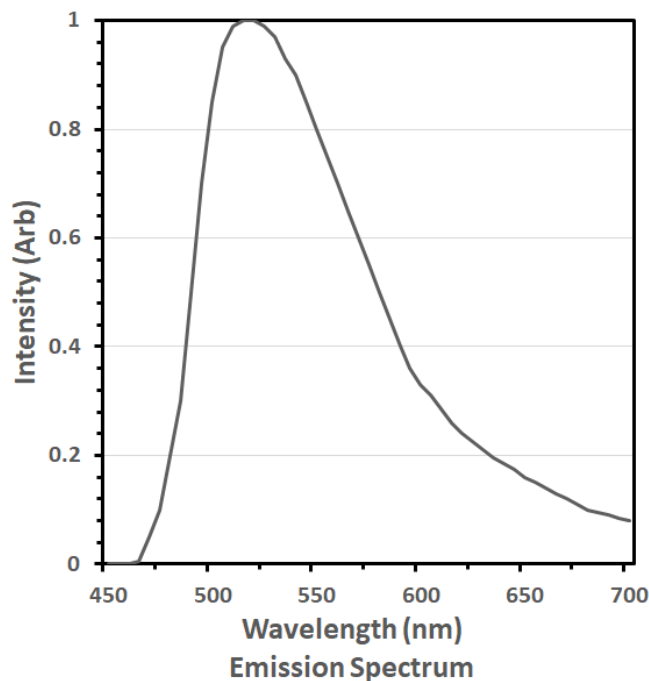
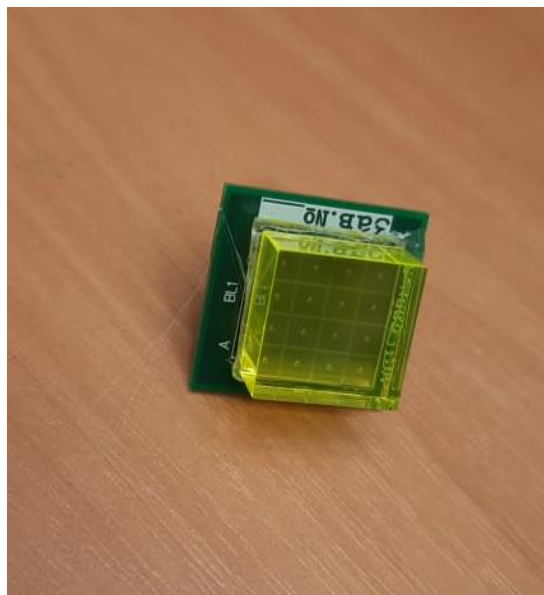


Рис. 2.11. Слева - фотография установленного на установке промежуточного рассеивателя GAGG(Ce). Справа – спектр эмиссии GAGG(Ce).

На рис. 2.12 (слева) видна SiPM матрица Hamamatsu MPPC S14161-3050HS-04 [100], имеющая оптический контакт с одним из торцов сцинтиллятора. Матрица состоит из 16 однотипных SiPM размером $3 \times 3 \text{ мм}^2$. Полная площадь матрицы $13 \times 13 \text{ мм}^2$. Напряжение пробоя U_{br} при комнатной температуре находится в промежутке от 37 до 38 В, а рекомендуемое рабочее напряжение $U_{op} = U_{br} + 2.7\text{В}$. Коэффициент усиления матрицы $\sim 2.5 \cdot 10^6$, сравнимый с коэффициентом усиления обычных ФЭУ.

Зависимость эффективности регистрации фотонов от длины поглощаемой волны для S14161-3050HS-04 (рис. 2.12, справа) имеет максимум поглощения для 450 нм. Максимальная эффективность регистрации

фотонов (PDE) для матрицы 52%. Для наиболее вероятной длины волны света $\lambda = 520$ нм, испускаемого GAGG(Ce), эффективность регистрации фотонов составляет $PDE(520 \text{ нм}) \sim 40\%$, что гораздо выше квантовой эффективности ФЭУ ($QE < 27\%$).

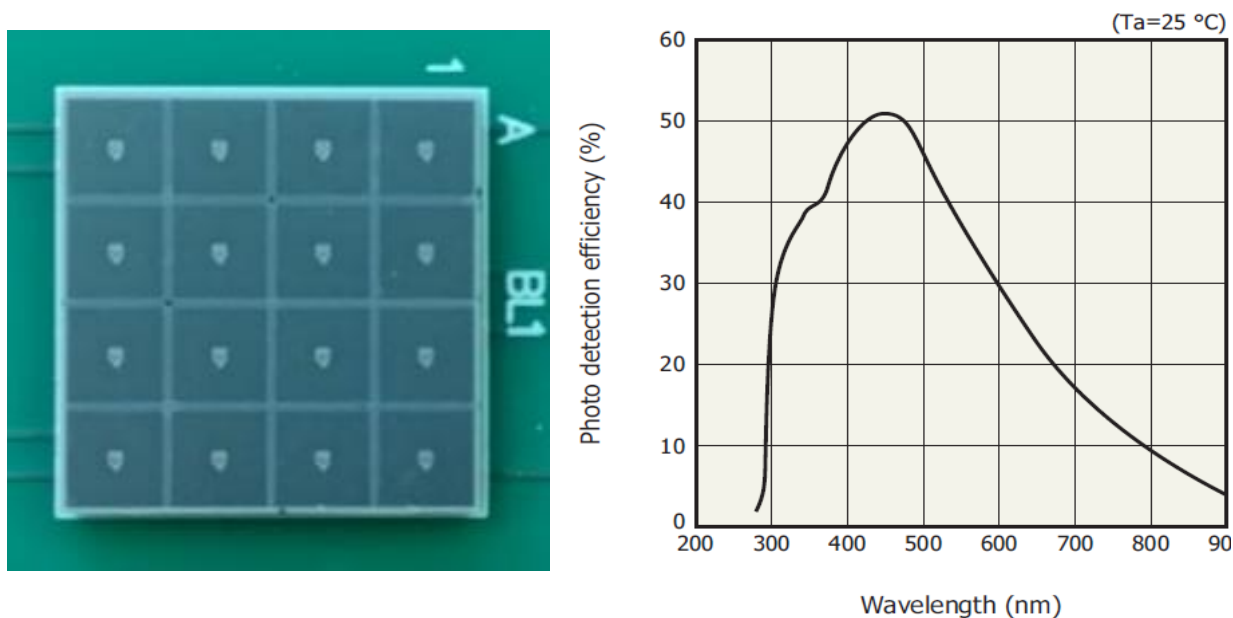


Рис. 2.12. Слева – фотодетектор SiPM матрице Hamamatsu MPPC S14161-3050HS-04, справа – её эффективность регистрации фотонов при комнатной температуре.

Как будет показано ниже, высокие световыход сцинтиллятора и эффективность регистрации фотонов SiPM позволяют регистрировать сигналы с энерговывделением ~ 1 кэВ. Однако использование SiPM в качестве фотодетектора и зарядового усилителя сигналов приводит к увеличению электронного шума, что может привести к ложной идентификации процесса декогеренции в промежуточном рассеивателе для событий с низким энерговывделением вблизи порога регистрации. Использование временных свойств сцинтиллятора GAGG(Ce), а также алгоритма фильтрации сигнала по производной позволяет отбросить ложные срабатывания.

2.7 Выводы

Была сконструирована на основе комптоновских поляриметров экспериментальная установка для исследования двойного комптоновского

рассеяния аннигиляционных фотонов в запутанном и декогерентном квантовых состояниях. Установка состоит из двух плеч, в каждом из которых присутствует 16 комптоновских поляриметров, что позволяет проводить измерения поляризационных корреляций с шагом угла $\pi/8$ между плоскостями поляризации фотонов. В установке реализован механизм создания декогерентных пар путём комптоновского рассеяния в промежуточном рассеивателе GAGG(Ce). В Главе подробно рассмотрены сцинтилляционные детекторы установки, описаны их отдельные части и приведены параметры использованных сцинтилляторов и фотодетекторов.

Глава 3. Система считывания и записи экспериментальных данных.

В данной Главе будут приведены способы записи и анализа форм сигналов, полученных на различных детекторах экспериментальной установки для исследования комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов.

Для записи данных использовался 64-х канальный амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП), для которого была разработана программа, сохраняющая формы сигналов в формате root-дерева. Данный формат имеет удовлетворительный коэффициент сжатия начальных данных, благодаря чему возможно уменьшить занимаемое место на носителе. Также, данный формат повсеместно используется для анализа экспериментов в области ядерной физики и обладает достаточно удобной средой для анализа данных.

Много внимания в Главе уделено длине кадра в первичной записи данных. На установке записываются все события, при одновременном срабатывании пластмассовых сцинтилляторов. Также велика вероятность срабатывания промежуточного рассеивателя. Именно указанные три канала имеют наибольшее влияние на размер файла. В Главе подробно описана причина, по которой для указанных каналов была записана неполная форма сигналов без потери точности в энергетическом разрешении. Большое внимание на данном этапе было уделено анализу сигналов с промежуточного рассеивателя, что позволило понизить порог регистрации декогерентных пар в GAGG(Ce) до ~ 1 кэВ.

В данной Главе будет приведен первый этап анализа данных. На первом этапе из форм сигналов вычислялись основные параметры сигнала, необходимые для надёжного анализа, такие как заряд, амплитуда, время сигнала, базовая линия и др. Основные параметры сигнала записывались в root-дерево для дальнейшего анализа.

3.1 Параметры используемого АЦП

Система считывания экспериментальных данных установки базируется на 64-канальном амплитудно-цифровом преобразователе (АЦП) ADC64 производства компании AFI Electronics, Дубна, Россия [101,102] Данный АЦП имеет разрядность 12 бит (4096 точек) и считывает сигналы с частотой оцифровки 62.5 МГц. Таким образом, шаг оцифровки АЦП составляет $t_{ADC} = 16$ нс. Максимальная ширина кадра для записи формы сигнала составляет 2048 отсчетов АЦП, т.е. ширина окна $T_{ADC} \approx 33 \mu s$. Ширины окна АЦП достаточно, чтобы полностью оцифровать отклик всех детекторов установки, в частности, длинные сигналы сцинтилляторов NaI(Tl).

Одним из наиболее важных параметров сигнала является базовая линия (или нулевой уровень) – уровень сигнала АЦП до срабатывания детектора. Она вычисляется как среднее значение точек пологого участка временной шкалы АЦП до начала физического сигнала. Максимальная амплитуда регистрируемого сигнала составляет 1 В. При амплитуде сигнала более 1 В АЦП обрезает уровень сигнала до максимального значения.

Используемый АЦП может работать как в режиме самозапуска, так и от внешнего триггера. 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 в активных каналах. Параметры задержки (Latency) и размера сигнала (Size) позволяют оптимально выбрать окно записи и задержку так, чтобы в окне помещалась вся форма сигнала, а базовая линия определялась с достаточной точностью. Кроме того, в ADC64 для каждого канала присутствует возможность настраивать индивидуальный параметр Zero Suppression (ZS). Этот пороговый параметр позволяет не записывать кадр канала в событии, если его амплитуда меньше указанного значения ZS.

Фото модуля АЦП ADC64 представлена на рис.3.1.



Рис. 3.1. Фотография 64-х канального АЦП ADC64.

3.2 Выбор оптимального формата записи сигналов

Для записи данных в эксперименте задействовано 35 из 64 каналов. Первые тридцать два канала считывают сигналы с сцинтилляционных детекторов NaI(Tl), два канала (33 и 34) считывают данные с основных комптоновских рассеивателей, на канал 35 поступают сигналы с промежуточного рассеивателя GAGG(Ce), использующего в качестве фотодетектора матрицу из кремниевых фотоумножителей (SiPM). Сигналы, соответствующие различным детекторам, обладают отличающимися временными параметрами. Так сигналы с пластмассовых сцинтилляторов основных комптоновских рассеивателей значительно быстрее сигналов с промежуточного GAGG(Ce) рассеивателя и детекторов NaI(Tl). Используемые в эксперименте зарядово-чувствительные усилители значительно искажают отрицательный быстрый сигнал, вследствие чего образуется паразитный сигнал обратной полярности, сопровождаемый длительным отрицательным выбросом, показанным на рис. 3.2. Особенно сильно данный эффект наблюдается для коротких сигналов с большой амплитудой, что может

привести к искажению базовой линии и некорректному определению амплитуды полезного сигнала. В процессе эксплуатации АЦП также была найдена другая проблема с базовой линией: алгоритм выставления базовой линии в кадре не позволял опустить ее уровень для надёжной регистрации обратных выбросов больших амплитуд, что приводит к обрезанию положительного сигнала и ухудшению динамического диапазона АЦП.

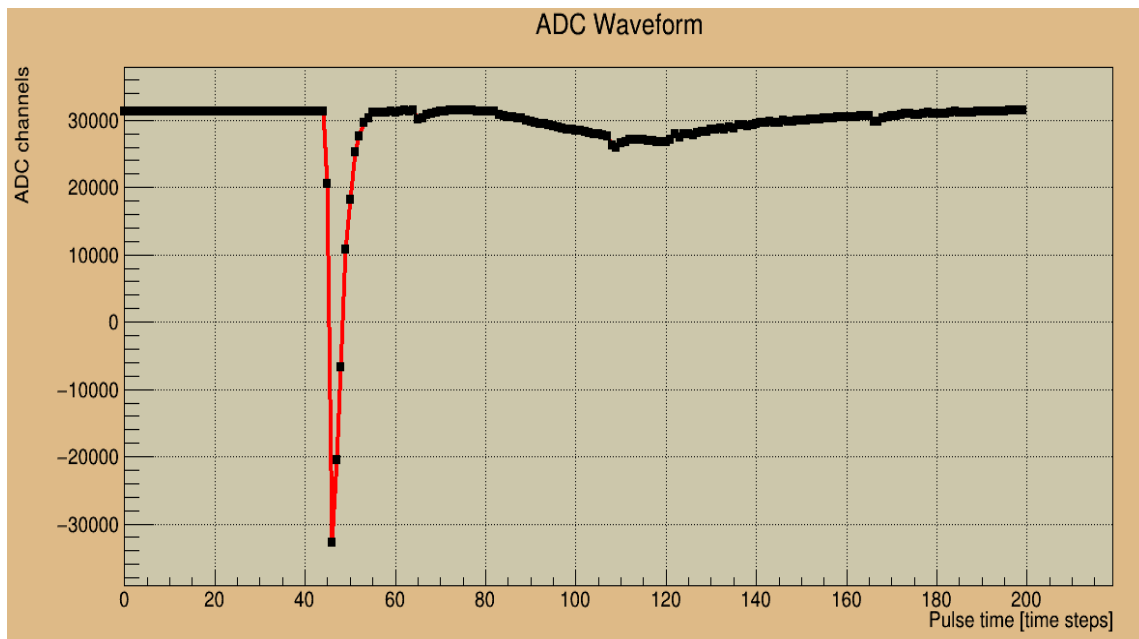


Рис. 3.2. Форма сигнала с основного рассеивателя.

В эксперименте АЦП работает в режиме запуска от внешнего триггера. Как уже упоминалось выше, в качестве триггера используется условие одновременного срабатывания основных рассеивателей (33-й и 34-й каналы). Очевидно, что с таким триггером информация о сигналах с основных рассеивателей присутствует в каждом записанном событии. При записи полного кадра сигналов основных рассеивателей может возникнуть ряд проблем. Во-первых, размер записи одного сигнала составит около 3 Кбайт или порядка 100 Кбайт на одно событие с 35 сигналами. Такой объем данных может существенно снизить частоту записи событий, так как размер пакетов ограничен максимальной скоростью передачи сигналов по Ethernet-кабелю. Во-вторых, запись полной ширины кадра приводит к значительному

увеличению занимаемой сигналом памяти на жестком диске. Согласно измерениям, вероятность трехкратного совпадения (сигнал присутствует в двух основных рассеивателях и одном из детекторов NaI(Tl)) в 25 раз меньше, чем двухкратного. Поэтому основную часть данных составляют сигналы основных рассеивателей. Выходит, что размер записанного файла данных практически линейно зависит от ширины записываемого кадра основного рассеивателя.

В тестовых сеансах обнаружилось, что за сутки должно набираться ~100 Гб сырых данных. Такой объём данных вызвал бы ряд серьёзных затруднений в работе с ними, их хранении, анализе и значительно бы снизил возможность контроля качества событий. Согласно изложенным аргументам, целесообразно уменьшить ширину записи кадра до возможно минимального значения. Таким образом, выбор оптимальной ширины кадра записи является первостепенной задачей сбора экспериментальных данных.

Приведённые выше рассуждения приводят к выводу, что запись всего кадра излишня. Ограничение записи узким окном в 75 отсчётов АЦП позволит избежать всех описанных проблем, сохранить линейность между энерговыделением и амплитудой сигнала, а также энергетическое разрешение. На рис. 3.3 изображена форма сигнала с пластмассового сцинтиллятора, записываемая в эксперименте. На АЦП была выбрана задержка сигнала в 50 отсчётов, чтобы первые 40 точек использовать для точного определения базовой линии. Довольно широкий диапазон определения базовой линии взят из-за присутствия шумов, которые могут внести значительную неопределённость при вычислении нулевого уровня. При использовании большой задержки исследуемый интервал можно развить на несколько подинтервалов, а в качестве нулевого уровня взять значение, соответствующее интервалу с наименьшим среднеквадратичным отклонением от среднего.

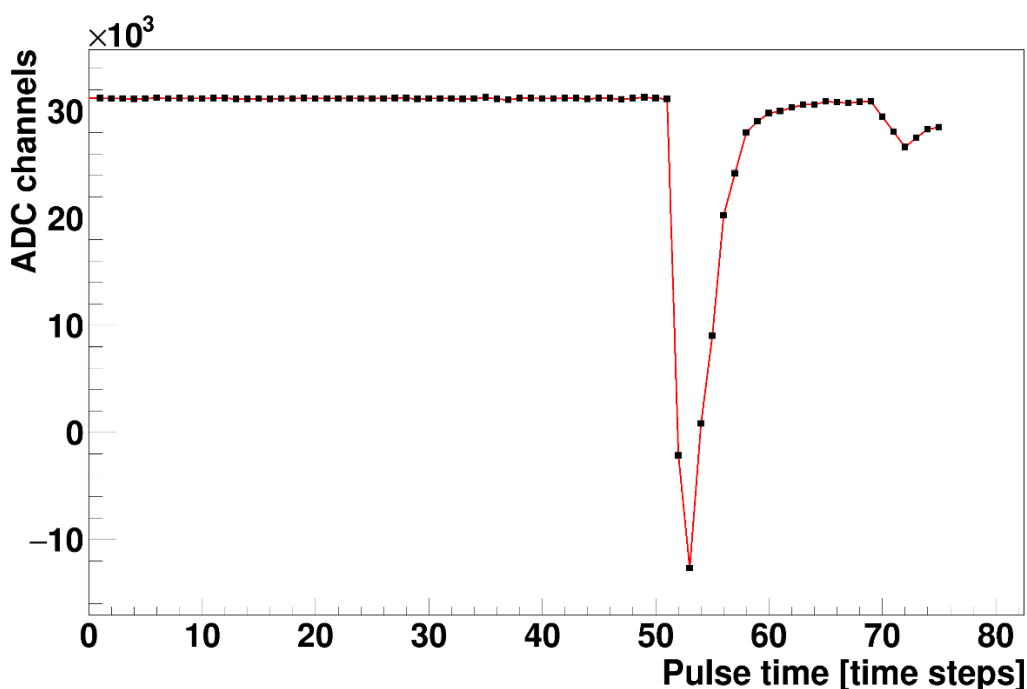


Рис. 3.3. Урезанный кадр сигнала основного рассеивателя.

Ширина сигнала с детектора NaI(Tl) больше, чем ширина урезанного кадра сигналов основных рассеивателей. Сигналы с детекторов рассеянных фотонов не имеют обратного выброса, так как сигналы идут на АЦП непосредственно с ФЭУ. К тому же, сигналы с сцинтилляторов NaI(Tl) сравнительно редки ввиду низкой вероятности регистрации рассеянных событий. Поэтому запись всего сигнала не оказывает негативного влияния на скорость записи и объем хранимых данных. Запись полной формы сигнала важен для получения хорошего энергетического разрешения NaI(Tl) детекторов и идентификации различных типов событий. На рис. 3.4 показана типичная форма сигнала с детектора NaI(Tl). В данном случае ширина кадра составляет 350 отсчётов АЦП или около ~5 мкс. Нас интересует диапазон энерговыделений в NaI(Tl) 100 кэВ – 350 кэВ. Поэтому порог ZS был выставлен достаточно высоко и в каналах не наблюдалось шумов электроники и случайных совпадений с низкой энергией. Также, как и в случае с основными рассеивателями, на АЦП была выбрана задержка сигнала в 50 отсчётов для надёжного определения базовой линии по первым сорока точкам.

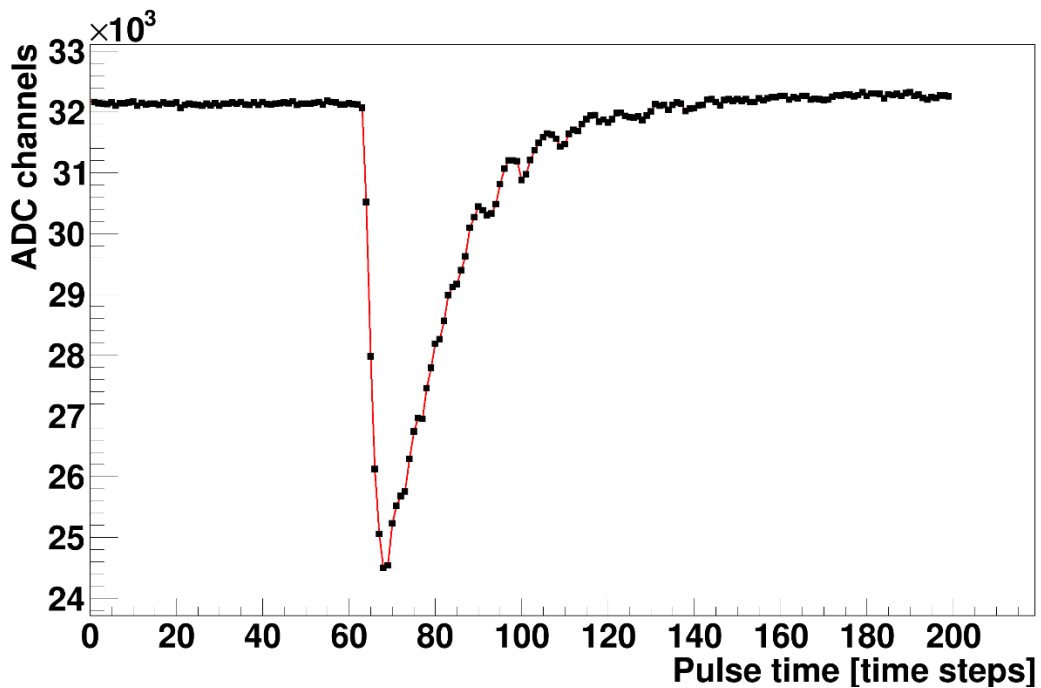


Рис. 3.4. Форма сигнала снимаемого с фотодетектора NaI(Tl).

Особое внимание было уделено записи данных с промежуточного рассеивателя GAGG(Ce). События с малым энерговыделением в GAGG(Ce) соответствуют декогерентным событиям с минимально отличимой кинематикой от запутанных фотонов. Поэтому энергетический порог регистрации сигналов в канале, соответствующем промежуточному рассеивателю (канал 35), был выставлен минимальным и равным ~ 1 кэВ. Вследствие малости порога, с 35 канала записывались случайные шумы SiPM матрицы и электронные шумы используемого зарядочувствительного усилителя. Хорошие временные характеристики сцинтиллятора GAGG(Ce), а именно, его короткое время высвечивания, позволяют выставить узкий кадр записи сигнала с канала 35. На рис. 3.5 показана форма сигнала с промежуточного рассеивателя с окном в 200 отсчётов. Выставленная задержка сигнала равна 50 отсчётов. Поскольку сигнал с SiPM матрицы GAGG(Ce) детектора дополнительно усиливается зарядочувствительным усилителем, данный сигнал имеет положительный выброс, который не влияет на амплитуду или заряд основного (отрицательного) сигнала. Поэтому в

эксперименте сигнал с GAGG(Ce) можно записывать в короткий кадр, равный 120 отсчётам.

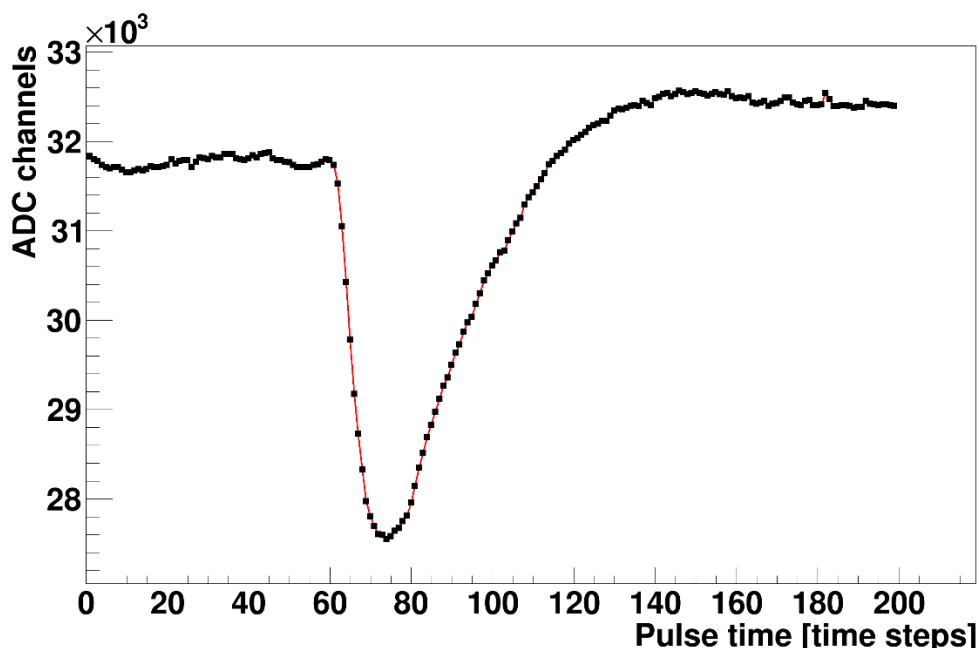


Рис. 3.5. Форма сигнала промежуточного рассеивателя GAGG(Ce).

3.3 Типы файлов записываемых сырых данных

В стандартном пакете программ АЦП присутствуют два основных исполняемых файла: `afi-adc64` и `afi-adc64-system`. Первая программа служит для онлайн просмотра форм сигнала и настройки параметров записи кадра. Запись данных в бинарный файл происходит в программе `afi-adc64-system`. Для оптимизации записываемого файла размеры кадров записи различных детекторов должны отличаться. При начале работы с АЦП выяснилось, что стандартная программа `afi-adc64` [101] позволяет выставить только определенное глобальное окно (кадр) записи сразу для всех каналов. Программа `afi-adc64` [103] позволяет поканальную настройку только значений порога записи и ZS. Исходный код программы написан языке C++, а графический интерфейс написан при использовании программного пакета Qt5 и программы работы с графическим интерфейсом QtCreator, которая позволяет графически редактировать файлы *.ui. Этот код программы записывает всю информацию о канале, включая желаемый размер кадра, в

конфигурационный файл для каждого канала отдельно. Таким образом, необходимо добавить возможность изменения ширины кадра для каждого канала в коде программы afi-adc64. На рис. 3.6 представлен изменённый интерфейс программы для работы с ADC64. Правый столбец «Size to write» отвечает за выставление ширины кадров в соответствующих каналах. Числа в верхней строчке позволяют менять глобальные значения параметров сразу для всех каналов.

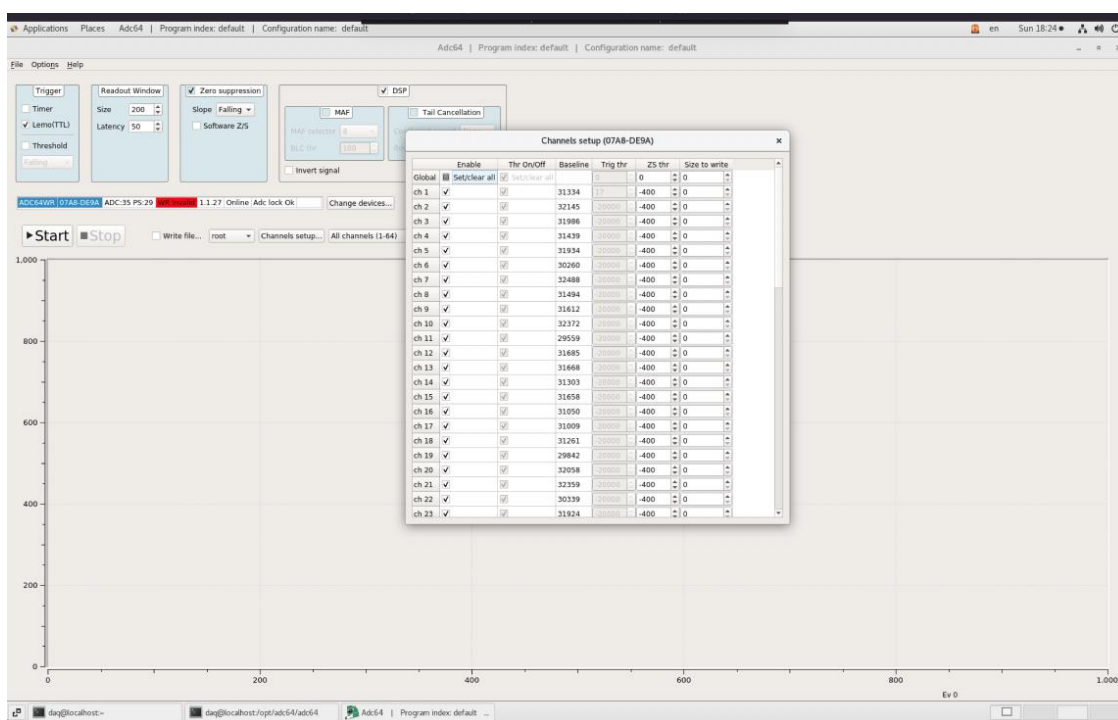


Рис. 3.6. Измененный графический интерфейс программы для работы с ADC64.

В программе afi-adc64-system также был реализован другой вариант выставления различных значений ширины кадров. Однако при изменении параметра кадра необходима перекомпиляция программы, что менее удобно.

Помимо наглядного онлайн просмотра форм сигналов в afi-adc64 реализована возможность записи данных в формате txt. При закрытии сессии afi-adc64 записывается конфигурационный файл, в котором сохраняются параметрами записи каналов. При открытии afi-adc64-system считываются значения из сохранённого конфигурационного файл. В данной программе осуществляется запись данных в бинарный файл *.data. Бинарный файл

предпочтителен перед обычным текстовым, так как занимает меньший объём памяти без дополнительного сжатия. Однако доступ к сигналам, записанным в *.data файле неудобен. Поэтому была реализована возможность записывать файлы в формате root-дерева [102]. Для root-файлов уже написан готовый интерфейс для научного анализа, удобного построения графиков и гистограмм. Такой инструмент упрощает контроль качества набора данных QA (Quality Assessment) и их анализ.

Для записи данных в формате деревьев необходимо подключить в проект библиотеки ROOT [102]. Сам проект линкуется с помощью cmake, считывающего конфигурационный файл проекта, куда были внесены дополнения. Для записи данных был разработан класс ChannelEntry, написанный на языке C++. Для каждого канала записываются размер кадра и данные формы сигнала в каждом событии. Форма сигнала записывается в массив wf[wf_size], где wf_size – размер кадра. wf_size имеет тип данных Int_t (внутренний аналог int16_t, требование ROOT для типа размера записываемого массива). Массив wf имеет тип Short_t (int8_t), чтобы минимизировать размер записываемых файлов. Также, в root-дерево записывается время события в секундах. В качестве времени берётся системное время компьютера. Запись времени реализована с целью оффлайн мониторинга скорости счёта. Данный параметр важен для определения интервалов набора данных, в которых не шла запись, возникали сетевые наводки или увеличивался шум по другим причинам.

Изначально запись данных в root-дерево была реализована в программе afi-adc64-system путём замещения записи в бинарный файл. Так как afi-adc64-system и afi-adc64 получают доступ к одному и тому же устройству АЦП с правами управления, то эти программы не могут работать одновременно. Так как в afi-adc64-system нет возможности увидеть записываемые формы сигналов, то с целью улучшения контроля качества записываемых данных была разработана система записи из программы afi-adc64. Запись данных

происходит в отдельном потоке программы. С этой целью был разработан класс с интерфейсом взаимодействия с конфигурационным файлом ADC64, содержащий в себе всю текущую информацию о правилах записи кадров, а также текущий кадр. Файл содержит в себе вектор с информацией о каналах АЦП. Элементы вектора содержат серийный номер АЦП, его ID, массив с метками включённых каналов. При изменении конфигурации и параметров записи каналов изменяется информация в классе и происходит запись элемента в дерево. Логика записи данных позволяет записывать разное количество АЦП. При этом отключенные каналы работающих АЦП или отключенных АЦП не будут создавать лишние ветки root-дерева.

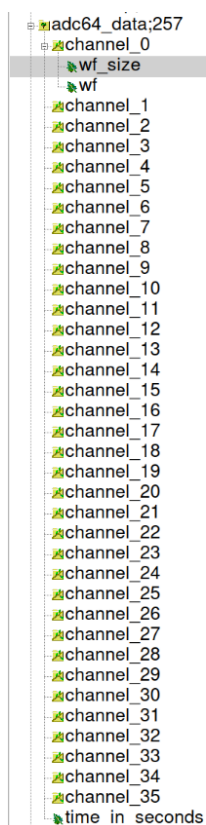


Рис. 3.7. Пример структуры первичного дерева, содержащего кадры с формами сигналов с детекторов.

В пакете разработчиков за запись данных в текстовом формате отвечал класс EventWriter. При реализации альтернативного способа записи было принято расширить функции программы и добавить возможность выбора формы записи. Для этого класс EventWriter был сделан общим родительским,

а от него наследовались дочерние классы, отвечающие за запись в разном формате. При такой логике записи удобно в любой момент реализовать другой пользовательский способ записи кадров. Так на рис. 3.6 виден выпадающий список, в котором представлена возможность выбирать требуемое расширение файла записи. Структура файла записи (root-дерево) показана на рис. 3.7 на примере эксперимента с 36 каналами.

Изменённая программа записи способна одновременно записывать несколько АЦП в один файл, в то время как версия разработчика позволяет записывать информацию с АЦП лишь в соответствующий ему отдельный файл.

Разработанная система записи данных представляет интерес и для других экспериментов, запись данных на которых осуществляется с помощью ADC64. В ней уже реализованы методы вычисления наиболее важных физических параметров сигнала, таких как заряд, время прихода сигнала и амплитуда.

3.4 Редуцирование сырых данных

Первичная обработка исходных данных заключалась в получении максимально полной информации о сигнале без сохранения записи его формы. Этот подход позволяет уменьшить объем файла данных более, чем на порядок, что упрощает дальнейший анализ экспериментальных данных и контроль их качества. Ниже будет подробно описана указанная процедура.

На первом этапе редукации исходных данных из формы сигнала были получены амплитудные и временные характеристики, а также другие параметры, необходимые для дальнейшего отбора событий. Для каждого сигнала сохранялись амплитуда и суммарный заряд, равный площади сигнала. Также, сохранялось положение вычисленного нулевого уровня сигнала и его стандартное отклонение от среднего. Последние два параметра позволяют отбросить сигналы с наклонной базовой линией. Такие искажения базовой

линии могут возникать при внешнем низкочастотном шуме, из-за наводки от сети или в случае, если новый сигнал пришёл до того, как успел восстановиться уровень базовой линии.

При редукации сырых данных необходимо сохранить максимум информации о форме сигнала с промежуточного GAGG(Ce) рассеивателя, который является ключевым детектором, разделяющим физические события на два типа с запутанными и декогерентными фотонами. Наличие в GAGG(Ce) даже минимального сигнала указывает на процесс декогеренции. Поэтому чрезвычайно важно идентифицировать истинное энерговыделение рассеянного фотона и подавить случайные срабатывания детектора от всевозможных шумов. Таким образом, необходимо иметь дополнительный набор параметров, с помощью которого можно отобрать истинные сигналы в случае, если их амплитуда сравнима с амплитудой шума. Основными факторами, вносящими вклад в шум в 35 канале, соответствующему GAGG(Ce) детектору, являются тепловой шум SiPM матрицы и электронный шум усилителя сигналов. Истинные сигналы можно отличить от шумов по большим значениям производной формы сигнала.

С этой целью была проведена процедура сглаживания (сплайна) формы сигнала, которая важна для правильного определения амплитуды сигнала и вычисления производной. К тому же, она помогает уменьшить влияние высокочастотных шумов и наводок на сигнал. Чтобы избавиться от подобных недостатков приходится брать широкое окно для сглаживания (проводится 2-хшаговый сплайн с окном ± 4 точки). Пример начального и сглаженного сигналов представлен на рис. 3.8 красным и синим цветами, соответственно. Сглаживание подавляет высокочастотные структуры, уменьшает их амплитуду и предотвращает возможное неверное определение амплитуды и времени сигнала. Производная считается по сглаженной форме сигнала.

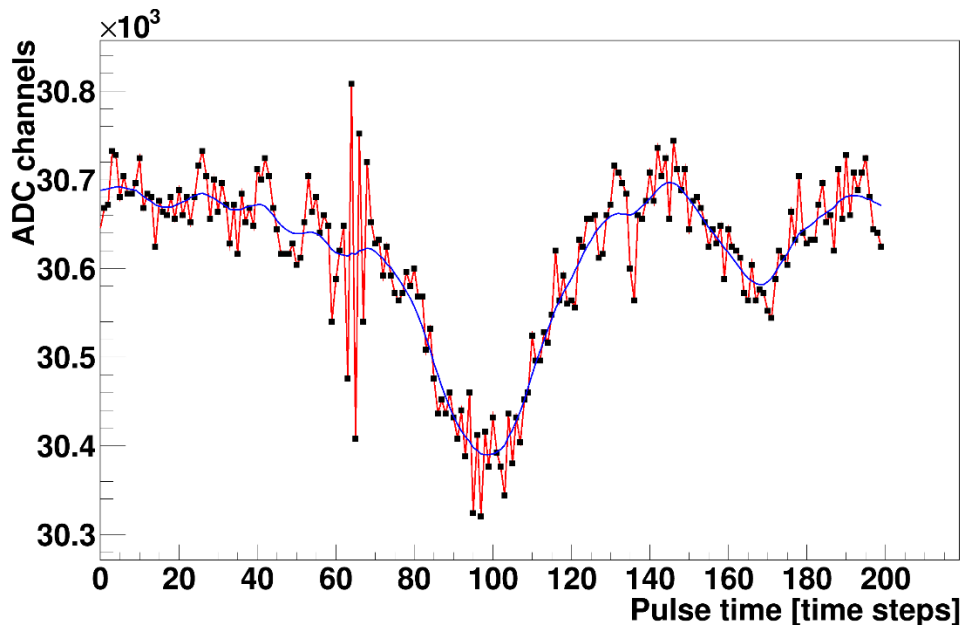


Рис. 3.8. Изначальная форма сигнала (красная линия) и сглаженная форма (синяя линия) для сигнала с низким энерговыделением в промежуточном рассеивателе.

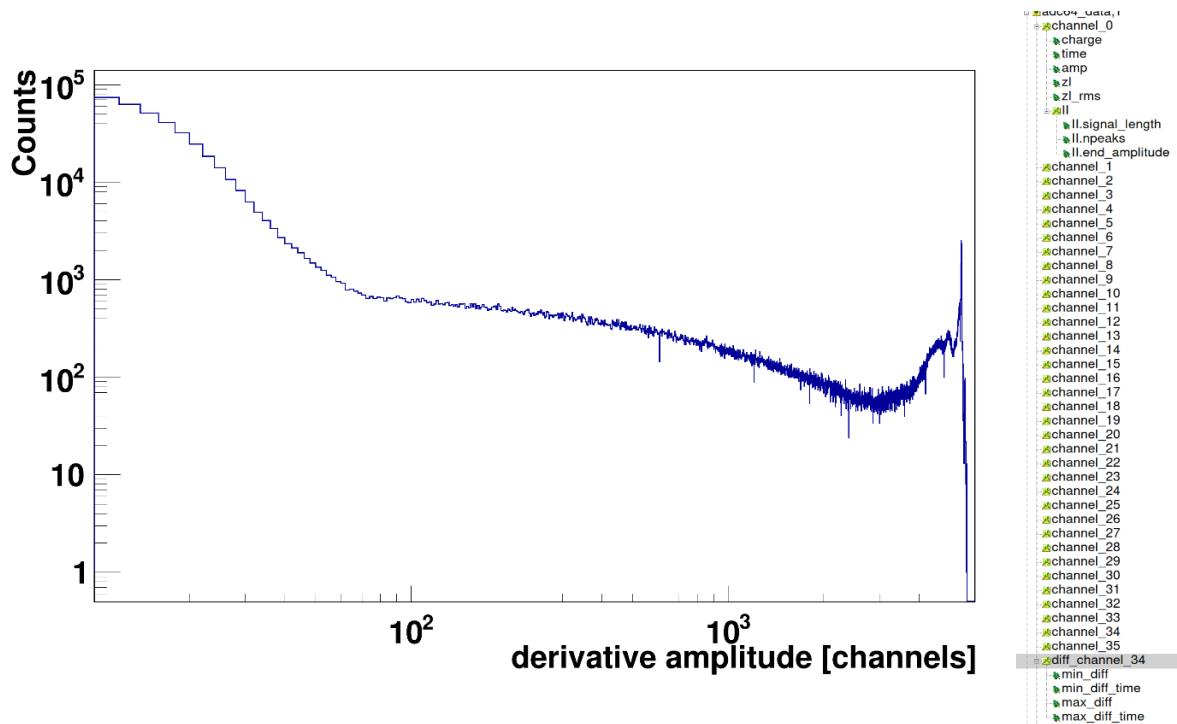


Рис. 3.9. Слева – спектр экстремумов производной от сигналов с промежуточного рассеивателя, справа – структура редуцированных данных.

На рис. 3.9 (слева) показан спектр экстремумов производной в логарифмической шкале. В таком масштабе наглядно виден левый хвост

спектра, который соответствует экстремумам производных шумовых сигналов. Отбирая события со значением производной, превышающей 50 каналов, удаётся избавиться от шумовых сигналов малой амплитуды и опустить порог регистрации событий с энерговыделением в промежуточном рассеивателе до 1 кэВ.

Кроме амплитудных характеристик из формы сигнала извлекаются и временные параметры. Обычно за время сигнала принимают время начала или время максимума сигнала. В этих случаях основным ограничивающим временное разрешение детекторов фактором является частота оцифровки АЦП (1 отсчёт в 16 нс). Для примера, на рис. 3.10 показан спектр разницы времён максимума сигналов основных рассеивателей. Большая часть событий в спектре лежит в центральном бине гистограммы, соответствующем ширине 16 нс, а полный разброс времен достигает 70 нс.

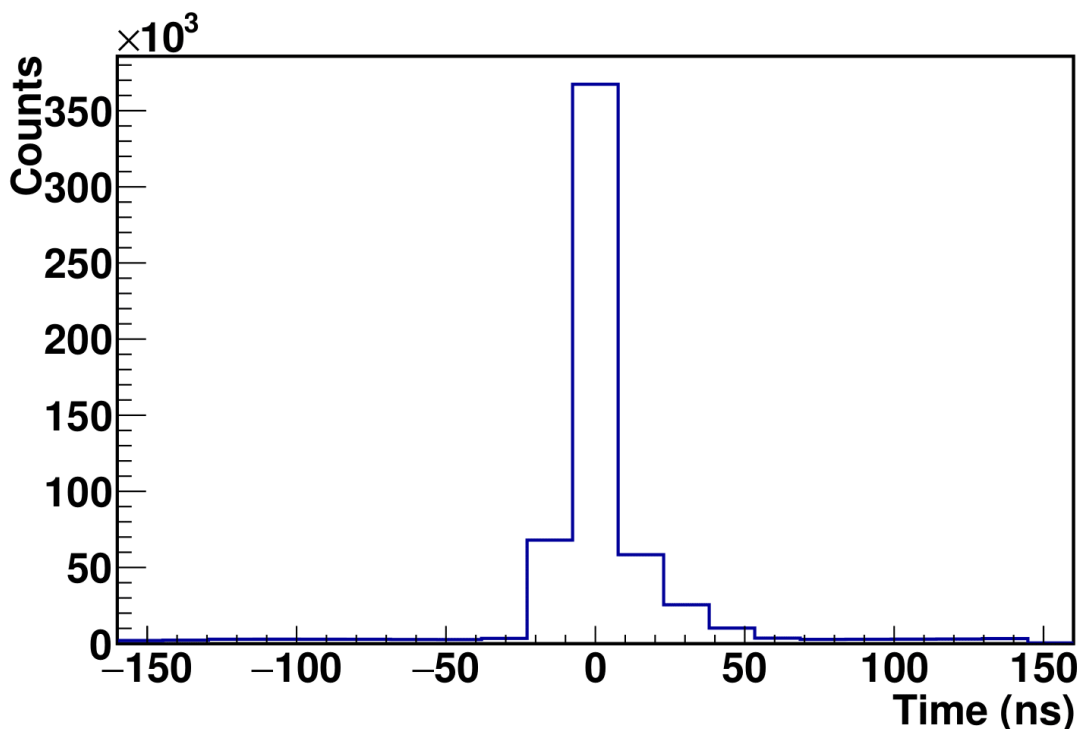


Рис. 3.10. Спектр разницы времен между сигналами основных рассеивателей. Время определяется по положению максимума сигнала.

С целью улучшения временного разрешения был разработан метод определения времени с использованием всех точек оцифрованной формы

сигнала. В этом случае за время сигнала принимается среднее время импульса, определяемое следующим образом:

$$\langle t_{pulse} \rangle = \frac{\sum_{A_i > \frac{A_{Max}}{10}} A_i \cdot t_i}{\sum_{A_i > \frac{A_{Max}}{10}} A_i}, \quad (3.2)$$

где A_i – амплитуда i -ой точки, t_i – номер i -ого отсчёта АЦП. Суммирование происходит по всем точкам, амплитуда которых превышает 10% от максимальной амплитуды сигнала A_{Max} . На рис. 3.11 изображён спектр разницы времён между сигналами основных рассеивателей, определенных описанным выше способом. Аппроксимация центрального пика гистограммы распределением Гаусса дает временное разрешение $\sigma \approx 1$ нс. Этот результат на порядок превосходит временное разрешение, получаемое первыми методами.

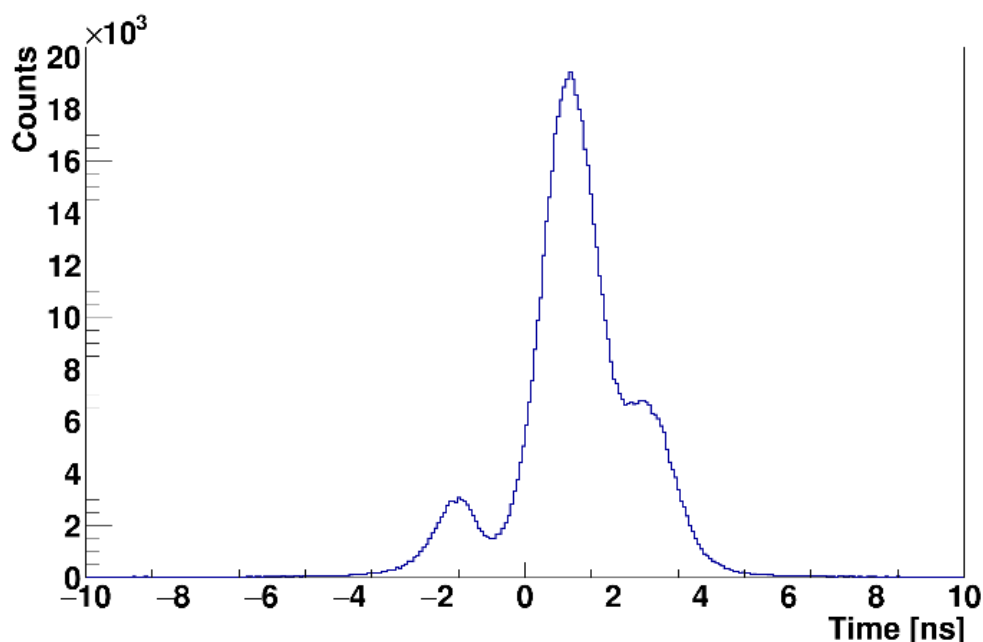


Рис. 3.11. Спектр разницы времен между сигналами основных рассеивателей. Время срабатывания рассеивателя определяется, как среднее время сигнала согласно (3.2).

Как видно из рис. 3.11, рядом с центральным пиком в гистограмме присутствуют два дополнительных пика, которые находятся на одинаковом расстоянии $\Delta t \approx 2,5$ нс от центрального. Их присутствие можно объяснить

дискретностью записи формы сигналов с шагом $t_{ADC} = 16$ нс . Для определения времени сигнала методом среднего используется $N \sim 25$ точек. Элементарная оценка возможного расстояния между пиками даёт $\Delta t_{\text{оценка}} = \frac{t_{ADC}}{\sqrt{N}} \approx 3$ нс – значение близкое к определённому из гистограммы на рис. 3.11.

Следует отметить и негативную сторону данного метода. При использовании большого количества точек для определения сигнала любые аномалии в поведении базовой линии приводят к сильному смещению среднего времени относительно пика. В частности, искажение базовой линии может привести к изменению количества точек, используемых для определения среднего времени, которое может сильно отличаться от нормы.

Метод определения времени сигнала из его формы был рассмотрен для основных рассеивателей. Точно такой же подход использовался и для остальных детекторов экспериментальной установки с учетом длительности и ширины кадров записи соответствующих сигналов, которые обсуждались выше.

После получения амплитудной и временной информации о сигнале из его формы, параметры сигнала записываются в файл с root-деревом без сохранения оцифрованной формы. Структура такого файла с редуцированными данными представлена на рис. 3.9 (справа). Для записи в root-дерево был написан пользовательский класс. Внешними переменными класса являются энергия (заряд, charge), амплитуда (amp), положение базовой линии (zl) и стандартное отклонение базовой линии (zl_rms), время сигнала (time). Информация об амплитуде сохраняется только для событий с сигналами, не выше/ниже уровня насыщения ADC64. Также в класс добавлена структура “Integral Info” (II), которая помогает улучшить отбор событий в случае, если в наборе данных форма сигнала частично вышла за пределы записываемого кадра. В структуре записаны ширины окна интегрирования для каждого канала (signal_length) и амплитуда последней точки интегрирования

(end_amplitude). Для стандартных сигналов эти параметры мало меняются. Ширина интегрирования почти постоянна, а конечная амплитуда должна слабо отличаться от базовой линии z_l . Также в структуре присутствует параметр `preaks`, который показывает количество пиков на форме сигнала, чтобы идентифицировать случайные наложения двух и более сигналов. Запись указанных величин реализована для всех анализируемых каналов установки (`channel_0` – `channel_35`). Отдельно записываются параметры производной сигнала с промежуточного рассеивателя (ветка `diff_channel_34`). Наиболее важными параметрами являются `min_diff` – экстремум производной, спектр которой и представлен на рис. 3.9 (слева) и `min_diff_time` – время сигнала, соответствующее `min_diff`.

3.5 Выводы

Была создана система сбора экспериментальных данных и реализована запись данных с быстрого АЦП с переменным окном в формате root-дерева. Данный формат удобен для дальнейшего анализа данных с помощью существующего пакета программ ROOT. Наиболее часто сигналы приходят с основных рассеивателей. Поэтому с целью оптимизации размера файлов была минимизирована длина кадров, соответствующих данным детекторам. Данная процедура возможна благодаря быстрому времени высвечивания в органических сцинтилляторах. В Главе приведен метод фильтрации сигналов с промежуточного рассеивателя, позволивший получить порог регистрации по энергии $E = 1\text{кэВ}$. С целью минимизации вклада случайных совпадений в итоговые спектры был разработан метод вычисления среднего времени сигнала, обеспечивающий ширину временных спектров меньше, чем шаг оцифровки АЦП.

Глава 4. Анализ экспериментальных данных.

Первый этап анализа выполнялся параллельно с редуцированием сырых экспериментальных данных и заключался в извлечении из формы сигнала амплитудных и временных параметров. На втором этапе анализа выполнялись следующие задачи: а) энергетическая и временная калибровка всех детекторов установки, б) построение амплитудных и временных спектров событий в этих детекторах, в) первичная идентификация запутанных или декогерентных событий по амплитудным и временным спектрам в промежуточном рассеивателе. На этом этапе также была выполнена дополнительная редукция экспериментальных данных с применением отбора событий по совпадениям сигналов во всех детекторах установки, что позволило значительно уменьшить объём данных и получить компактное root-дерево для конечного анализа с целью получения физических результатов.

Амплитудная и временная калибровки детекторов установки являются первоочередными задачами, поскольку во время набора данных параметры детекторов могут меняться в зависимости от внешних условий. Так температура окружающей среды оказывает сильное влияние на коэффициенты усиления матрицы кремниевых фотоумножителей в промежуточном рассеивателе, а также на усиление ФЭУ NaI(Tl) счетчиков и основных рассеивателей. Кроме того, от температуры зависит световыход NaI(Tl) и GAGG(Ce) сцинтилляторов. В данной Главе будет подробно рассмотрены процедура калибровки детекторов, амплитудные и временные спектры событий, относящихся к разным квантовым состояниям.

4.1 Амплитудные и временные спектры основных рассеивателей

Основные рассеиватели являются составной частью комптоновских поляриметров, а совпадение их сигналов в противоположных плечах установки формирует триггер записи события. Поэтому временные и амплитудные характеристики этих детекторов принципиально важны для

отбора полезных событий. Временные параметры основных рассеивателей уже обсуждались в предыдущей главе, где на рис. 3.11 представлен спектр разницы времен между этими детекторами. Используемый метод определения среднего времени по форме сигнала позволяет получить максимальный разброс времени совпадений двух сигналов в пределах 10 нс, что почти в 2 раза меньше шага оцифровки сигнала, равного 16 нс. Как видно из рис.3.11, случайный фон вне основного пика временного спектра пренебрежимо мал, что указывает на надежную регистрацию аннигиляционной пары фотонов.

Точное измерение энерговыделения в основных рассеивателях также принципиально, поскольку оно определяет угол комptonовского рассеивания аннигиляционного фотона. В связи с этим, необходимо обеспечить постоянство амплитудных параметров основных рассеивателей в течение всего периода набора данных. Световыход сцинтилляторов может деградировать со временем, а также зависит от температуры, и, соответственно, от её суточного дрейфа. Также, от температуры зависит коэффициент усиления ФЭУ. Суточные циклические колебания температуры могут значительно снизить энергетическое разрешение при применении фиксированного коэффициента калибровки. С целью обеспечения стабильного отклика детекторов была разработана процедура амплитудной калибровки каждого миллиона событий, соответствующего ~1.5 часам набора данных. Для амплитудной калибровки использовался процесс комptonовского рассеяния под прямым углом. Как следует из формулы 2.2, в этом случае в основном рассеивателе выделяется половина энергии аннигиляционного фотона, равная 255 кэВ. Другая половина энергии поглощается в NaI(Tl) детекторах рассеянных фотонов.

На рис. 4.1 (слева) показаны два спектра с максимальной разницей в амплитудах в течение одного дня набора данных, связанной с суточной вариацией температуры. Как видно, для пластмассового детектора изменение положения пика слабо заметно и составляет величину менее 1%. На рис. 4.1

(справа) показан дрейф амплитудного пика в одном из основных рассеивателей в течение всего периода набора данных. Разброс в амплитудах составляет $\sim 2\%$ и обусловлен температурными характеристиками используемых ФЭУ и материала рассеивателя.

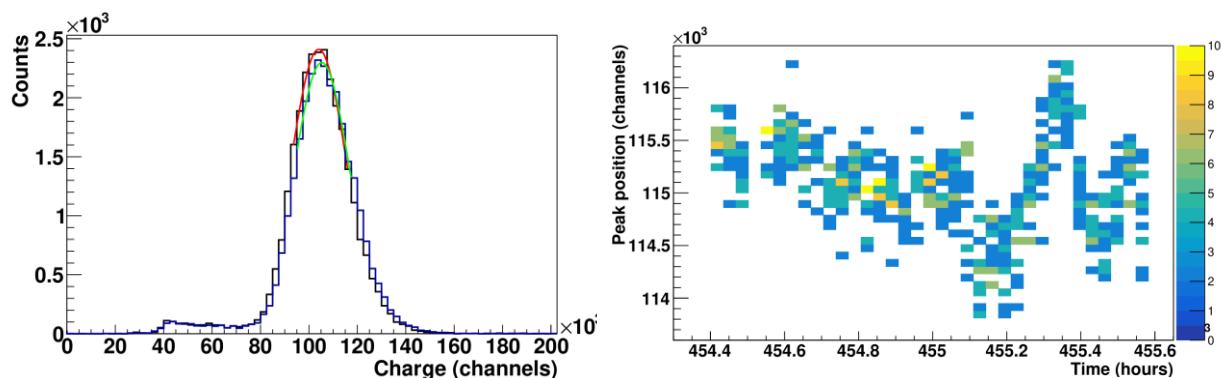


Рис. 4.1. Амплитудные параметры основных рассеивателей. Слева – амплитудные спектры с максимальной разницей в положении пика, полученные в течение одного дня набора данных. Справа - временной дрейф положения амплитудного пика в течение всего периода набора экспериментальных данных.

Поскольку положение пика амплитудного спектра на рис.4.1. соответствует энерговыделению 255 кэВ, не составляет труда получить однозначное соответствие между каналами АЦП и энергией, выраженной в кэВ. Представленные ниже энергетические спектры получены с учётом энергетической калибровки, описанной выше, для событий, отображенных по времени, показанном на рис.3.11.

На рис. 4.2 показан спектр энерговыделения в основном рассеивателе для всех событий, отображенных лишь при условии срабатывания триггера установки. В этом случае, в пластмассовом сцинтилляторе регистрируются электроны отдачи комптоновского рассеяния под всеми возможными углами, поскольку отсутствует условие детектирования рассеянных фотонов в NaI(Tl) счетчиках. Данный рисунок представляет собой типичный спектр рассеяния аннигиляционного фотона [59] с комптоновской ступенькой в районе 340 кэВ. Обрезание спектра в районе 80 кэВ отражает порог внешнего триггера установки.

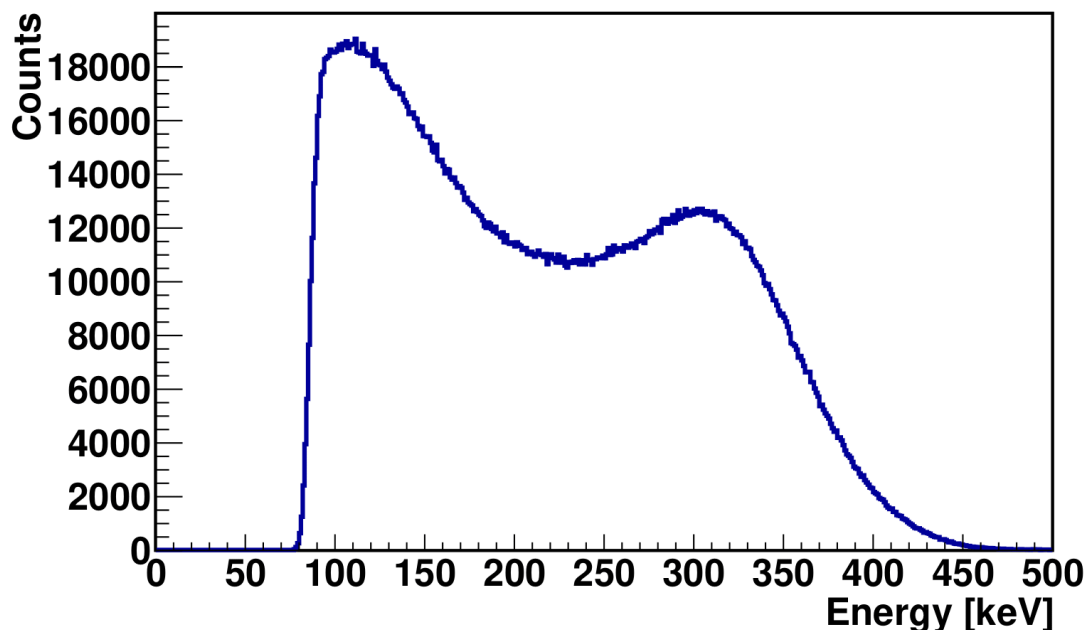


Рис. 4.2. Спектр энерговыделений в основном рассеивателе для всех событий, записанных по триггеру установки.

Требование срабатывания NaI(Tl) детекторов кардинально меняет форму комптоновского спектра, поскольку в этом случае отбираются события с комптоновским рассеянием фотонов на угол, близкий к прямому. Соответствующий энергетический спектр представлен на рис. 4.3. Как видно, максимум спектра соответствует пику с энерговыделением 255 кэВ. Практически полное отсутствие событий с низким (менее 150 кэВ) и высоким (более 340 кэВ) энерговыделением отражает факт низкого уровня фона в событиях, отобранных по времени срабатывания двух основных рассеивателей.

Относительно большая ширина пика $\approx 14\%$ в спектре на рис.4.3 объясняется как умеренным энергетическим разрешением пластмассового сцинтиллятора, так и угловым разбросом $\pm 10^\circ$ комптоновского рассеяния около 90° , связанным с неточечными размерами пластмассовых рассеивателей и NaI(Tl) детекторов. Этот эффект влияния углового разброса комптоновского рассеяния на энергетические спектры в NaI(Tl) счетчиках будет рассмотрен ниже. При рассмотрении полного энергетического окна на

спектре также присутствуют пики, соответствующие энерговыделениям 511 кэВ и 1275 кэВ. Напомним, что энерговыделение 1275 кэВ соответствует переходу ^{22}Ne в основное состояние из возбуждённого, которое образуется после бета-распада ^{22}Na .

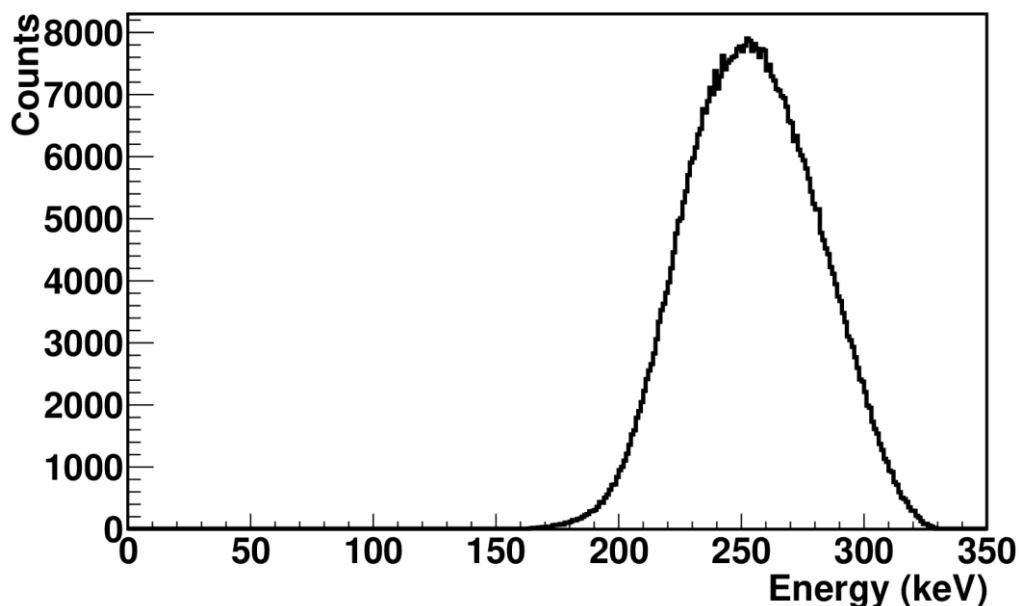


Рис. 4.3. Спектр энерговыделений электронов отдачи в основном рассеивателе для событий, испытавших рассеяние фотона на прямой угол и последующую регистрацию в NaI(Tl) детекторе.

4.2 Анализ событий в промежуточном рассеивателе

Промежуточный GAGG(Ce) рассеиватель является ключевым детектором экспериментальной установки, поскольку именно он идентифицирует тип квантовых состояний пар аннигиляционных фотонов. Выделение любой, даже достаточно малой энергии в GAGG(Ce) сцинтилляторе означает, что фотоны подверглись процессу декогеренции, а квантовое состояние аннигиляционных фотонов перешло из запутанного в декогерентное.

Необходимость минимизации пассивного материала в промежуточном рассеивателе мотивировало использовать тонкий фотодетектор из матрицы кремниевых фотоумножителей с последующим электронным усилением сигнала. Использование такого фотодетектора, чувствительного к

температуре окружающей среды, вынуждает тщательно контролировать температурный дрейф коэффициентов усиления кремниевых фотоумножителей, что потребовало проводить энергетическую калибровку детектора постоянно в течение всего периода набора экспериментальных данных. Наличие усилителя сигналов и, соответственно, электронных шумов в считывающем канале потребовало разработать процедуру подавления этих шумов с сохранением минимального возможного энергетического порога.

Вышеизложенные условия работы промежуточного рассеивателя потребовали разработать процедуру анализа его сигналов, состоящую из нескольких этапов:

1. подавление электронного шума и обеспечение минимального энергетического порога регистрации сигнала;
2. использование времени регистрации сигнала для подавления остаточных электронных шумов;
3. постоянная энергетическая калибровка детектора с учетом температурного дрейфа усиления фотодетекторов;
4. получение конечного энергетического спектра в GAGG(Ce) сцинтилляторе и исследование корреляций с энерговыделениями в других детекторах установки.

Ниже коротко рассмотрены данные этапы анализа сигналов в промежуточном рассеивателе.

Подавление электронного шума в детекторе осуществлялось, главным образом, на стадии редуцирования экспериментальных данных, описанной в предыдущей главе. Поскольку шумовые и полезные сигналы с промежуточного рассеивателя имеют разные формы сигнала, дифференциальный анализ этих форм позволяет подавить электронный шум на несколько порядков. Как видно из рис. 3.9, слева, экстремумы производной

формы шумовых сигналов имеют выраженный спектр с значениями менее 50, а полезные сигналы имеют большие значения.

Дополнительно электронный шум подавляется выбором оптимального окна времени прихода сигнала с GAGG(Ce) сцинтиллятора. С этой целью использовалась процедура определения среднего времени, аналогичная описанной в предыдущей главе для основных рассеивателей. Полученные временные спектры для различных диапазонов энерговывделений приведены на рис.4.4.

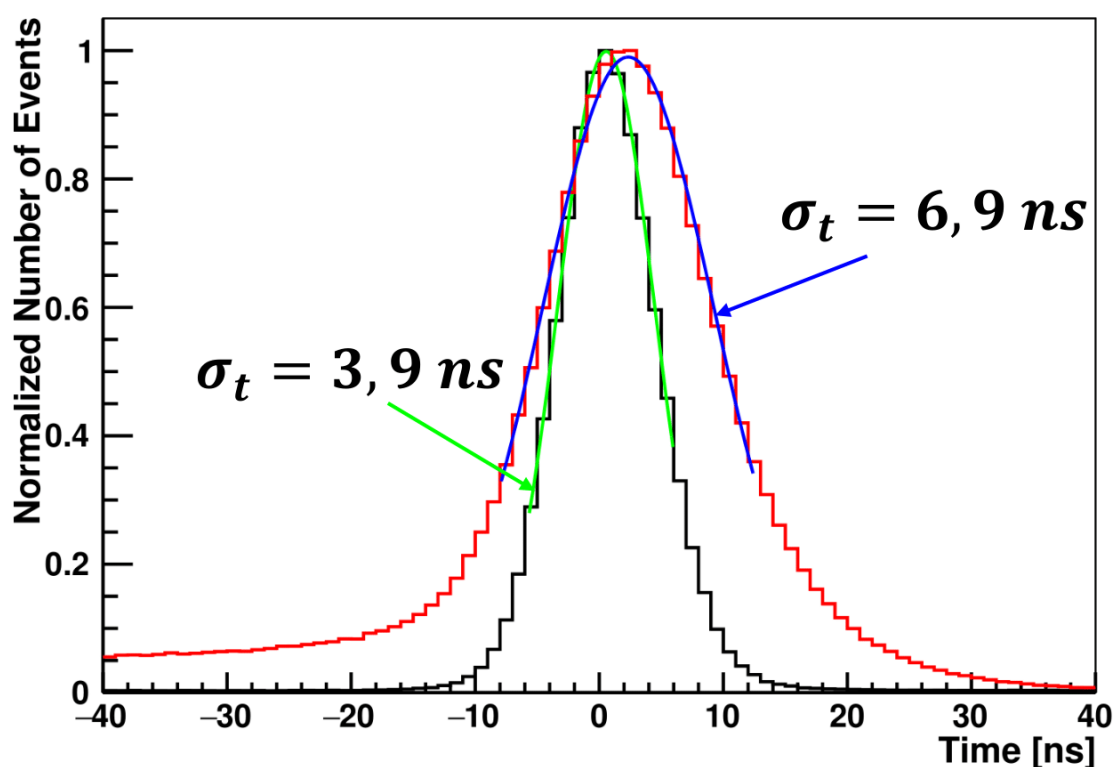


Рис. 4.4. Спектр времен регистрации сигнала в промежуточном рассеивателе для диапазона энергий 2-40 кэВ (красный цвет) и при энерговывделении более 40 кэВ (чёрный цвет).

Красная гистограмма отображает временной спектр для низких, менее 40 кэВ, энергий, регистрируемых в GAGG(Ce) сцинтилляторе. Как видно из рисунка, ширина временного пика достаточно большая, а сам спектр не является симметричным. Такая форма спектра объясняется двумя факторами: зависимостью рассчитанного среднего времени от амплитуды сигнала и вкладом во временное разрешение шума усилителя сигналов, который

достигает уровня в несколько кэВ. Временной спектр для сигналов с большим энерговыделением $E > 30$ кэВ (чёрная гистограмма на рис. 4.4) не обладает вышеописанными недостатками, поскольку оба приведенных фактора незначительны для энергий $E > 40$ кэВ. Оба спектра были аппроксимированы распределением Гаусса. Полученное временное разрешение для низких энергий составляет $\sigma_t(E < 40 \text{ кэВ}) = 6.9$ нс, а для $E > 40$ кэВ $\sigma_t = 3,9$ нс. При дальнейшем анализе полезные события брались во временном интервале $[t_{mean} - 1.5\sigma_t, t_{mean} + 1.5\sigma_t]$.

Поскольку электронный шум является случайным и не коррелирует с временем срабатывания триггера, его временной спектр должен быть равномерным во всем временном диапазоне, в частности, вне временного пика. Как видно из рис. 4.4, в обоих случаях низких и высоких энерговыделений уровень случайного фона является пренебрежимо мал, а вероятность ложной идентификации электронного шума как полезного сигнала составляет менее 1%.

Третий этап анализа сигналов с промежуточного рассеивателя заключался в постоянной энергетической калибровке. Энергетическая калибровка GAGG(Ce) сцинтиллятора может быть осуществлена благодаря процессу обратного комптоновского рассеяния из основного рассеивателя с полным поглощением рассеянного фотона в GAGG(Ce). Такие события не используются в физическом анализе, поскольку фотоны не попадают в NaI(Tl) счетчики. Тем не менее, триггер установки позволяет записывать события с обратным комптоновским рассеиванием для последующего использования в процедуре калибровки. На рис. 4.5 (слева) показаны типичные амплитудные спектры в промежуточном рассеивателе.

Разные цвета амплитудных спектров указывают максимальное суточное изменение энергетического для промежуточного рассеивателя (GAGG(Ce)). Пики, выделенные с красным и зеленым цветом, соответствуют процессу

обратного рассеивания. Самые правые пики соответствуют событиям с полным поглощением аннигиляционных фотонов в GAGG(Ce) сцинтиляторе. При этом часть событий имеет амплитуды, выходящие за динамический диапазон АЦП. Как видно из рис. 4.5 (слева), максимальное суточное изменение положения амплитудных пиков достигает 12%, что практически на порядок превышает аналогичные изменения амплитуды сигналов основных рассеивателей. Данное поведение отражает большую чувствительность кремниевых фотодиодов к изменению окружающей температуры по сравнению с обычными вакуумными ФЭУ.

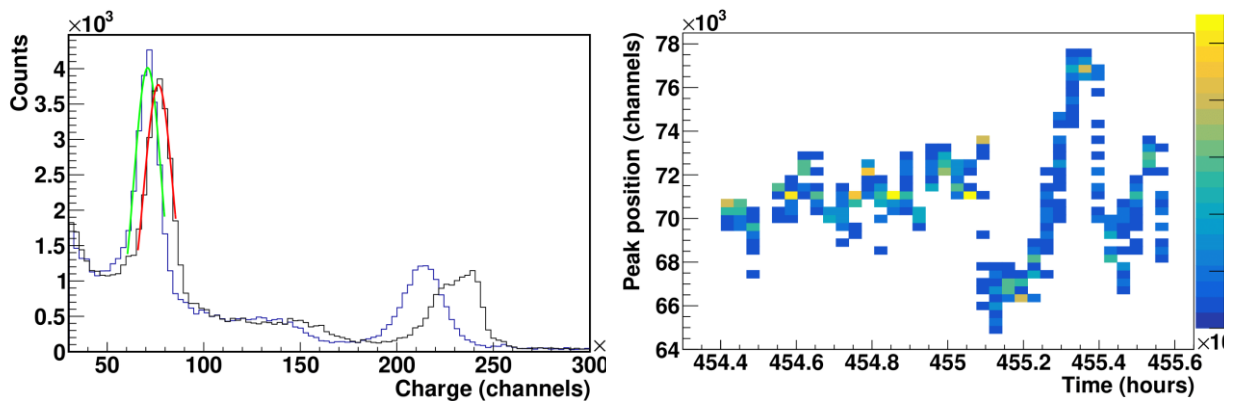


Рис. 4.5. Амплитудные параметры промежуточного рассеивателя. Слева – амплитудные спектры с максимальной разницей в положении пика, полученные в течение одного дня набора данных. Справа - временной дрейф положения амплитудного пика 170 кэВ обратного комптоновского рассеяния в течение всего периода набора экспериментальных данных.

На рис. 4.5 (справа) показан временной дрейф пика 170 кэВ в течение всего периода набора экспериментальных данных. Максимальная разница в амплитудах пика составляет $\sim 20\%$, что также на порядок больше, чем в случае основных рассеивателей. Интересно отметить, что формы кривых временного дрейфа амплитуд основных и промежуточного рассеивателей практически совпадают. Очевидно, это отражает тот факт, что временной дрейф амплитуд обусловлен зависимостью коэффициентов усиления соответствующих фотодетекторов от температуры окружающей среды.

На последнем этапе анализа сигналов с промежуточного рассеивателя были построены энергетические спектры, соответствующие различным классам событий. На рис. 4.6 приведен полный спектр энергоснабжения в промежуточном рассеивателе для событий во временном интервале $[t_{mean} - 1.5\sigma_t, t_{mean} + 1.5\sigma_t]$, см. рис.4.4, в случае срабатывания NaI(Tl) детекторов рассеянных фотонов. Как видно, порог регистрации электронов отдачи составляет около 1 кэВ.

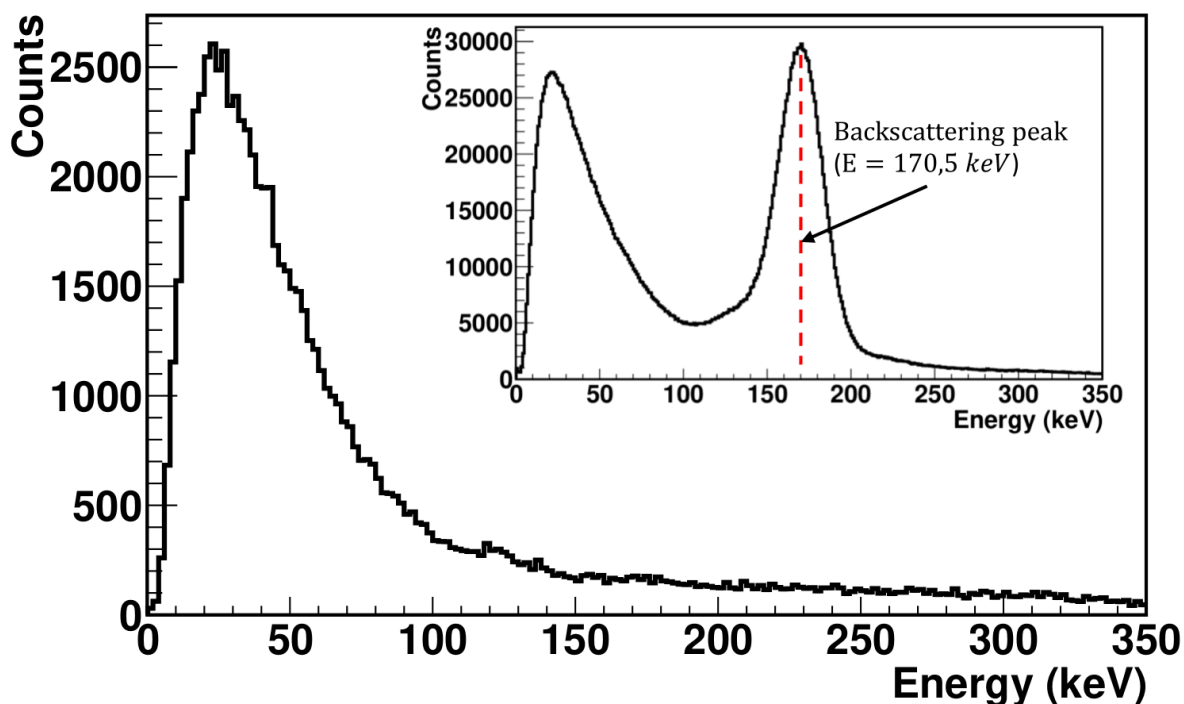


Рис. 4.6. Спектр энергоснабжения в промежуточном рассеивателе для событий с требованием срабатывания (основная гистограмма) и без требования срабатывания NaI(Tl) счётчиков (гистограмма в правом верхнем углу).

Отметим, что согласно Монте Карло расчетам спектр в диапазоне энергий от 0 кэВ до 30 кэВ должен быть равномерным. В то же время, в экспериментальном спектре наблюдается недостаток событий в этом диапазоне. Это обусловлено неэффективностью селекции полезных событий с низкими (менее 30 кэВ) энергиями из-за подавления электронных шумов в том же диапазоне. Таким образом, несколько процентов декогерентных событий с малым энергоснабжением в промежуточном рассеивателе ложно идентифицируются как запутанные. Влияние этого эффекта на физический

анализ будет обсуждаться ниже. Как видно из спектра, среднее энерговыделение в GAGG(Ce) составляет ~ 50 кэВ. Согласно формуле 2.1, такое энерговыделение соответствует углу рассеяния аннигиляционных фотонов в промежуточном рассеивателе $\theta \sim 30^\circ$.

В правом верхнем углу рисунка показан аналогичный энергетический спектр в промежуточно рассеивателе при отсутствии требования срабатывания NaI(Tl) счетчиков. В спектре четко виден пик с энерговыделением $E = 170.5$ кэВ, который соответствует процессу обратного рассеивания аннигиляционного фотона из основного рассеивателя с дальнейшим поглощением рассеянного фотона в GAGG(Ce) сцинтилляторе. Действительно, согласно формуле 2.1 энерговыделение в этом процессе должно составлять $E_{backsc} = \frac{m_e c^2}{3}$. Наличие такого процесса с фиксированным энерговыделением обуславливает энергетическую калибровку промежуточного рассеивателя, как обсуждалось выше.

4.3 Анализ сигналов в NaI(Tl) детекторах рассеянных фотонов

Детекторы NaI(Tl) являются конечной стадией регистрации аннигиляционных фотонов. После комптоновского рассеяния в основных и/или промежуточно рассеивателях происходит полное фотопоглощение фотонов в NaI(Tl) счетчиках. Регистрация энерговыделения в этих детекторах определяет кинематику комптоновского рассеяния, угловые и, следовательно, поляризационные корреляции между изначально запутанными или декогерентными аннигиляционными фотонами. Надежность идентификации процесса фотопоглощения определяется как энергетическими, так и временными параметрами детекторов NaI(Tl), помогающими подавить случайный фон и определить квантовое состояние аннигиляционных пар. Поэтому энергетическая калибровка данных детекторов, получение наилучшего энергетического и временного разрешения являются важнейшими задачами анализа экспериментальных данных.

Энергетическая калибровка NaI(Tl) детекторов основана на процессе комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов на угол 90° , как и в случае калибровки основных рассеивателей. Согласно формуле 2.2, при рассеивании на угол 90° начальная энергия аннигиляционного фотона делится ровно пополам. Одна половина энергии, равная 255 кэВ, выделяется в рассеивателе, а другая поглощается в детекторе рассеянных фотонов. Таким образом, в амплитудном спектре NaI(Tl) счетчика должен наблюдаться пик, соответствующий 255 кэВ. Действительно, на рис. 4.7 (слева) показаны два амплитудных спектра с пиками полного фотопоглощения, набранных в течение одних суток и имеющих максимальное различие в положении этих пиков. Как видно, максимальный суточный сдвиг пика фотопоглощения составляет $\sim 2\%$, обусловленный изменением коэффициента усиления ФЭУ. Кроме пика полного фотопоглощения в спектре присутствует низкоэнергетический хвост, соответствующий как процессу комптоновского рассеяния в NaI(Tl) счетчике, так и случайному фону.

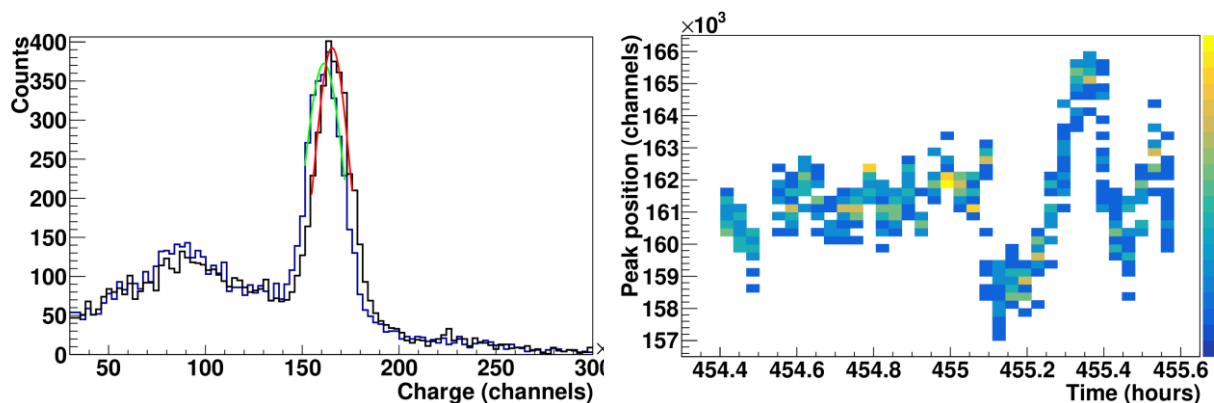


Рис. 4.7. Амплитудные параметры одного из NaI(Tl) детекторов рассеянных фотонов. Слева – амплитудные спектры с максимальной разницей в положении фотопика 255 кэВ, полученные в течение одного дня набора данных. Справа - временной дрейф положения амплитудного пика 255 кэВ в течение всего периода набора экспериментальных данных.

На рис. 4.7 (справа) показан временной дрейф положения пика 255 кэВ одного из детекторов рассеянных фотонов в течение всего набора данных. Максимальный дрейф амплитуды пика составляет 5.5%. Отметим, что формы

кривых временного дрейфа для NaI(Tl) детекторов, основных и промежуточных рассеивателей практически совпадают, что подтверждает тот факт, что временной дрейф амплитуд обусловлен зависимостью коэффициентов усиления соответствующих фотодетекторов от температуры окружающей среды.

Второй этап анализа событий в NaI(Tl) счетчиках заключался в получении временных спектров, необходимых для подавления случайного фона в детекторах. Гистограмма на рис. 4.8 показывает временной спектр детектора рассеянных фотонов для всех событий без отбора по энергосодержанию.

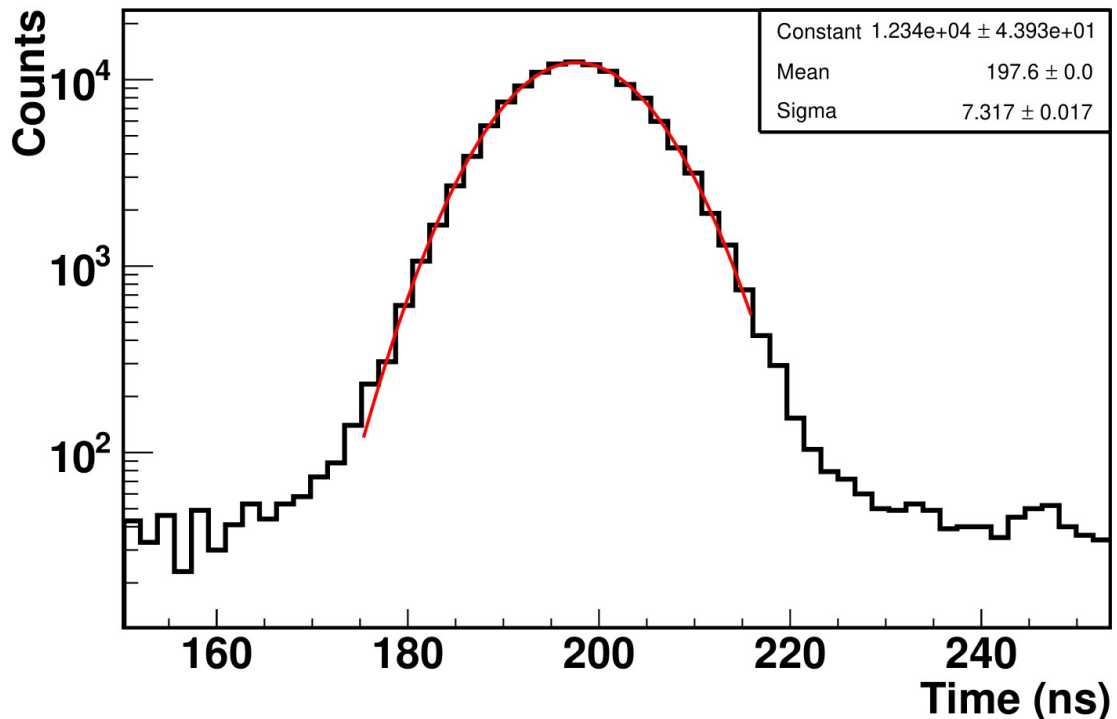


Рис. 4.8. Временной спектр одного из NaI(Tl) детекторов рассеянных фотонов в логарифмическом масштабе.

Разрешение основного пика составляет $\sigma_t = 7.3$ нс. Здесь также, как и в других детекторах установки использовалось усреднение времени по форме сигнала на АЦП, что обеспечивает временное разрешение меньше шага оцифровки АЦП 16 нс. Основной вклад в временное разрешение $\sigma_t = 7.3$ нс вносит длинный сигнал NaI(Tl) сцинтиллятора, поскольку временное

разрешение основного рассеивателя ~ 1 нс, относительно которого определяется временной спектр NaI(Tl) детектора, практически не оказывает влияния. Действительно, собственное временное разрешение детектора NaI(Tl) равно: $\sigma_{t_{\text{NaI(Tl)}}} = \sqrt{7.3^2 - 1^2} = 7.2$ нс.

Отбор событий по времени проводился при условии попадания временного событий в интервал $t \in [t_0 - 1.5\sigma_t, t_0 + 1.5\sigma_t]$, где t_0 – среднее время пика. Полная ширина временного окна составляет $3\sigma_t = 21.9$ нс. Как видно из рис.4.8, случайный фон, формирующий ровный уровень спектра вне основного пика более, чем на 2 порядка, меньше числа полезных событий в выбранном временном интервале. Таким образом, использование временного окна позволяет надежно подавить случайный фон в NaI(Tl) детекторах.

Отметим, что благодаря регистрации сразу двух рассеянных фотонов можно использовать и другой фактор подавления случайного фона, а именно, временное совпадение в двух NaI(Tl) детекторах противоположных плеч экспериментальной установки.

На рис. 4.9 показана гистограмма разницы времён между двумя детекторами рассеянных фотонов противоположных плеч. Временное разрешение основного пика составляет $\sigma_t = 10.01$ нс. Так как все детекторы рассеянных фотонов обладают близким разрешением, то разрешение одного NaI(Tl) счетчика: $\sigma_{t_{\text{NaI(Tl)}}} = \frac{\sigma_t}{\sqrt{2}} = \frac{10.01}{\sqrt{2}} \approx 7.1$ нс. Как и ожидалось, данный результат близок к полученному ранее значению из предыдущего временного спектра. Как и в предыдущем случае отбор полезных событий проводился при попадании во временное окно $t \in [t_0 - 1.5\sigma_t, t_0 + 1.5\sigma_t]$. Ширина временного окна в этом случае составляет $3\sigma_t = 30.03$ нс.

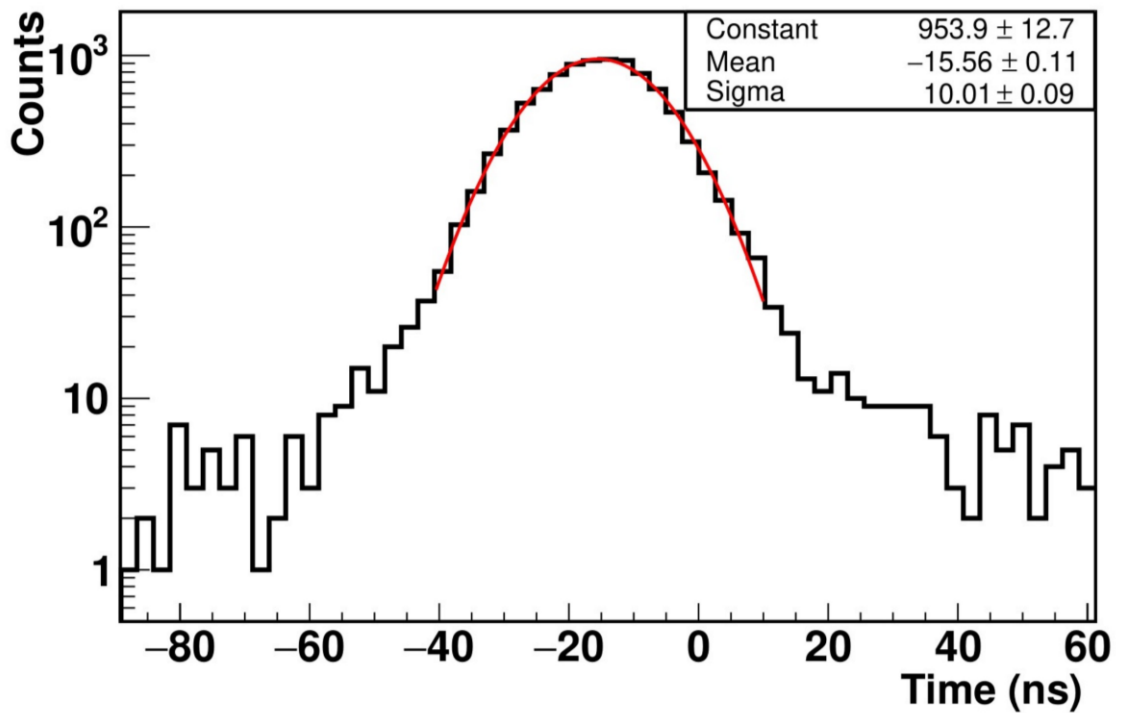


Рис. 4.9. Спектр разницы времен между двумя NaI(Tl) детекторами рассеянных фотонов противоположных плеч в логарифмическом масштабе.

Как видно из вышеприведенных временных спектров, уровень случайных шумов в полный спектр событий пренебрежимо малый, а его вкладом в систематическую ошибку можно пренебречь.

В результате двух описанных выше этапов анализа событий в NaI(Tl) детекторах (энергетическая калибровка и отбор по временным спектрам) были получены энергетические спектры. На рис. 4.10, слева показан типичный прокалиброванный спектр энерговыделения в одном из фотодетекторов NaI(Tl).

Большой пик на левой гистограмме соответствует полному поглощению рассеянного фотона внутри сцинтиллятора (фотопик). Подложка под пиком соответствует комптоновскому спектру фотонов, которые не были полностью поглощены детектором. Такие события также означают регистрацию пары аннигиляционных фотонов, однако менее надёжны с точки зрения отбора по суммарному энерговыделению. Поэтому данные события не учитывались при вычислении угловых и поляризационных корреляций. Также, на спектре

можно увидеть малый пик слева. Данные события имеют энергосодержание $E = \frac{m_e c^2}{4}$, которое соответствует процессу обратного рассеяния фотона с энергией $E = \frac{m_e c^2}{2}$, то есть фотона, рассеянного из основного рассеивателя под углом 90° .

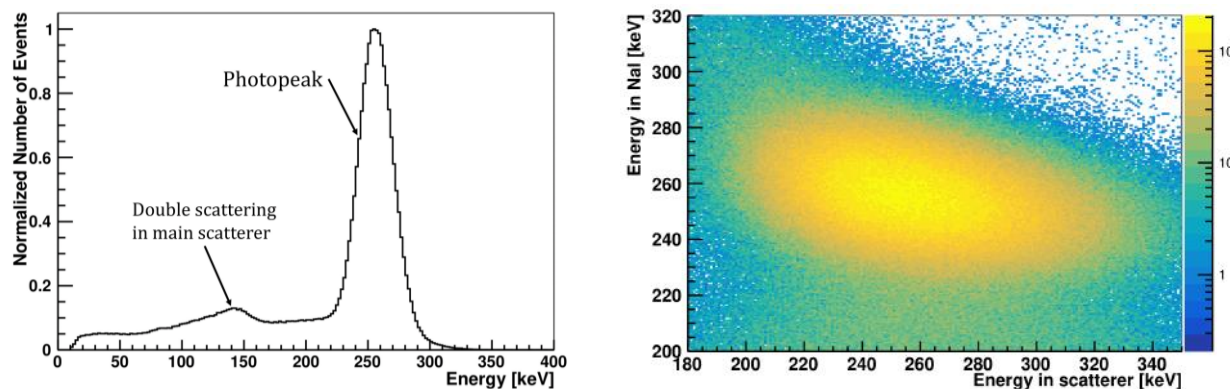


Рис. 4.10. Слева – прокалиброванный энергетический спектр в детекторе NaI(Tl), справа – корреляция энергосодержаний основного рассеивателя и детектора NaI(Tl) для событий, принадлежащих фотопику.

Энергетическое разрешение фотопика на левом спектре рис. 4.10 составляет $\approx 7\%$. Отметим, что это разрешение определяется двумя факторами. Первым фактором является собственное энергетическое разрешение самого NaI(Tl) сцинтилляционного детектора. Однако основной вклад в разрешение дает энергетический разброс вылетающих из основного рассеивателя фотонов. Вследствие достаточно большого телесного угла NaI(Tl) детектора и протяженного пластмассового рассеивателя, угол вылета рассеянных фотонов варьируется от 80° до 100° с центром вокруг 90° . Поэтому существует определенная корреляция между энергосодержаниями в рассеивателе и NaI(Tl) счетчике, наблюдаемая на рис.4.10, справа. Теоретически согласно закону сохранения энергии, в случае детекторов с идеальным разрешением, данная зависимость должна быть отрезком с углом наклона 45 градусов. Концы отрезка должны соответствовать геометрическому аксептансу установки. Размытие пятна фотопика по

горизонтали гораздо выше, чем по вертикали, что указывает на то, что энергетическое разрешение пластмассовых рассеивателей хуже, чем у NaI(Tl). Энергетический разброс попадающих в NaI(Tl) фотонов является вторым фактором, приводящим к дополнительному уширению фотопика на рис.4.10, слева.

4.4 Энергетические спектры для запутанных и декогерентных пар фотонов

Поскольку основной задачей эксперимента является исследование поляризационных корреляций запутанных и декогерентных пар аннигиляционных фотонов, надежная идентификация таких квантовых состояний является первоочередной задачей анализа. Как указывалось выше, основным инструментом, осуществляющим такую идентификацию, является промежуточный комптоновский рассеиватель, в котором выделяется энергия в процессе декогеренции. Однако основную роль в определении кинематики рассеяния играют NaI(Tl) детекторы, весьма чувствительные к энергиям и углам вылета рассеянных фотонов. Для подтверждения данного утверждения на рис. 4.11 приведены энергетические спектры в NaI(Tl) счетчиках для двух групп событий. Первая группа (спектр обозначен красным цветом) соответствует парам запутанных фотонов с отсутствием энерговыделения в промежуточном рассеивателе. Достаточно узкий фотопик с энерговыделением в NaI(Tl) $E \in [E_0 - 1.35\sigma_E, E_0 + 1.35\sigma_E]$ используется для отбора запутанных событий. Ситуация драматически меняется в случае второй группы событий с взаимодействием фотона в промежуточном рассеивателе, приводящем к декогеренции начальной аннигиляционной пары фотонов. Спектр в NaI(Tl) счетчиках для этой группы событий с энерговыделением менее 30 кэВ в промежуточном рассеивателе обозначен на рис.4.11 синим цветом.

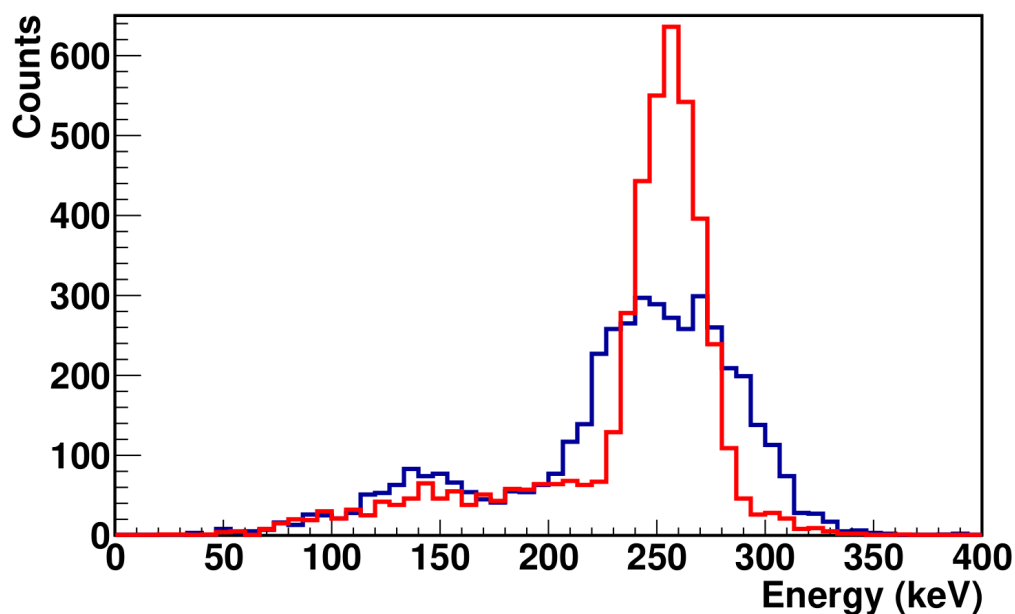


Рис. 4.11. Сравнение энергетических спектров в NaI(Tl) детекторах рассеянных фотонов для запутанных фотонов (красный цвет) и декогерентных фотонов (синий цвет) с энерговыведением в промежуточном рассеивателе менее 30 кэВ.

Как видно, даже достаточно слабое комптоновское рассеяние с энергией электрона отдачи в GAGG(Ce) сцинтилляторе менее 5% от начальной энергии аннигиляционного фотона приводит к значительному уширению фотопика. Данный эффект объясняется увеличением диапазона углов рассеяния фотонов из основного рассеивателя. Напомним, что в случае запутанных фотонов этот диапазон составляет от 80° до 100° . В случае декогерентных фотонов разброс углов входа в NaI(Tl) детекторы, а, следовательно, и диапазон энергий рассеянных фотонов увеличивается за счет изменения угла вылета фотона из промежуточного рассеивателя.

Ситуация с энергетическим спектром становится еще более драматичной в случае большего энерговыведения в GAGG(Ce) сцинтилляторе. На рис. 4.12 представлен энергетический спектр в NaI(Tl) детекторах для декогерентных пар фотонов в экспериментальных данных (синяя гистограмма) и в случае Монте-Карло моделирования (красная гистограмма). В обоих случаях энерговыведение в промежуточном рассеивателе составляет более 30 кэВ.

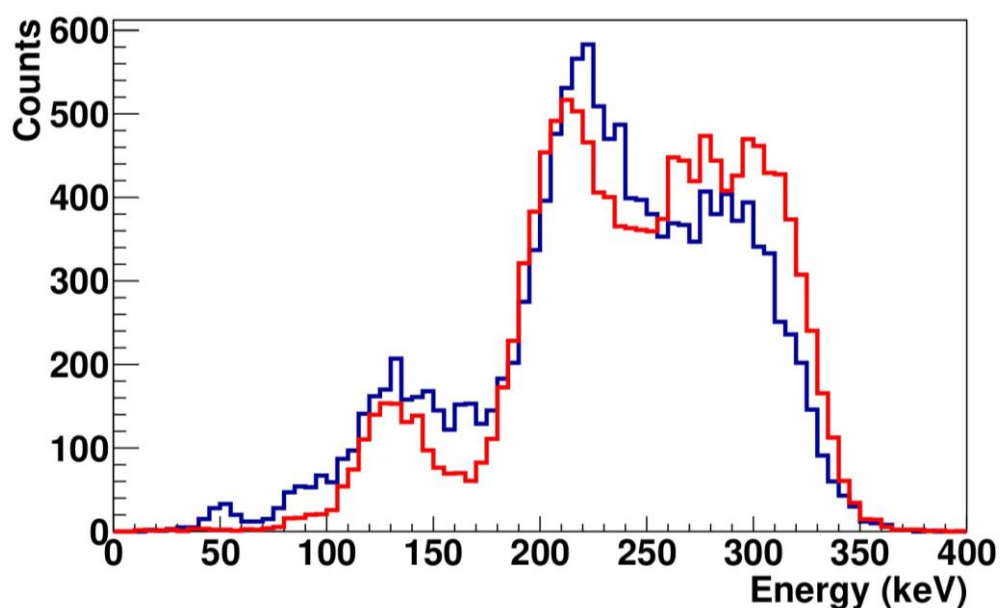


Рис. 4.12. Спектр энерговыделения в NaI(Tl) детекторе рассеянных фотонов для некогерентных фотонов с энерговыделением в GAGG(Ce) сцинтилляторе более 30 кэВ для экспериментальных данных (синий цвет) и Монте-Карло моделирования (красный цвет).

Как видно, вместо обычного фотопика в энергетическом спектре присутствует структура, состоящая из нескольких пиков. Подробнее эта структура пиков будет рассмотрена в Главе 5. Здесь же отметим, что различные пики в спектре обусловлены различными углами комптоновского рассеяния в промежуточном рассеивателе. На гистограмме также присутствует пик низких энергий, соответствующий процессу обратного рассеяния начального аннигиляционного фотона из основного рассеивателя в промежуточный с последующей регистрацией в NaI(Tl) счетчике.

Аналогичное уширение энергетического спектра для некогерентных событий наблюдается и в основном рассеивателе, см. рис. 4.13. Здесь синим цветом показан спектр энергий электронов отдачи в пластмассовом сцинтилляторе в случае запутанного квантового состояния, а красный цвет соответствует некогерентным состояниям при энерговыделении в промежуточном рассеивателе менее 30 кэВ. Как и в случае NaI(Tl) детекторов, уширение пика выделяемой энергии происходит из-за увеличения диапазона

углов рассеяния в основном рассеивателе благодаря промежуточному рассеянию в GAGG(Ce) сцинтилляторе.

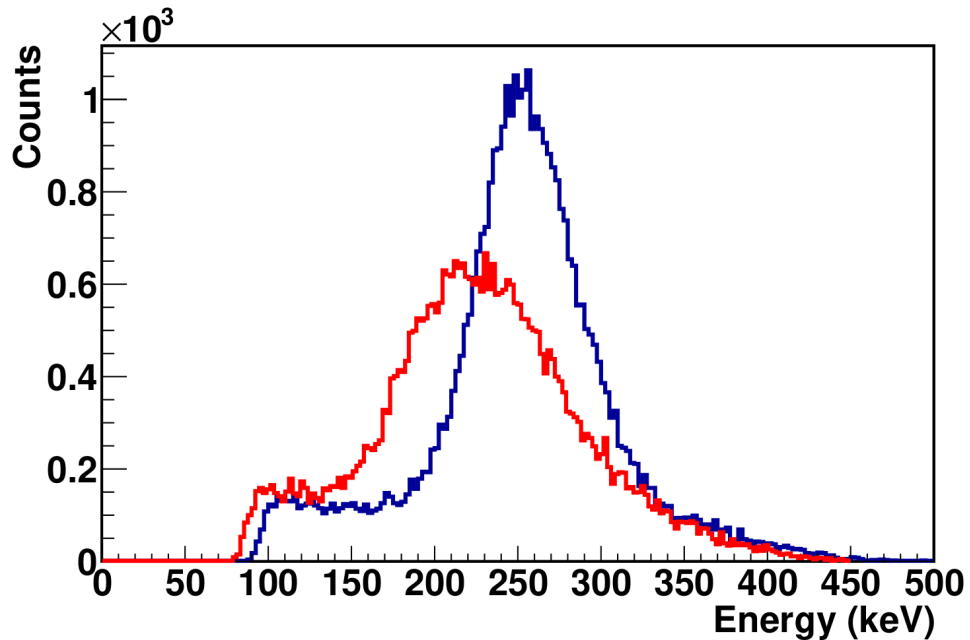


Рис. 4.13. Спектр энерговыведения в пластмассовом рассеивателе для запутанных событий (синий цвет) и декогерентных событий (красный цвет) с энерговыведением в промежуточном рассеивателе менее 30 кэВ.

Интересно отметить, что уширения энергетических спектров для декогерентных событий, наблюдаемые в основном рассеивателе и NaI(Tl) детекторах, отсутствуют в суммарном энергетическом спектре, представляющем собой сумму энерговыведений во всех сработавших детекторах одного плеча установки. Для иллюстрации этого эффекта на рис. 4.14 показаны два спектра полного энерговыведения в двух плечах установки. Красная гистограмма соответствует плечу без промежуточного рассеивателя с суммарной энергией $E_{total} = E_{NaI(Tl)} + E_{plastic\ scatterer}$. Синяя гистограмма соответствует суммарному энерговыведению в плече с GAGG(Ce) сцинтиллятором $E_{total} = E_{NaI(Tl)} + E_{plastic\ scatterer} + E_{GAGG}$. Как видно, положения пиков полного поглощения энергий фотонов совпадают в обоих плечах и соответствуют начальной энергии аннигиляционного фотона $E =$

$m_e c^2$. Совпадение энергоспектров показывает надежность энергетической калибровки всех отдельных детекторов установки.

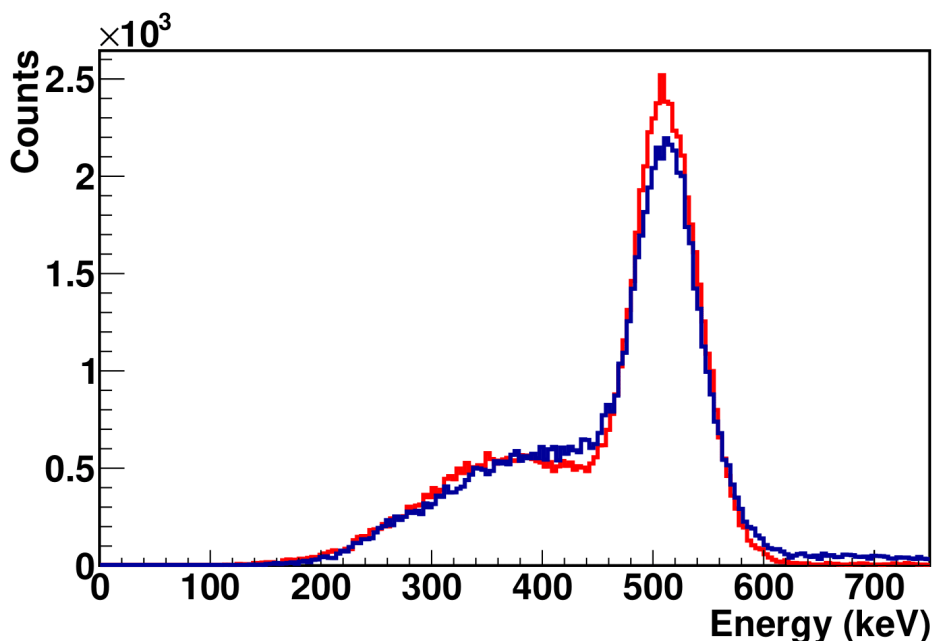


Рис. 4.14. Суммарный спектр энергоспектров в установке для плеча с промежуточным рассеивателем (синяя гистограмма) и без промежуточного рассеивателя (красная гистограмма).

Также, оба пика полной поглощенной энергии для каждого из двух плеч экспериментальной установки имеют близкую ширину. Это объясняется двумя факторами. Во-первых, малым вкладом энергоспектров в промежуточном рассеивателе. Во-вторых, определяющим вкладом в ширину пиков полного поглощения пластмассовых рассеивателей, имеющих умеренное энергетическое разрешение.

Низкоэнергетические хвосты в энергетических спектрах на рис.4.14 обусловлены комптоновским рассеиванием фотонов в NaI(Tl) детекторах и, соответственно, неполной регистрацией энергий в таких событиях. Также, определенный вклад могут вносить события, в которых начальные аннигиляционные фотоны испытывают рассеяние в материале коллиматора. В дальнейшем физическом анализе использовались только события, принадлежащие пикам полного энергопоглощения.

4.5 Выводы

В Главе приведены амплитудные и временные спектры, полученные в различных детекторах установки. Данные спектры используются при анализе данных и отборе запутанных и декогерентных событий. Были получены временные разрешения пластмассового рассеивателя $\sigma_{plastic\ scatterer} = 1$ нс, детектора NaI(Tl) $\sigma_{NaI(Tl)} = 7.1$ нс и GAGG(Ce) $\sigma_{GAGG(Ce)} = 3.9$ нс при энерговыделении $E_{GAGG(Ce)} > 40$ кэВ. В Главе также приведены результаты интервальной по времени энергетической калибровки детекторов установки. Для калибровки основных рассеивателей и детекторов NaI(Tl) использовался процесс комптоновского рассеяния на угол $\theta = 90^\circ$, а для калибровки GAGG(Ce) – процесс обратного рассеяния из основного в промежуточный рассеиватель. Дрейф калибровочных коэффициентов в течение двух месяцев набора составляет 2%, 20%, 5% для основного рассеивателя, GAGG(Ce) рассеивателя и NaI(Tl) счётчика, соответственно.

Глава 5. Методы исследования запутанности пар аннигиляционных фотонов.

В Главе 5 будут подробно разобраны методы исследования квантовых состояний аннигиляционных фотонов: метод азимутальных угловых корреляций комптоновски рассеянных фотонов и неравенство (теорема) Белла. В предыдущих экспериментах, описанных в Главе 2, указанные методы были применены для доказательства запутанности аннигиляционных фотонов. Исследования декогерентных фотонов ранее проводились только группой Ваттса [56], однако полученные результаты не обладают статистической достоверностью вследствие малого количества декогерентных событий. Таким образом, ситуация со свойствами декогерентных аннигиляционных фотонов остаётся неопределённой. В данной Главе было проведено сравнение угловых корреляций рассеянных аннигиляционных фотонов, находящихся в двух различных квантовых состояниях: начальном и декогерентном. Удалось выделить четыре различных кинематики комптоновского рассеяния для декогерентных пар, провзаимодействовавших в промежуточном рассеивателе GAGG(Ce). Набранные данные позволили провести анализ групп событий, соответствующих этим различным кинематикам рассеяния.

5.1 Теоретическое описание азимутальных корреляций пар рассеянных аннигиляционных фотонов

Одна из первых статей по исследованию азимутальных корреляций аннигиляционных фотонов [23] была опубликована в журнале Nature в 1947 году. В ней был рассмотрен процесс двойного комптоновского рассеяния фотонов аннигиляционной пары и получено следующее выражение для двойного дифференциального сечения:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2} = \frac{1}{16} \cdot r_0^4 \left[\frac{\{(1 - \cos \theta_1)^3 + 2\}\{(1 - \cos \theta_2)^3 + 2\}}{(2 - \cos \theta_1)^3 (2 - \cos \theta_2)^3} - \frac{\sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2}{(2 - \cos \theta_1)^2 (2 - \cos \theta_2)^2} \cdot \cos 2(\phi_1 - \phi_2) \right], \quad (5.1)$$

где r_0 – классический радиус электрона, индексы 1 или 2 относятся к первому или второму фотону пары, θ и ϕ – полярный и азимутальный углы комптоновского рассеяния. Зависимость от начальной энергии аннигиляционных фотонов входит неявным образом (см. формулу 2.1) из-за связи угла рассеяния и энергии рассеянного фотона.

Аналогичные результаты по дифференциальному сечению получены также в [24]. В работе [30] из дифференциального сечения была получена вероятность регистрации рассеянных фотонов для типичной установки, предложенной Уилером:

$$P_{12}(E_1, E_2, \Delta\phi) = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1} \right)_{NP} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_2} \right)_{NP} [1 - \alpha(\theta_1)\alpha(\theta_2) \cos 2\Delta\phi], \quad (5.2)$$

где $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{NP}$ – дифференциальное сечение комптоновского рассеяния неполяризованного фотона, $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$. $\alpha(\theta)$ – параметр, имеющий следующий вид:

$$\alpha(\theta) = \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon + \frac{1}{\epsilon} - \sin^2 \theta}, \quad (5.3)$$

где $\epsilon = \frac{E_{\gamma_s}}{E_{\gamma_i}} = \frac{1}{2 - \cos \theta}$ отношение энергий рассеянного и начального фотонов.

Можно заметить, что $\alpha(\theta)$ совпадает с выражением для анализирующей способности комптоновских поляриметров $A(\theta)$, см. Главу 2.

Выражение для $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NP}$ можно получить, усреднив формулу Клейна-Нишины по всем начальным состояниям:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NP} = \frac{r_e^2 \epsilon^2}{2} \left[\epsilon + \frac{1}{\epsilon} - \sin^2 \theta \right] \quad (5.4)$$

Как видно из формулы 5.2, азимутальные корреляции пар фотонов описываются выражением $\alpha(\theta_1)\alpha(\theta_2) \cos 2\Delta\phi$. Согласно формуле 2.7, отношение R числа фотонов, рассеянных под азимутальными углами $\Delta\phi = 90^\circ$ и 0° , принимает следующий вид:

$$R(\theta) = \frac{N(\theta, \Delta\phi = 90^\circ)}{N(\theta, \Delta\phi = 0^\circ)} = 1 + \frac{2 \sin^4 \theta}{\left(\epsilon + \frac{1}{\epsilon}\right)^2 - 2\left(\epsilon + \frac{1}{\epsilon}\right) \sin^2 \theta} \quad (5.5)$$

Напомним, что полярный угол рассеяния в нашей экспериментальной установке составляет $\theta = 90^\circ$. В этом случае теоретически ожидаемое значение $R(90^\circ) = 2.6$.

5.2 Экспериментальный метод измерения азимутальных корреляций

Согласно выражению (5.2), количество регистрируемых пар рассеянных аннигиляционных фотонов описывается π -периодической функцией:

$$N(\Delta\phi) = A - B \cos 2\Delta\phi, \quad (5.6)$$

где A и B – экспериментально определённые константы. При этом $\frac{B}{A} = \alpha^2(\theta)$ в случае использования двух эквивалентных поляриметров с одинаковой анализирующей способностью в противоположных плечах установки.

В дальнейшем данная функция будет использована для аппроксимации экспериментальных результатов и вычисления отношения $R(\theta = 90^\circ)$, которое принимает простой вид:

$$R(\theta = 90^\circ) = \frac{A + B}{A - B} \quad (5.7)$$

Из (5.7) можно получить выражение для ошибки вычисленного отношения. Для дифференциала отношения R:

$$dR = \frac{(A - B) \cdot d(A + B) - (A + B) \cdot d(A - B)}{(A - B)^2} = \frac{-2BdA + 2AdB}{(A - B)^2} \quad (5.8)$$

Далее, можно найти ошибку $\frac{\sigma_R}{R}$:

$$\frac{\sigma_R}{R} = \left| \frac{2AB}{A^2 - B^2} \right| \sqrt{\left(\frac{\sigma_A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_B}{B}\right)^2} \quad (5.9)$$

Ошибки σ_A и σ_B определяются из результатов аппроксимации экспериментальных результатов функцией 5.6 методом χ^2 .

5.3 Сравнение азимутальных корреляций для запутанных и декогерентных состояний аннигиляционных фотонов

В данном пункте приведены экспериментально полученные результаты измерений азимутальных корреляций для двух квантовых состояний аннигиляционных фотонов. Будет приведено сравнение с экспериментальными результатами, полученными ранее в других экспериментах.

На рис. 5.1 черными треугольниками показаны экспериментально измеренное количество совпадений сигналов в детекторах NaI(Tl), расположенными под азимутальным углом $\Delta\phi$ друг относительно друга. В каждой точке суммируется количество совпадений для всех возможных пар детекторов NaI(Tl) противоположных плеч, разница азимутальных углов которых равна $\Delta\phi$. Красной линией показана аппроксимация экспериментальных результатов функцией 5.6. При аппроксимации использовался метод χ^2 , учитывающий статистическую ошибку в определении количества совпадений $\sigma_N = \sqrt{N}$ в каждой экспериментальной точке. При близости $\chi^2/N_{DF} \sim 1$ считается, что качество аппроксимации

удовлетворительно. Здесь N_{DF} – количество степеней свободы. Таким образом, близкий к единице критерий χ^2 подтверждает согласование экспериментальных данных и теоретического расчёта.

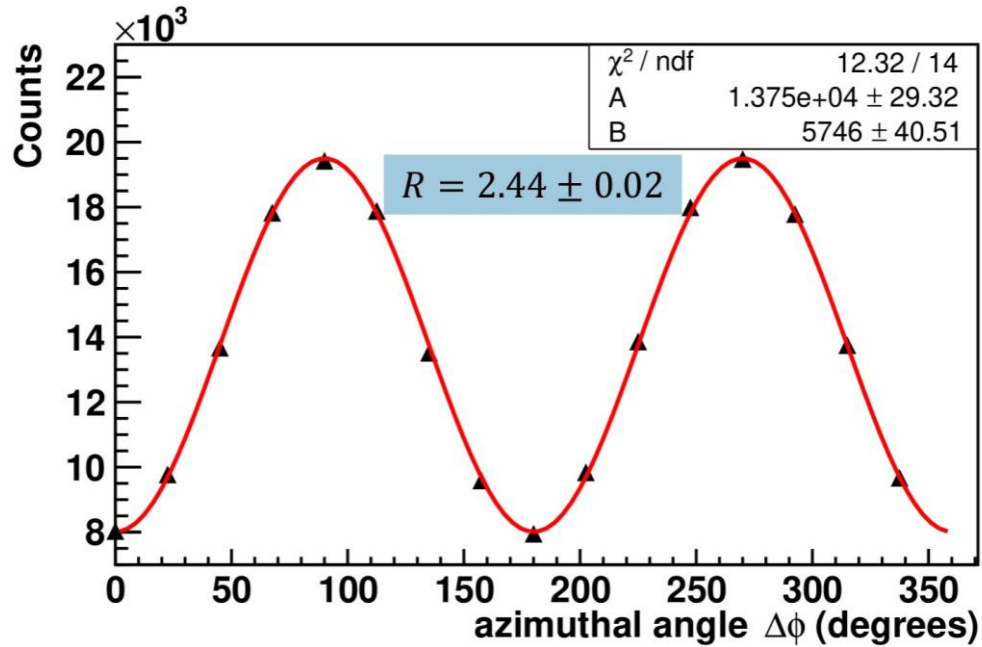


Рис. 5.1. Асимметрия комптоновского рассеяния для запутанных пар фотонов.

Статистические ошибки на рис. 5.1 столь малы, что их размеры меньше размеров отдельных точек. На графике показаны параметры, полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных функцией $N(\Delta\phi) = A - B\cos(2\Delta\phi)$. Можно найти коэффициенты A и B из формулы 5.6: $A = 13750 \pm 29$, $B = 5746 \pm 41$. Для указанных параметров было вычислено отношение R (формула 5.7): $R = 2.44 \pm 0.02$. Напомним, что данные результаты были получены для угла рассеяния $\theta = 90^\circ$. В идеальном случае комптоновского рассеяния под углом $\theta = 82^\circ$ формула 5.5 предсказывает $R = 2.6$. Действительно, на этапе первичных тестовых наборов установки использовался меньший угол рассеяния, что позволило получить более высокое значение для отношения $R = 2.51 \pm 0.05$. Результаты первых наборов представлены на конференции TIPP2021 [60].

Три лучших экспериментальных результата для асимметрии комптоновского рассеяния были получены группами Касдэй [30] $R = 2.44 \pm$

0.11, Бруно [33] $R = 2.30 \pm 0.16$ и Лангхоффа $R = 2.51 \pm 0.03$ [28]. Подробнее данные эксперименты описаны в Главе 2. Все три результата были получены для угла рассеяния $\theta = 82^\circ$, для которого отношение должно составлять $R \approx 2.8$ согласно выражению (5.5). Можно утверждать, что нами получено одно из наиболее близких к теоретическому предсказанию экспериментальное значение R для комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов. Важно упомянуть, что при отборе событий использовался отбор и по суммарному энергосодержанию (рис. 3.21) $E_{total} \in (420, 600)$ кэВ. Такой же критерий применялся и для событий с декогерентными парами, которые будут рассмотрены ниже.

На рис. 5.2 показана азимутальные корреляции для комптоновского рассеяния декогерентных пар аннигиляционных фотонов. Как и для случая запутанных фотонов считалось суммарное количество совпадений сигналов в детекторах NaI(Tl), расположенными под азимутальным углом $\Delta\phi$ друг относительно друга. Экспериментальные результаты были также аппроксимированы функцией 5.6. Как уже говорилось ранее, согласно расчётам Бома и Хайли [27], а также Карадонна и др. [53] отношение (5.7) для сепарабельных состояний должно равняться $R = 1$. Однако, подставляя полученные значения для коэффициентов $A = 442.6 \pm 5.3$ и $B = 183.4 \pm 7.3$ в (5.7) и (5.9), мы получили значение отношения $R = 2.41 \pm 0.10$, которое совпадает в пределах ошибки с отношением для запутанных фотонов. Данный результат согласуется с выводами, полученными в статье Хисмайер и Москал [52], в которой утверждается, что сечение процессов двойного комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов одинаково, что противоречит предсказанию Бома и Хайли.

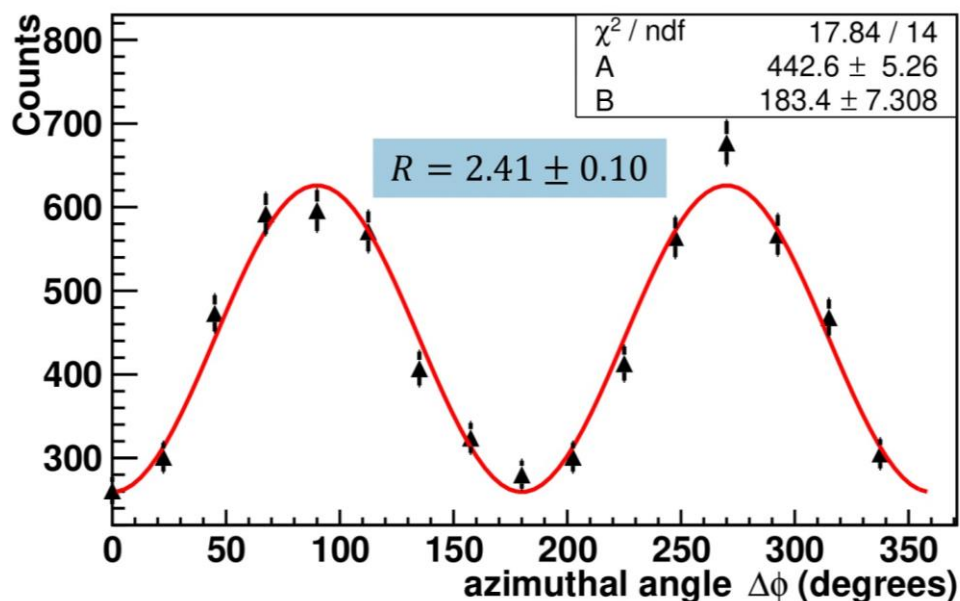


Рис. 5.2. Асимметрия комптоновского рассеяния для декогерентных пар фотонов.

5.4 Идентификация различных групп декогерентных

Как было показано в предыдущей Главе, в случае рассеяния аннигиляционных фотонов в начальном состоянии в детекторах NaI(Tl) наблюдается узкий фотопик. Из рис. 3.16 видно, что данная картина резко меняется при взаимодействии фотонов в промежуточном GAGG(Ce) рассеивателе, а именно, фотопик разделяется на две части. Было предположено, что за этим разделением стоят различные кинематики рассеяния фотонов в GAGG(Ce) детекторе.

На рис. 5.3 представлена корреляция энерговыделения в промежуточном рассеивателе GAGG(Ce) и энерговыделения в сцинтилляторах NaI(Tl) соответствующего плеча. В правой половине гистограммы можно увидеть U-образную структуру, которая отражает разделение фотопика при увеличении энерговыделения в GAGG(Ce). События в U-структуре были разбиты на три отдельные группы **a**, **b**, **c**, отличающиеся по энерговыделению в GAGG(Ce) и NaI(Tl). Также был выделен класс событий **d** с минимальным энерговыделением в NaI(Tl). На рис. 3.20 крайне мало декогерентных пар с энерговыделением в GAGG(Ce), превышающим 100 кэВ. Таким образом,

можно выделить 4 группы событий, соответствующих 4-м прямоугольным областям на рис. 5.3.

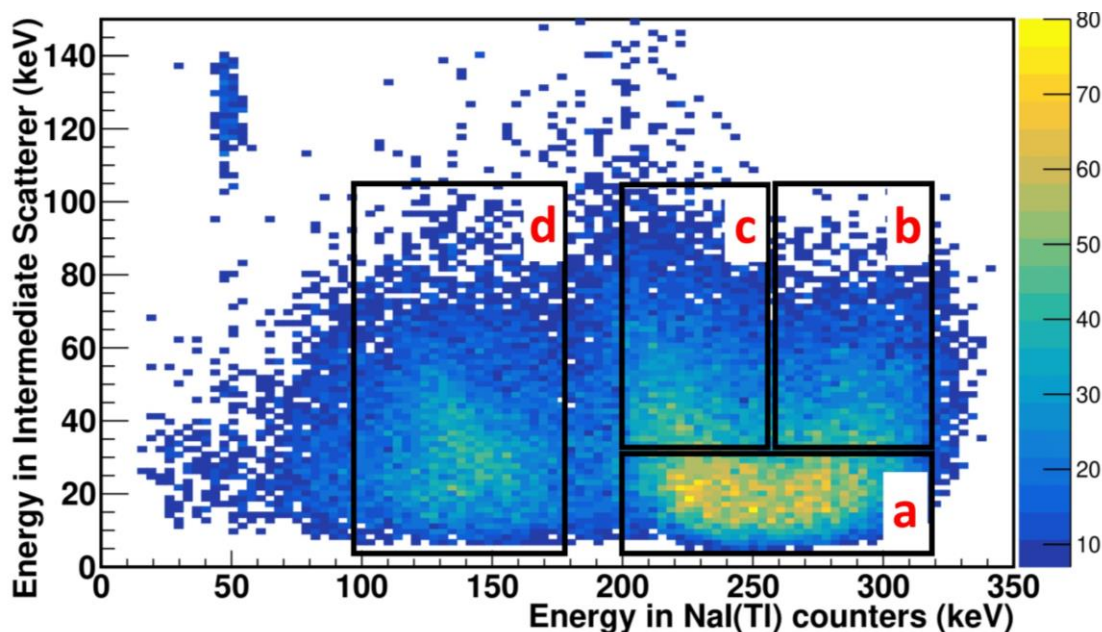


Рис. 5.3. Корреляция энерговыделения в промежуточном рассеивателе и в счетчиках Na(Tl) соответствующего плеча. События разбиты на 4 группы (a-d), соответствующие различным кинематикам комптоновского рассеяния.

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. События принадлежат к данной группе при энерговыделении в GAGG(Ce) $E_{GAGG_a} \in (1,30)$ кэВ и энерговыделении в детекторе рассеянных фотонов $E_{NaI(Tl)_a} \in (200,320)$ кэВ. События групп **b** и **c** обладают большим энерговыделением в GAGG(Ce) и находятся в диапазоне $E_{GAGG_{c(b)}} \in (30,110)$ кэВ. Они были разбиты на два энергетических диапазона относительно энергии 255 кэВ: $E_{NaI(Tl)_c} \in (200,255)$ кэВ, $E_{NaI(Tl)_b} \in (255,320)$ кэВ. Группа событий **d** с малым энерговыделением в счетчиках рассеянных фотонов обладает следующим энерговыделением в NaI(Tl) и GAGG(Ce) соответственно: $E_{NaI(Tl)_d} \in (100,180)$ кэВ, $E_{GAGG_{c(b)}} \in (1,110)$ кэВ.

5.5 Азимутальные корреляции для различных кинематик комптоновского рассеяния декогерентных пар аннигиляционных фотонов

Так как исследование азимутальных корреляций декогерентных пар неожиданно показало одинаковое отношение для запутанных и декогерентных пар, то были проведены аналогичные исследования для всех групп событий, указанных на рис. 5.3 (a-d). Набранное количество декогерентных событий позволяет для каждой группы получить отношение R с достаточной точностью.

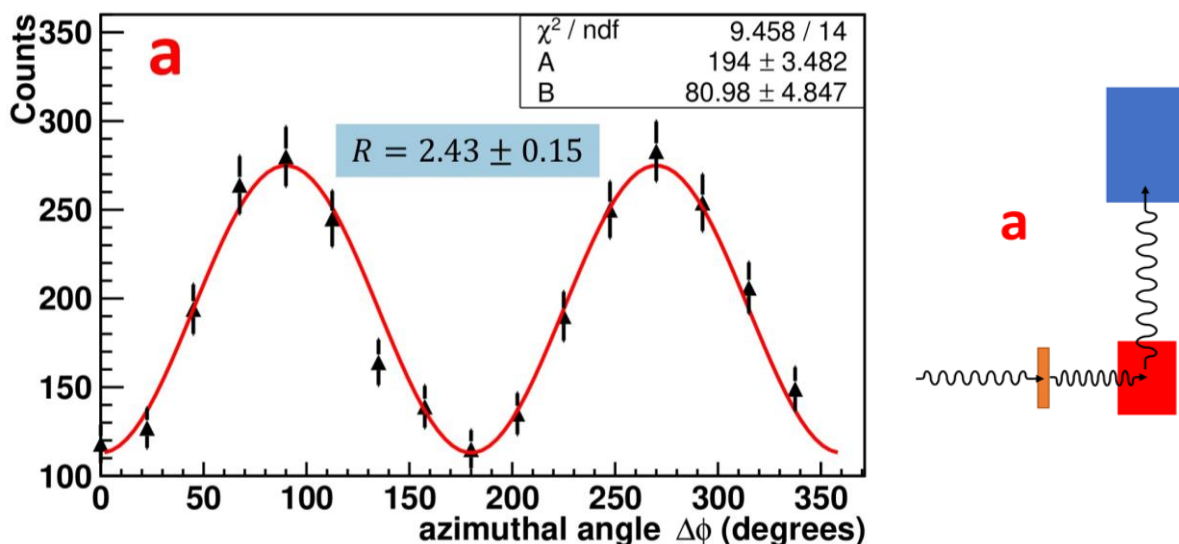


Рис. 5.4. Азимутальная корреляция аннигиляционных фотонов для событий группы **a** (слева) и схема комптоновского рассеяния (справа), которой соответствует выбранная группа событий.

На рис. 5.4 показана азимутальная корреляция декогерентных пар для событий, принадлежащих группе **a**. Энерговыведение в NaI(Tl) близко к энерговыведению для запутанных фотонов. Согласно (2.1), низкое энерговыведение в GAGG(Ce) соответствует малым углам рассеяния (рис. 5.4 справа). Так как кинематики рассеяния событий группы **a** и запутанных фотонов близки, то отношение R и вид азимутальных корреляций также должны быть максимально близки. При аппроксимации экспериментальных результатов функцией (5.6) были получены значения $A = 194.0 \pm 3.5$ и $B =$

81.0 ± 4.8 . При использовании (5.7, 5.9) для событий группы **a** было получено отношение $R = 2.43 \pm 0.15$. Отношение ожидается близко к полученному для запутанных пар.

Ниже будут рассмотрены случаи с большим углом рассеяния в GAGG(Ce), так как увеличение угла рассеяния может привести к большей степени декогеренции.

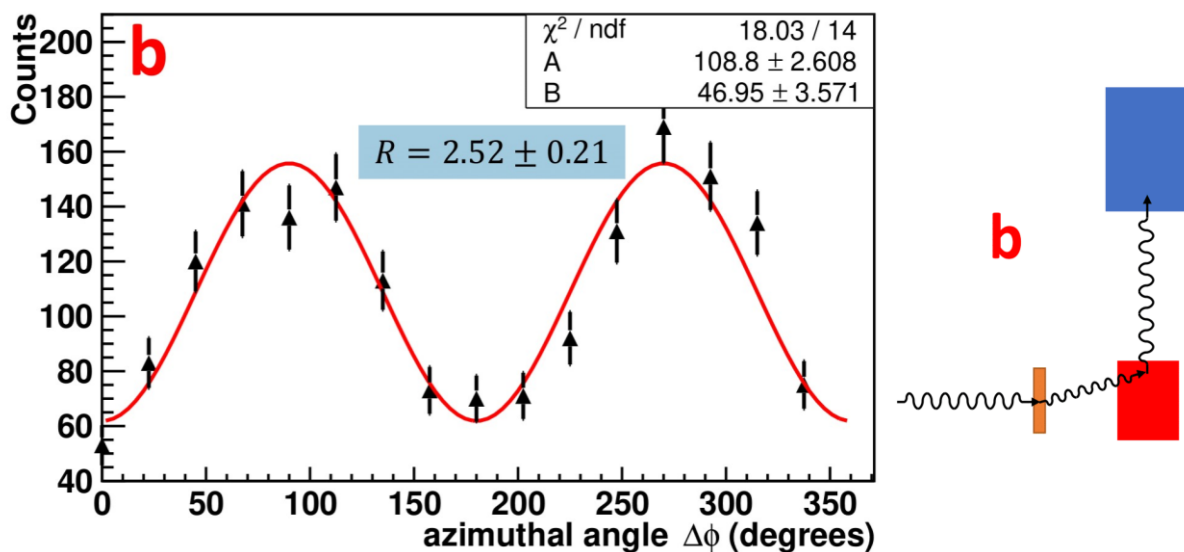


Рис. 5.5. Азимутальная корреляция аннигиляционных фотонов для событий группы **b** (слева) и схема рассеяния (справа), которой соответствует выбранная группа событий.

На рис. 5.5 (слева) показана азимутальная корреляция для событий группы **b**. Энерговыделение в NaI(Tl) выше, чем энерговыделение от запутанных фотонов. Согласно (2.1), энерговыделение в GAGG(Ce) соответствует комптоновскому рассеянию на угол $\langle\theta_{GAGG}\rangle \approx 30^\circ$. При кинематике, показанной на рис. 5.5 (справа), угол рассеяния направлен в сторону NaI-детектора, зарегистрировавшего фотон декогерентной пары. Для событий из группы **b** угол рассеяния в пластмассовом рассеивателе меньше 90° , что при достаточно малом среднем угле рассеяния в GAGG(Ce) должно увеличить значение отношения (5.5), так как такое рассеяние ближе к оптимальному углу $\theta = 82^\circ$. При аппроксимации азимутальной корреляции для событий группы **b** были получены значения $A = 108.8 \pm 2.6$ и $B = 47.0 \pm$

3.6 для параметров кривой фита. Подставив данные значения в (5.7) и (5.9), можно получить значение отношения $R = 2.52 \pm 0.21$. Полученное отношение выше аналогичного значения для запутанных фотонов и отражает уменьшение угла рассеяния в основном рассеивателе и увеличение анализирующей способности соответствующего комптоновского поляриметра максимальной для угла $\theta = 82^\circ$.

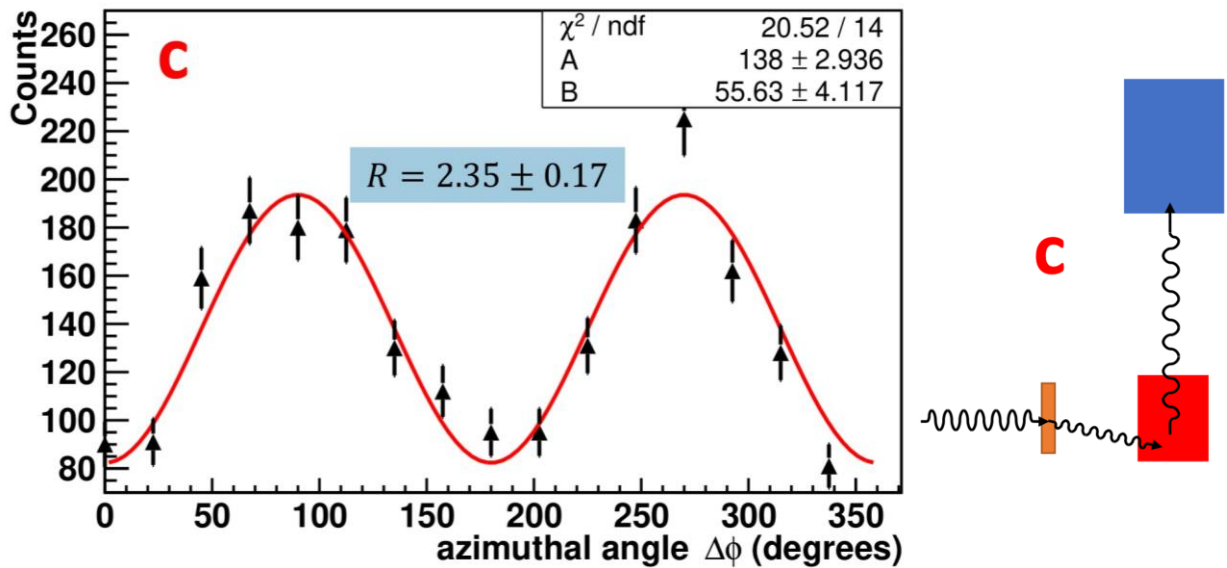


Рис. 5.6. Азимутальная корреляция аннигиляционных фотонов для событий группы **c** (слева) и схема рассеяния (справа), которой соответствует выбранная группа событий.

На рис. 5.6 (слева) показана азимутальная корреляция некогерентных пар для событий группы **c**. Как и для событий группы **b** энерговыведение в GAGG(Ce) соответствует комптоновскому рассеянию на угол $\langle \theta_{GAGG} \rangle \approx 30^\circ$. Однако энерговыведение в NaI(Tl) для данного типа событий меньше, чем энерговыведение от запутанных фотонов. Согласно выражению (2.1), такое энерговыведение свидетельствует о комптоновском рассеянии на угол больше 90° . Схема такого процесса рассеяния показана на рис. 5.6 (справа). Проанализировав формулу 5.5 для рассеяния, соответствующего событиям **c**, получим, что отношение R должно уменьшиться из-за уменьшения анализирующей способности поляриметра. Экспериментальные результаты были аппроксимированы функцией (5.6). Для параметров фита были получены

значения $A = 138.0 \pm 2.9$ и $B = 55.6 \pm 4.1$. При подстановке параметров в (5.7) и (5.9) было получено отношение $R = 2.35 \pm 0.17$. Полученное отношение должно быть ниже такого же параметра для событий группы **a**. Малое количество событий в данной группе приводит к достаточно большой статистической ошибке и к равенству значений отношений для событий групп **a**, **b** и **c** в пределах одного стандартного отклонения.

Отдельно нужно рассмотреть случай событий из группы **d**. Данные события обладают широким спектром энерговыделения в GAGG(Ce) и низким энерговыделением в счётчиках NaI(Tl). На рис. 4.12 показано, что даже для запутанных фотонов существует пик событий с низким энерговыделением в NaI(Tl). Согласно моделированию установки он связан с комптоновским рассеянием в NaI(Tl), благодаря которому в сцинтилляторе регистрируется не вся энергия. Из спектра видно, что среднее энерговыделение событий данного пика ≈ 130 кэВ. При подстановке фотона с энергией $E = \frac{m_e c^2}{2}$ в (2.1) получим энергию рассеянного фотона $E(\theta) = \frac{m_e c^2}{3 - \cos \theta}$. Для процесса обратного рассеяния ($\theta = 180^\circ$) $E = \frac{m_e c^2}{4}$. Получается, что рассеянный фотон при обратном рассеянии в NaI(Tl) выделяет энергию ≈ 127.75 кэВ, что соответствует видимому пику на спектре запутанных фотонов.

На рис. 4.11 показано сравнение спектров в NaI(Tl) для запутанных и декогерентных пар и можно увидеть, что для декогерентных пар левый пик выше. Оба спектра нормированы на одинаковое количество событий, поэтому увеличение левого пика можно объяснить лишь дополнительным типом рассеяния со сходным энерговыделением. Можно рассмотреть процесс обратного рассеяния фотона из пластмассового рассеивателя в GAGG(Ce) с дальнейшим поглощением в NaI(Tl). Схема такого процесса рассеяния показана на рис. 5.7 (справа). Как видно, первое рассеяние происходит в основном рассеивателе. То есть, роли промежуточного и основного

рассеивателя меняются. Необходимо подчеркнуть, что расстояние от источника аннигиляционных фотонов до основного рассеивателя плеча с GAGG(Ce).

Рассчитаем энерговыделение подобных событий в NaI(Tl). При обратном рассеивании фотона с энергией $E_0 = m_e c^2$, согласно формуле 2.2 получается фотон с энергией $E_{scattered} = \frac{m_e c^2}{3}$. При рассеянии фотона на угол $\theta = 90^\circ$ формула 2.2 принимает значение $E(\theta = 90^\circ) = \frac{m_e c^2}{3+(1-\cos\theta)} = \frac{m_e c^2}{4}$, которое совпадает с положением пика на рис. 4.11. При этом в GAGG(Ce) выделяется энергия $E = \frac{m_e c^2}{12} \approx 43$ кэВ, которая близка к среднему энерговыделению всех некогерентных пар в GAGG(Ce).

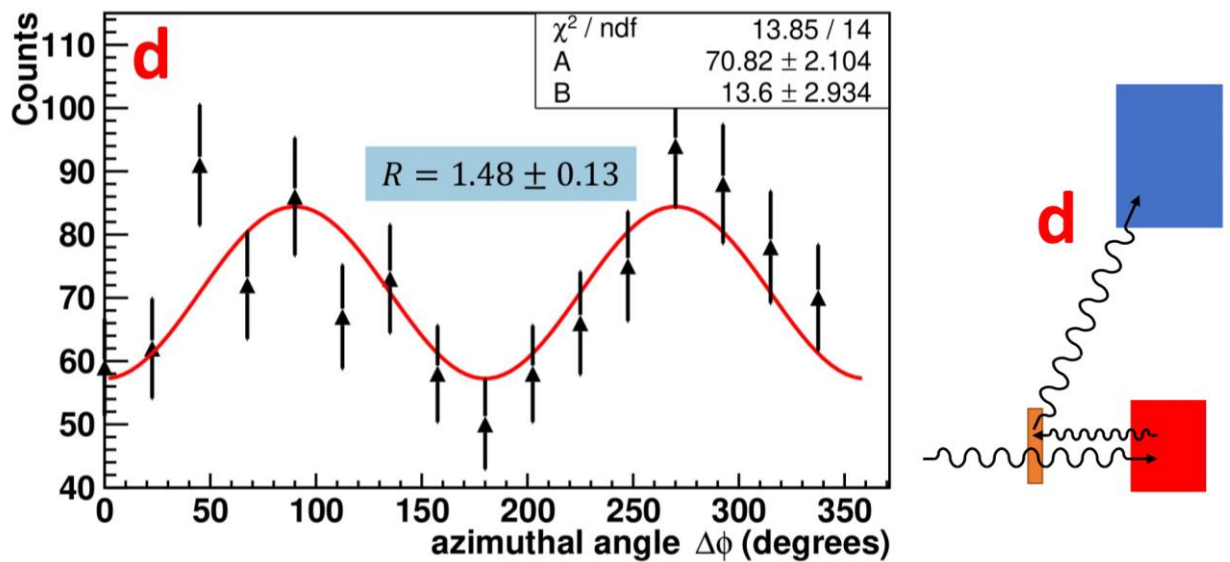


Рис. 5.7. Азимутальная корреляция аннигиляционных фотонов для событий группы **d** (слева) и схема рассеяния (справа), которой соответствует выбранная группа событий.

На рис. 5.7 (слева) показана азимутальная корреляция аннигиляционных фотонов для событий группы **d**. Из результатов эксперимента видна π – периодическая структура, как и для предыдущих типов событий. Аналогично предыдущим случаям, экспериментальные точки были аппроксимированы функцией 5.6. Для параметров фита были получены значения $A = 70.82 \pm 2.1$ и $B = 13.6 \pm 2.9$. При подстановке параметров в

формулы 5.7 и 5.9 было получено отношение $R = 1.48 \pm 0.13$. Полученное значение для группы **d** сильно отличается от отношений для других групп и может быть объяснено следующим образом. Согласно выражению 87.17 из [104], при обратном рассеянии аннигиляционного фотона пятая часть фотонов меняет свою поляризацию на противоположную ($H \leftrightarrow V$). Используя выражения для сечений векторов базиса состояний из [52] можно получить, что модуляционный фактор уменьшается до $3/5$ своего значения, что приводит к уменьшению отношения до значения $R = 1.66$.

5.6 Применение неравенства Белла для доказательства запутанности пар аннигиляционных фотонов

Как уже было сказано выше, традиционным методом доказательства запутанности квантового состояния является неравенство Белла. Белл вывел неравенство с целью проверки возможности существования теорий со скрытыми параметрами. Приведём простой вывод неравенства для мысленного эксперимента Эйнштейна-Подольского-Розена с оптическими осями левого и правого поляриметров **a** и **b** соответственно. Скрытые параметры будут обозначены, как λ , а функция распределения λ : $\rho(\lambda)$.

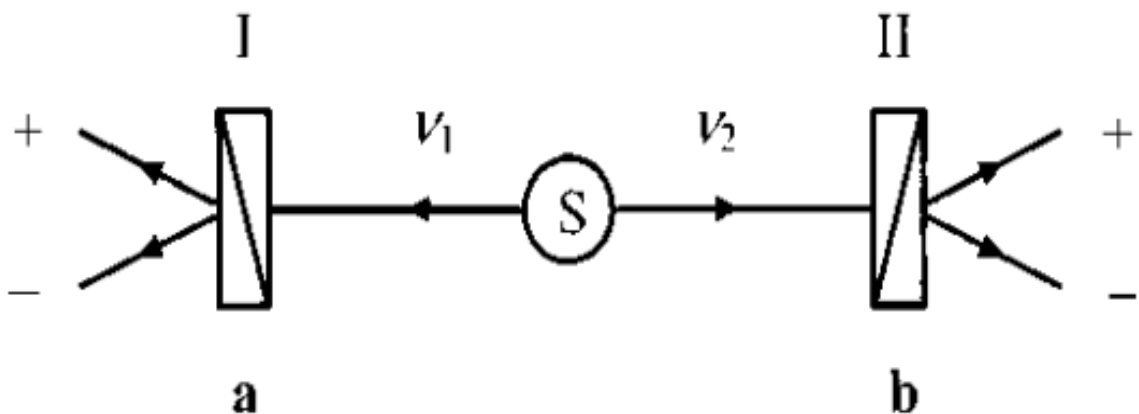


Рис. 5.8. Простейшая схема ЭПР эксперимента для вывода неравенства Белла.

Результаты измерений поляризации даются следующими функциями, которые принимают значения ± 1 для соответствующего анализатора:

$A(\lambda, \mathbf{a}) = \pm 1$, $B(\lambda, \mathbf{b}) = \pm 1$. Для вероятности регистрации рассеянного фотона можно построить следующие функции:

$$\frac{1}{2}(A(\lambda, \mathbf{a}) + 1),$$

которая принимает значения 1 и 0 для +1 и -1 соответственно.

$$\frac{1}{2}(1 - B(\lambda, \mathbf{b})),$$

которая принимает значения 1 и 0 для -1 и +1 соответственно.

Для вероятности регистрации фотона с поляризацией \mathbf{a} соответствующим поляриметром получим:

$$P_+(\mathbf{a}) = \int d\lambda \rho(\lambda) \cdot \frac{1}{2}(A(\lambda, \mathbf{a}) + 1) \quad (5.10)$$

Вероятность регистрации фотонов с поляризациями \mathbf{a} и \mathbf{b} поляриметрами определяется следующим равенством:

$$P_{+-}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \int d\lambda \rho(\lambda) \cdot \frac{1}{4}(A(\lambda, \mathbf{a}) + 1)(1 - B(\lambda, \mathbf{b})) \quad (5.11)$$

Корреляционный коэффициент определяется следующим образом:

$$E(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \int d\lambda \rho(\lambda) \cdot A(\lambda, \mathbf{a}) \cdot B(\lambda, \mathbf{b}) \quad (5.12)$$

Далее можно предположить наличие двух направлений анализа для каждого поляриметра установки: $\mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}'$ (рис. 5.9). Для такой конфигурации можно рассмотреть следующую функцию:

$$\begin{aligned} s(\lambda, \mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}') &= A(\lambda, \mathbf{a}) \cdot B(\lambda, \mathbf{b}) - A(\lambda, \mathbf{a}) \cdot B(\lambda, \mathbf{b}') + A(\lambda, \mathbf{a}') \cdot B(\lambda, \mathbf{b}) \\ &+ A(\lambda, \mathbf{a}') \cdot B(\lambda, \mathbf{b}') \end{aligned} \quad (5.13)$$

$$s(\mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}') = A(\lambda, \mathbf{a})[B(\lambda, \mathbf{b}) - B(\lambda, \mathbf{b}')] + A(\lambda, \mathbf{a}')[B(\lambda, \mathbf{b}) + B(\lambda, \mathbf{b}')] \quad (5.14)$$

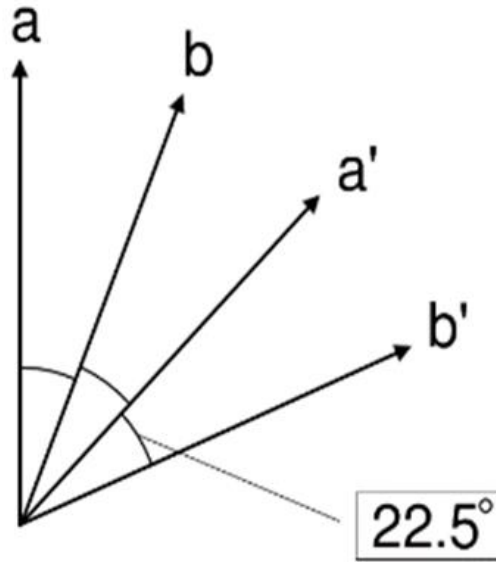


Рис. 5.9. Оптические оси анализаторов в неравенстве Белла.

Так как функции A и B принимают значения ± 1 , то для (5.14) верно следующее выражение:

$$s(\lambda, \mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}') = \pm 2 \quad (5.15)$$

Усредняя (5.14) по λ получаем:

$$|S(\mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}')| = \left| \int d\lambda \rho(\lambda) \cdot s(\mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}') \right| \leq 2, \quad (5.16)$$

где $S(\mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}') = E(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - E(\mathbf{a}, \mathbf{b}') + E(\mathbf{a}', \mathbf{b}) + E(\mathbf{a}', \mathbf{b}')$ – корреляционная функция.

Выражение (5.16) называют CHSH-неравенством (Clauser-Horne-Shimony-Holt). Из вывода видно, что неравенство применимо к достаточно широкому диапазону теорий со скрытыми параметрами.

Покажем конфликт данного неравенства с предсказаниями квантовой механики. Рассмотрим рис. 5.8. В случае идеального поляриметра вероятности того, что будет получено значение $+$ или $-$ равны 0.5 : $P_+ = P_- = 1/2$. Это верно для обоих поляриметров \mathbf{a} и \mathbf{b} . Согласно квантовой механике для вероятности совместной регистрации верны выражения:

$$P_{++}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = P_{--}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \frac{1}{2} \cos^2(\mathbf{a}, \mathbf{b}) \quad (5.17)$$

$$P_{\pm}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = P_{\mp}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \frac{1}{2} \sin^2(\mathbf{a}, \mathbf{b}) \quad (5.18)$$

Корреляционный коэффициент $E(\mathbf{a}, \mathbf{b})$ имеет вид:

$$E(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = P_{++}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) + P_{--}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - P_{\mp}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - P_{\pm}(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \cos 2(\mathbf{a}, \mathbf{b}) \quad (5.19)$$

А корреляционная S-функция в данном случае принимает вид:

$$S(\mathbf{a}, \mathbf{a}', \mathbf{b}, \mathbf{b}') = \cos 2(\mathbf{a}, \mathbf{b}) - \cos 2(\mathbf{a}, \mathbf{b}') + \cos 2(\mathbf{a}', \mathbf{b}) + \cos 2(\mathbf{a}', \mathbf{b}') \quad (5.20)$$

Максимальное значение данная функция принимает при одинаковом угле между соседними векторами $22,5^\circ$ и $77,5^\circ$. $|S_{Max}| = 2\sqrt{2}$. Изначально данный результат говорит о невозможности существования теорий со скрытыми параметрами, совместимыми с предсказаниями квантовой механики. Если предположить, что все углы между соседними векторами равны $(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = (\mathbf{a}', \mathbf{b}) = (\mathbf{a}', \mathbf{b}') = \phi$, то выражение (5.20) примет следующий вид для случая идеального поляриметра со стопроцентной эффективностью:

$$S_{ideal\ polarimeter}(\phi) = 3 \cos 2\phi - \cos 6\phi \quad (5.21)$$

На рис. 5.10 изображена корреляционная функция идеального комптоновского поляриметра для случая равных углов (5.21).

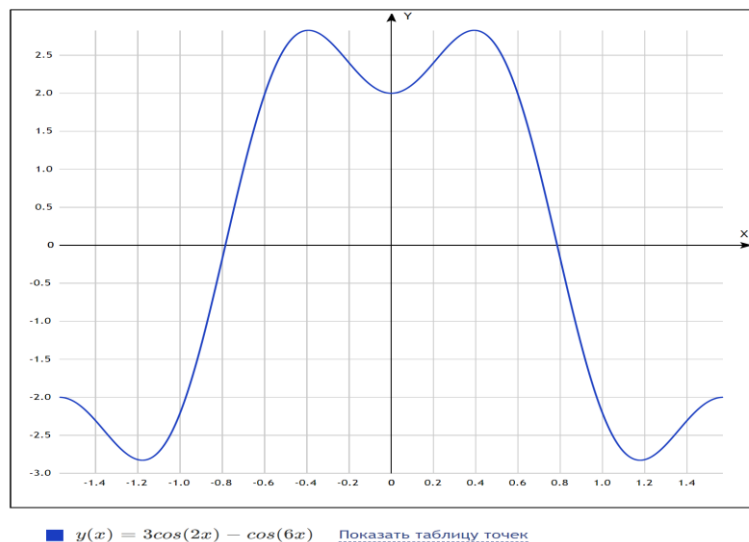


Рис. 5.10. Зависимость корреляционной S-функции от угла между осями поляриметров.

В нашем эксперименте с аннигиляционными фотонами все детекторы рассеянных фотонов расположены под углом $\Delta\phi = 22.5^\circ$ относительно соседнего детектора, что позволяет исследовать поведение корреляционной функции в широком интервале $[-\pi, \pi]$. Также, с учётом значительного уменьшения значения корреляционной функции в случае комптоновских поляриметров с анализирующей способностью $\alpha \Rightarrow S \rightarrow S \cdot \alpha^2$, получим поведение корреляционной функции в эксперименте:

$$S_{Compton\ polarimeter}(\phi) = \alpha^2 \cdot (3 \cos 2\phi - \cos 6\phi) \quad (5.22)$$

Таким образом, неизвестную анализирующую способность комптоновских поляриметров в эксперименте возможно получить, аппроксимировав экспериментальные результаты выражением (5.22).

В реальном эксперименте выражение (5.19) для корреляционного коэффициента вероятности меняются на количество совпадений сигналов в NaI(Tl) счётчиках, находящимися под указанными углами, а всё выражение нормируется на сумму возможных совпадений:

$$E(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = \frac{N(a_{\parallel}, b_{\parallel}) + N(a_{\perp}, b_{\perp}) - N(a_{\parallel}, b_{\perp}) - N(a_{\perp}, b_{\parallel})}{N(a_{\parallel}, b_{\parallel}) + N(a_{\perp}, b_{\perp}) + N(a_{\parallel}, b_{\perp}) + N(a_{\perp}, b_{\parallel})}, \quad (5.23)$$

где $N(a_{\parallel(\perp)}, b_{\parallel(\perp)})$ – количество совпадений в соответствующих детекторах, находящихся под углами $a_{\parallel(\perp)}, b_{\parallel(\perp)}$ в противоположных плечах, где \parallel (\perp) обозначает угол, под которым детектор рассеянных фотонов расположен относительно оптической оси поляриметра.

Можно получить выражение для ошибки значения корреляционной функции, полученное из дифференциала корреляционного коэффициента:

$$\sigma_{E(\mathbf{a}, \mathbf{b})}^2 = 4 \frac{(N(a_{\parallel}, b_{\parallel}) + N(a_{\perp}, b_{\perp})) \cdot (N(a_{\parallel}, b_{\perp}) + N(a_{\perp}, b_{\parallel}))}{(N(a_{\parallel}, b_{\parallel}) + N(a_{\perp}, b_{\perp}) + N(a_{\parallel}, b_{\perp}) + N(a_{\perp}, b_{\parallel}))^4} \quad (5.24)$$

При выводе формулы 5.24 используется свойство пуассоновского распределения $\frac{\sigma_N}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$.

Учитывая, что корреляционная функция – линейная комбинация четырёх различных корреляционных коэффициентов, выражения для корреляционной функции и её ошибки при фиксированном угле установки $a_{\parallel} = \phi_0$ принимают вид:

$$S(\phi_0, \phi) = E(\phi_0, \phi_0 + 2\phi) - E(\phi_0, \phi_0 + 6\phi) + E(\phi_0 + 4\phi, \phi_0 + 2\phi) + E(\phi_0 + 4\phi, \phi_0 + 6\phi) \quad (5.25)$$

$$\sigma_{S(\phi_0, \phi)}^2 = \sigma_{E(\phi_0, \phi_0 + 2\phi)}^2 + \sigma_{E(\phi_0, \phi_0 + 6\phi)}^2 + \sigma_{E(\phi_0 + 4\phi, \phi_0 + 2\phi)}^2 + \sigma_{E(\phi_0 + 4\phi, \phi_0 + 6\phi)}^2, \quad (5.26)$$

где ϕ – азимутальный угол между оптическими осями поляриметров.

В силу осевой симметрии установки и одинакового угла рассеяния для каждого индивидуального поляриметра можно усреднить оба выражения по различным комбинациям поляриметров с $a_{\parallel} = \phi_0$. Полученные выражение использовались в эксперименте для определения значения корреляционной функции и её ошибки.

$$\langle S(\phi) \rangle = \frac{\sum_{\phi_0} S(\phi, \phi_0)}{16} \quad (5.27)$$

$$\sigma_{\langle S(\phi) \rangle} = \frac{\sqrt{\sum_{\phi_0} \sigma_{S(\phi_0, \phi)}^2}}{16} \quad (5.28)$$

5.7 Сравнение корреляционной функции для запутанных и декогерентных фотонов

Исследование азимутальных корреляций запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов выявило их идентичность. В попытке обнаружить разницу между процессами и рассеяния запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов был рассмотрен описанный выше метод, основанный на неравенстве Белла. Как говорилось в главе 1, неравенство

Белла всегда выполняется для аннигиляционных фотонов. Низкая анализирующая способность комптоновских поляриметров ($\alpha^2 < 0.5$) приводит к тому, что выражение (5.22) всегда меньше, чем 2. Различия корреляционных функций могут экспериментально указать на разницу в свойствах комптоновского рассеяния фотонов в запутанном и декогерентном состояниях.

Для вычисления полной корреляционной функции всех поляриметров установки было разработано и реализовано два подхода. Первый подход заключается в вычислении корреляционных функций индивидуально для каждого поляриметра и дальнейшем их усреднении. Второй подход предполагает определение количества совпадений в NaI(Tl) детекторах для каждого угла между осями поляриметров. Далее находится полное количество совпадений суммированием по всем комбинациям с заданным углом между осями поляриметров установки. В обоих подходах получились близкие значения корреляционной функции, поэтому результаты приведены только для первого метода. Первый метод позволяет определить более точные значения, так как усреднение лучше компенсирует отклонения от осевой симметрии установки и, соответственно, систематические ошибки в определении корреляционной функции. Одним из преимуществ корреляционной функции над методом азимутальной корреляции является большее количество возможных комбинаций, дающих вклад в одну экспериментальную точку. Большее количество совпадений позволяет значительно улучшить статистическую точность измерения, соответствующего определённому углу между осями поляриметров.

Результаты по исследованию корреляционных функций будут представлены на графиках, аналогичных использованным в методе азимутальной корреляции. На рис. 5.11 представлена корреляционная функция для запутанных фотонов. По горизонтальной оси отложен угол между выделенными осями поляриметров. По вертикали отмечается

вычисленное значение корреляционной функции и её ошибка, вычисленные согласно выражениям 5.25-5.28. В качестве ошибки взята лишь статистическая ошибка, так как усреднение компенсирует систематическую ошибку, связанную с различным положением детекторов относительно оси установки и различающимся акцептансом.

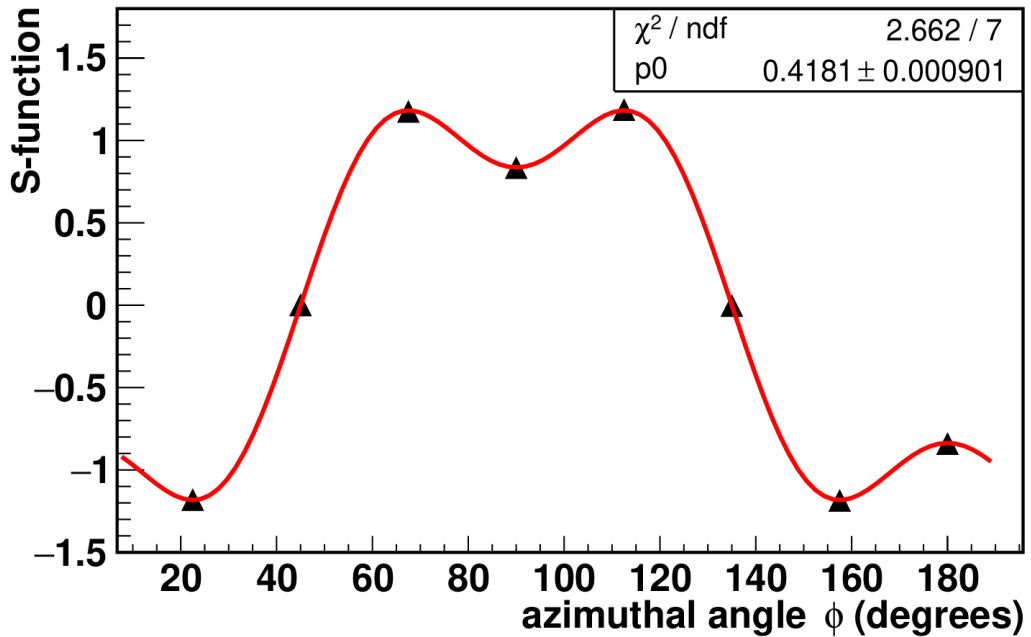


Рис. 5.11. Корреляционная функция неравенства Белла для комптоновского рассеяния запутанных пар аннигиляционных фотонов.

На рис. 5.11 чёрными треугольниками показаны точки, вычисленные по экспериментальным данным. Ошибка находится в пределах размера точки. Красной линией показана аппроксимирующая функция $S = p_0 \cdot (3 \cos 2\phi - \cos 6\phi)$. На графике представлено значение коэффициента $p_0 = 0.418 \pm 0.001$. Высокая точность определения коэффициента p_0 достигнута благодаря использованию большого количества элементарных комптоновских поляриметров, измеряющих корреляционную функцию. Для определения максимального значения корреляционной S-функции нужно умножить значение коэффициента p_0 на $2\sqrt{2}$ (максимум функции $3 \cos 2\phi - \cos 6\phi$): $S_{Max} = 1.182 \pm 0.003$. Вычисленное значение удовлетворяет неравенству Белла $|S| \leq 2$, что подтверждает невозможность доказательства запутанности с помощью теоремы Белла в случае аннигиляционных фотонов.

Из рис. 5.11 возможно вычислить квадрат анализирующей способности для метода азимутальной корреляции аннигиляционных фотонов. Из (5.2 и 5.6) следует $\alpha^2 = \frac{B}{A}$. Для запутанных фотонов были вычислены коэффициенты $A = 13750 \pm 30$ и $B = 5746 \pm 41$. Можно вычислить квадрат анализирующей способности: $\alpha^2 = 0.418 \pm 0.031$. Анализирующие способности, определённые по обоим подходам, совпадают, что подтверждает достоверность полученных результатов. Вычислим среднюю анализирующую способность используемых в установке поляриметров $\alpha = \sqrt{p_0} = 0.65$. Полученное значение близко к теоретическому пределу для комптоновского поляриметра с точечными рассеивателями и детекторами для угла рассеяния $\theta = 90^\circ$ $A_{max}(\theta = 90^\circ) = \frac{2}{3}$.

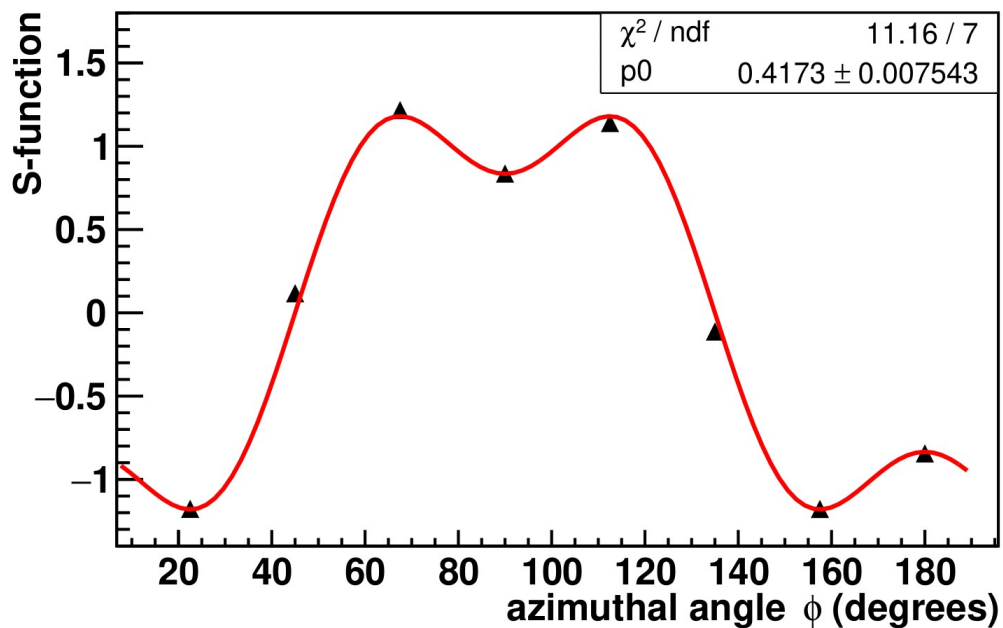


Рис. 5.12. Корреляционная функция неравенства Белла для комптоновского рассеяния некогерентных пар аннигиляционных фотонов.

На рис. 5.12 показаны вычисленные значения корреляционной функции для некогерентных пар аннигиляционных фотонов. При аппроксимации экспериментальных результатов функцией (5.22) был получен коэффициент $p_0 = 0.418 \pm 0.008$. Вычислим p_0 по результатам предыдущего метода. Для некогерентных событий были получены коэффициенты $A = 442.6 \pm 5.3$ и

$B = 183.4 \pm 7.3$. $p_0 = 0.414 \pm 0.017$. Вычисленные для декогерентных пар коэффициенты также совпадают. Анализирующая способность комптоновских поляриметров, определённая для рассеяния декогерентных пар $\alpha = 0.65$ совпадает с полученным выше значением для запутанных пар аннигиляционных фотонов.

Из приведённых выше результатов видно, что корреляционная S-функция одинакова в случае максимально запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов. Равенство результатов для корреляционной функции и отношения в предыдущем подходе согласуется с выводами, полученными в работе [52] о равенстве дифференциальных сечений рассеяния обоих типов фотонов.

5.8 Корреляционная функция для различных кинематик комптоновского рассеяния декогерентных пар

Ниже приведены результаты исследования поведения корреляционной функции неравенства Белла для четырёх групп событий, выделенных на рис. 5.3 (a-d) по энерговыделению в NaI(Tl) и GAGG(Ce). Как говорилось выше, все четыре типа событий соответствуют различным кинематикам рассеяния.

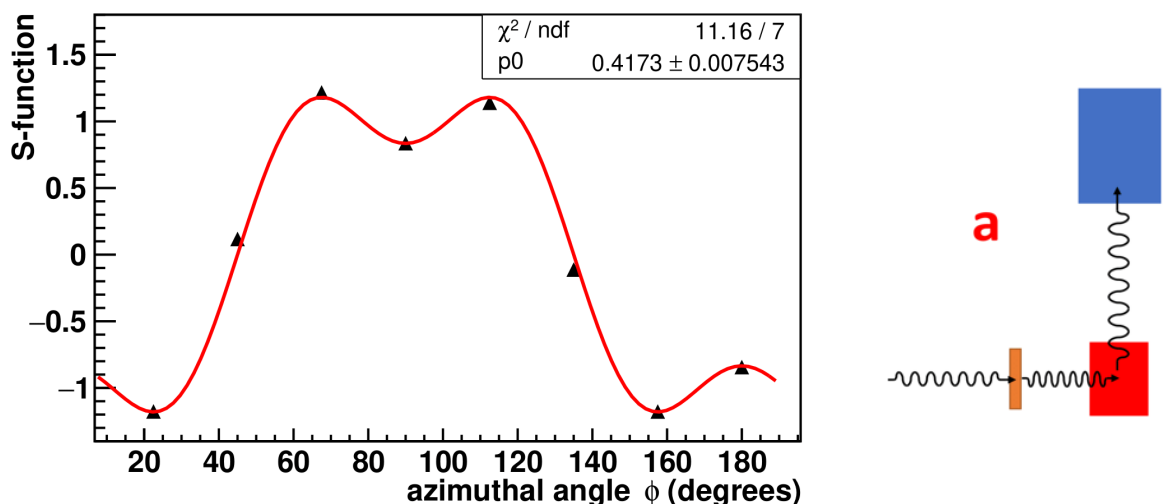


Рис. 5.13. Корреляционная функция неравенства Белла для событий группы **a** (слева) и схема рассеяния (справа), которой соответствует выбранная группа событий.

На рис. 5.13 (слева) показано поведение корреляционной функции для событий группы **a**, соответствующей малым углам рассеяния в GAGG(Se). Из аппроксимации экспериментальных результатов функцией (5.22) был получен коэффициент $p_0 = 0.417 \pm 0.008$. Коэффициент практически совпадает со значением для запутанных фотонов $p_0 = 0.418$. Коэффициент p_0 , вычисленный из коэффициентов предыдущего метода $p_0 = 0.42 \pm 0.03$.

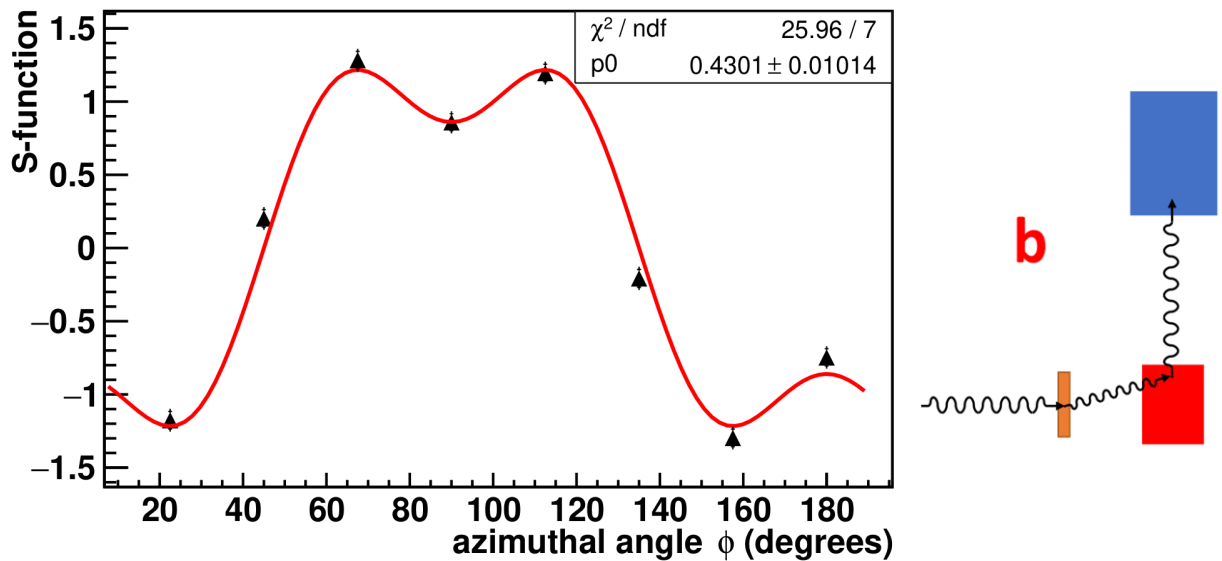


Рис. 5.14. Корреляционная функция неравенства Белла для событий группы **b** (слева) и схема рассеяния (справа), которой соответствует выбранная группа событий.

На рис. 5.14 (слева) показано поведение корреляционной функции для событий группы **b**, соответствующей большому углу рассеяния в GAGG(Se) и острому углу рассеивания в пластмассовом рассеивателе (рис. 5.14 справа). При аппроксимации экспериментальных точек функцией (5.22) был получен коэффициент $p_0 = 0.43 \pm 0.01$. Результат выше, чем для запутанных фотонов, так как для более острого угла рассеяния анализирующая способность выше (α_{max} для $\theta = 82^\circ$). Из метода азимутальных корреляций получаем $p_0 = 0.45 \pm 0.04$, что выше значения для группы событий **a**. Следовательно, увеличение α – единственная причина увеличения максимума корреляционной S-функции.

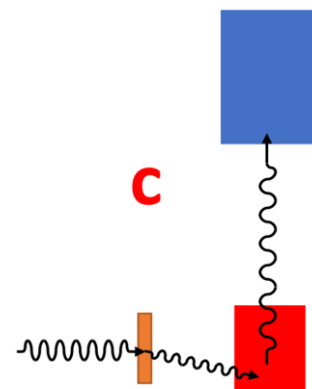
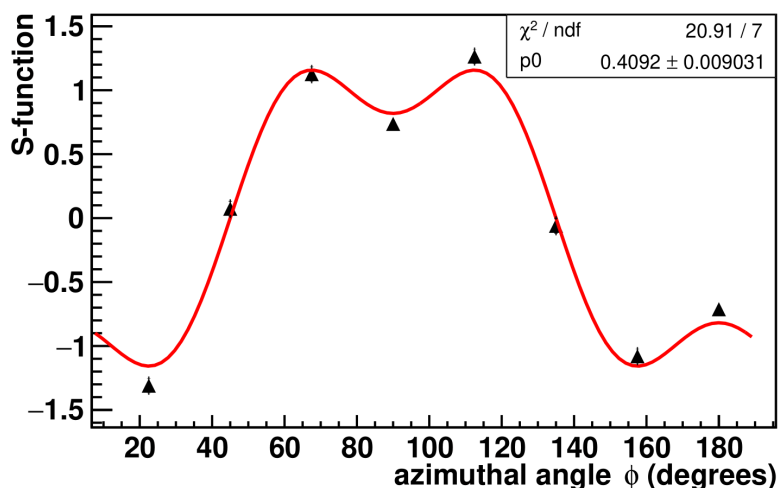


Рис. 5.15. Корреляционная функция неравенства Белла для событий группы **c** (слева) и схема рассеяния (справа), которой соответствует выбранная группа событий.

На рис. 5.15 (слева) показано поведение корреляционной функции для событий группы **c**, с рассеянием на большой угол в GAGG(Ce), как показано на рис. 5.15 (справа). Как обсуждалось выше, для таких событий анализирующая способность поляриметра становится ниже. Полученный из аппроксимации (5.22) результат $p_0 = 0.409 \pm 0.009$ ниже значения p_0 для запутанных фотонов. Данную зависимость коэффициента p_0 от угла рассеяния θ удалось наблюдать благодаря большому количеству событий в анализе, что приводит к лучшей точности определения по сравнению с методом азимутальных корреляций.

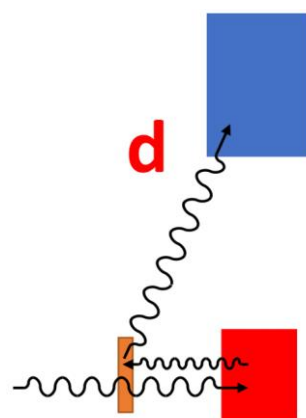
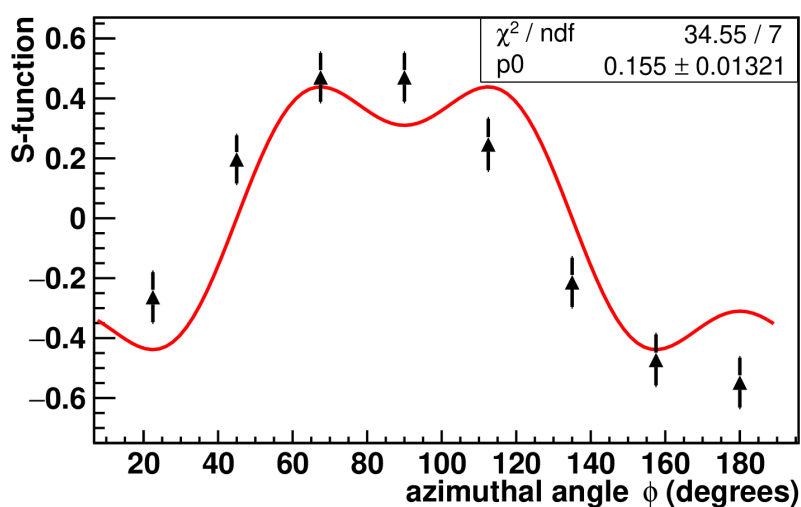


Рис. 5.16. Корреляционная функция неравенства Белла для событий группы **d** (слева) и схема рассеяния (справа), которой соответствует выбранная группа событий.

На рис. 5.16 (слева) показано поведение корреляционной функции для событий группы **d**, соответствующей обратному рассеиванию из основного рассеивателя в GAGG(Ce) с дальнейшей регистрацией фотона сцинтиллятором NaI(Tl). Из графика видно, что корреляционная функция плохо описывает поведение экспериментально полученных точек. Однако, как и в случае первого подхода видно снижение величины анализирующей способности.

5.9 Выводы

Были исследованы азимутальные корреляции рассеянных фотонов для запутанного и декогерентного начального состояния. В этом методе в пределах статистической точности было получено одно и то же отношение $R \approx 2.4$ для обоих квантовых состояний. Сравнение корреляционных функций неравенства Белла для запутанных и декогерентных пар также не позволяет наблюдать разницу в измерениях. С целью более детального исследования, декогерентные события были разбиты на несколько типов, соответствующих различным кинематикам рассеяния. Детальное исследование показывает согласие методов азимутальных корреляций и корреляционных функций неравенства Белла для всех групп событий.

Заключение

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 $R_{decoherent} \approx 2.41 \pm 0.10$ для декогерентного состояния. Таким образом, в пределах статистической точности измеренные корреляции оказались идентичными для обоих типов квантовых состояний аннигиляционных фотонов.

Благодарности

Я крайне благодарен и признателен моему научному руководителю Александру Павловичу Ивашкину за научное руководство, всестороннюю помощь, 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 и Фёдору Фридриховичу Губеру за плодотворные обсуждения и ценный вклад в выполнение данного проекта.

Список сокращений и условных обозначений

АЦП (ADC)	Аналого-Цифровой Преобразователь (Analog-to-Digital Converter)
ИЗАФ	Экспериментальная установка, направленная на Исследование Запутанных Аннигиляционных Фотонов
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 Эйнштэйна-Подольского-Розена
CHSH неравенство (неравенство Белла)	В физике неравенство CHSH используется для доказательства теоремы Белла, согласно которой некоторые последствия запутанности в квантовой механике не могут описываться локальными теориями со скрытыми параметрами.

GAGG(Ce)	Неорганический сцинтиллятор Gadolinium Aluminium Gallium Garnet ($Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$) с примесями церия
GEANT4	GEometry ANd Tracking, платформа для моделирования прохождения частиц через вещество с помощью методов Монте-Карло
NaI(Tl)	Неорганический сцинтиллятор NaI с примесями таллия
ROOT	Система анализа данных с открытым исходным кодом, используемая в физике высоких энергий и других областях.
SiPM или MPPC	Silicon Photomultiplier (кремниевый фотоумножитель) Multi-Pixel Photon Counter, синоним SiPM

Литература

1. Schrödinger E. Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik // Naturwissenschaften. 1935. Vol. 23. P. 823–849.
2. Schrödinger E. The Present Status of Quantum Mechanics // Naturwissenschaften. 1935. Vol. 23, № 48. P. 1–26.
3. Santamaria Amato L. et al. Testing the speed of “spooky action at a distance” in a tabletop experiment // Sci Rep. 2023. Vol. 13, № 1. P. 8201.
4. Yin J. et al. Lower Bound on the Speed of Nonlocal Correlations without Locality and Measurement Choice Loopholes // Phys Rev Lett. 2013. Vol. 110, № 26. P. 260407.
5. Cocciano B., Faetti S., Fronzoni L. A lower bound for the velocity of quantum communications in the preferred frame // Phys Lett A. 2011. Vol. 375, № 3. P. 379–384.
6. Salart D. et al. Testing the speed of ‘spooky action at a distance’ // Nature. 2008. Vol. 454, № 7206. P. 861–864.
7. Eberhard P.H. Restoring locality with faster-than-light velocities. 1993.
8. Einstein A., Podolsky B., Rosen N. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? // Phys. Rev. 1935. Vol. 47. P. 777–780.
9. Selleri F. Quantum Mechanics Versus Local Realism. Boston, MA: Springer US, 1988.
10. Bohr N. Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete? // Physical Review. 1935. Vol. 48, № 8. P. 696–702.
11. Бом Д. Глава 22. Квантовая теория процесса измерения // Квантовая теория. Vol. 22.
12. Bohm D. A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in Terms of “Hidden” Variables. I // Physical Review. 1952. Vol. 85, № 2. P. 166–179.
13. Bell J.S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox // Physics Physique Fizika. American Physical Society, 1964. Vol. 1, № 3. P. 195–200.

14. Gröblacher S. et al. An experimental test of non-local realism // *Nature*. 2007. Vol. 446, № 7138. P. 871–875.
15. Scheidl T. et al. Violation of local realism with freedom of choice // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 2010. Vol. 107, № 46. P. 19708–19713.
16. Brunner N. et al. Bell nonlocality // *Rev Mod Phys*. 2014. Vol. 86, № 2. P. 419–478.
17. Wiseman H.M., Jones S.J., Doherty A.C. Steering, Entanglement, Nonlocality, and the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox // *Phys Rev Lett*. 2007. Vol. 98, № 14. P. 140402.
18. Vidick T., Wehner S. More nonlocality with less entanglement // *Phys Rev A (Coll Park)*. 2011. Vol. 83, № 5. P. 052310.
19. Karvonen M. Neither Contextuality nor Nonlocality Admits Catalysts // *Phys Rev Lett*. 2021. Vol. 127, № 16. P. 160402.
20. Bédard C.A. The cost of quantum locality // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2021. Vol. 477, № 2246.
21. Raymond-Robichaud P. A local-realistic model for quantum theory // *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2021. Vol. 477, № 2250.
22. Wheeler J.A. Polyelectrons // *Ann N Y Acad Sci*. 1946. Vol. 48. P. 219–238.
23. Pryce M.H.L., Ward J.C. Angular correlation effects with annihilation radiation // *Nature*. 1947. Vol. 160, № 4065. P. 435.
24. Snyder H.S., Pasternack S., Hornbostel J. Angular Correlation of Scattered Annihilation Radiation // *Phys. Rev*. 1948. Vol. 73, № 5. P. 440–448.
25. 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.
26. Wu C.S., Shaknov I. The angular correlation of scattered annihilation radiation // *Phys. Rev*. 1950. Vol. 77, № 1. P. 136.

27. Bohm D., Hiley B. Nonlocality and polarization correlations of annihilation quanta // *Il Nuovo Cimento B*. 1976. Vol. 35. P. 137–144.
28. Langhoff H. Die Linearpolarisation der Vernichtungsstrahlung von Positronen // *Z. Phys.* 1960. Vol. 160. P. 186–193.
29. Faraci G. and Gutkowski D., Notarrigo S. and Pennisi A.R. An experimental test of the EPR paradox // *Lettere al Nuovo Cimento (1971-1985)*. 1974. Vol. 9. P. 607–611.
30. 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.
31. Bertolini G., Diana E., Scotti A. Correlation of annihilation γ -ray polarization // *Il Nuovo Cimento B. Società Italiana di Fisica*, 1981. Vol. 63, № 2. P. 651–665.
32. Wilson A.R., Lowe J., Butt D.K. Measurement of the relative planes of polarization of annihilation quanta as a function of separation distance // *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 1976. Vol. 2. P. 613–624.
33. 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.
34. 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.
35. Clauser J.F. et al. Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories // *Phys. Rev. Lett. American Physical Society*, 1969. Vol. 23, № 15. P. 880–884.
36. 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.

37. Aspect A., Dalibard J., Roger G. Experimental Test of Bell's Inequalities Using Time-Varying Analyzers // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 1982. Vol. 49, № 25. P. 1804–1807.
38. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell's Theorem // *Phys. Rev. Lett.* American Physical Society, 1981. Vol. 47, № 7. P. 460–463.
39. Harris S.E., Oshman M.K., Byer R.L. Observation of Tunable Optical Parametric Fluorescence // *Phys Rev Lett.* 1967. Vol. 18, № 18. P. 732–734.
40. Magde D., Mahr H. Study in Ammonium Dihydrogen Phosphate of Spontaneous Parametric Interaction Tunable from 4400 to 16 000 Å // *Phys Rev Lett.* 1967. Vol. 18, № 21. P. 905–907.
41. Ghosh R., Mandel L. Observation of nonclassical effects in the interference of two photons // *Phys Rev Lett.* 1987. Vol. 59, № 17. P. 1903–1905.
42. Kocher C.A., Commins E.D. Polarization Correlation of Photons Emitted in an Atomic Cascade // *Phys Rev Lett.* 1967. Vol. 18, № 15. P. 575–577.
43. Weihs G. et al. Violation of Bell's Inequality under Strict Einstein Locality Conditions // *Phys Rev Lett.* 1998. Vol. 81, № 23. P. 5039–5043.
44. Megidish E. et al. Entanglement Swapping between Photons that have Never Coexisted // *Phys Rev Lett.* 2013. Vol. 110, № 21. P. 210403.
45. Hiesmayr B.C., Löffler W. Complementarity reveals bound entanglement of two twisted photons // *New J Phys.* 2013. Vol. 15, № 8. P. 083036.
46. Fedrizzi A. et al. A wavelength-tunable fiber-coupled source of narrowband entangled photons // *Opt Express.* 2007. Vol. 15, № 23. P. 15377.
47. Fiorentino M. et al. Generation of ultrabright tunable polarization entanglement without spatial, spectral, or temporal constraints // *Phys Rev A (Coll Park).* 2004. Vol. 69, № 4. P. 041801.
48. Kim T., Fiorentino M., Wong F.N.C. Phase-stable source of polarization-entangled photons using a polarization Sagnac interferometer // *Phys Rev A (Coll Park).* 2006. Vol. 73, № 1. P. 012316.

49. Ursin R. et al. Entanglement-based quantum communication over 144 km // *Nat Phys.* 2007. Vol. 3, № 7. P. 481–486.
50. Kwiat P.G. et al. Proposal for a loophole-free Bell inequality experiment // *Phys Rev A (Coll Park)*. 1994. Vol. 49, № 5. P. 3209–3220.
51. Bovino F.A. et al. Effective fiber-coupling of entangled photons for quantum communication // *Opt Commun.* 2003. Vol. 227, № 4–6. P. 343–348.
52. 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.
53. Caradonna P. et al. Probing entanglement in Compton interactions // *J. Phys. Commun. Institute of Physics Publishing*, 2019. Vol. 3, № 10.
54. Kraus K. Complementary observables and uncertainty relations // *Physical Review D*. 1987. Vol. 35, № 10. P. 3070–3075.
55. Kožuljević A.M. et al. Study of Multi-Pixel Scintillator Detector Configurations for Measuring Polarized Gamma Radiation // *Condens Matter*. 2021. Vol. 6, № 4.
56. Watts D.P., Bordes J., Brown J.R. et al. Photon quantum entanglement in the MeV regime and its application in PET imaging // *Nat. Commun.* 2021. № 12.
57. McNamara A.L. et al. Towards optimal imaging with PET: an in silico feasibility study // *Phys. Med. Biol.* 2014. Vol. 59, № 24. P. 7587–7600.
58. Toghyani M. et al. Polarisation-based coincidence event discrimination: an in silico study towards a feasible scheme for Compton-PET // *Phys. Med. Biol.* IOP Publishing, 2016. Vol. 61, № 15. P. 5803–5817.
59. Abdurashitov D. et al. Setup of Compton polarimeters for measuring entangled annihilation photons // *Journal of Instrumentation*. 2022. Vol. 17, № 3.
60. Strizhak A. et al. Setup to study the Compton scattering of entangled annihilation photons // *J Phys Conf Ser. IOP Publishing*, 2022. Vol. 2374, № 1. P. 12041.

61. Ivashkin A. et al. Testing entanglement of annihilation photons // *Sci Rep.* 2023. Vol. 13, № 1.
62. Strizhak A. et al. Study of the Compton Scattering of Entangled Annihilation Photons // *Physics of Particles and Nuclei Letters.* 2022. Vol. 19, № 5.
63. 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.
64. Стрижак А. О. Исследование рассеяния декогерентных аннигиляционных фотонов // Опубликовано в материалах международного молодёжного научного форума “Ломоносов.”
65. Стрижак А., Борисенко Д. Исследование поляризационных состояний запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов // Труды 64 научной конференции МФТИ.
66. Hiesmayr B.C., Krzemień W., Bała M. Quantum Error Channels in High Energetic Photonic Systems. 2023.
67. Bell J.S. *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics: Collected Papers on Quantum Philosophy.* Cambridge University Press, 2004.
68. Clauser J.F., Horne M.A. Experimental consequences of objective local theories // *Physical Review D.* 1974. Vol. 10, № 2. P. 526–535.
69. Freedman S.J., Clauser J.F. Experimental Test of Local Hidden-Variable Theories // *Phys Rev Lett.* 1972. Vol. 28, № 14. P. 938–941.
70. Osuch S. et al. Experimental test of Bell’s inequality using annihilation photons // *Acta Physica Polonica Series B.* 1996. Vol. 27. P. 567–572.
71. Zaidi H., Koral K.F. Scatter modelling and compensation in emission tomography // *Eur J Nucl Med Mol Imaging.* 2004. Vol. 31, № 5. P. 761–782.
72. Zaidi H., Montandon M.-L. Scatter Compensation Techniques in PET // *PET Clin.* 2007. Vol. 2, № 2. P. 219–234.
73. Ramachandran G.N., Lakshminarayanan A. V. Three-dimensional Reconstruction from Radiographs and Electron Micrographs: Application of

- Convolutions instead of Fourier Transforms // Proceedings of the National Academy of Sciences. 1971. Vol. 68, № 9. P. 2236–2240.
74. Hallen P., Schug D., Schulz V. Comments on the NEMA NU 4-2008 Standard on Performance Measurement of Small Animal Positron Emission Tomographs // EJNMMI Phys. 2020. Vol. 7, № 1. P. 12.
 75. Shepp L.A., Vardi Y. Maximum Likelihood Reconstruction for Emission Tomography // IEEE Trans Med Imaging. 1982. Vol. 1, № 2. P. 113–122.
 76. Cullen D.E., Hubbell J.H., Kissel L. EPDL97: the evaluated photo data library `97 version. Livermore, CA, 1997.
 77. Vandenberghe S. et al. Recent developments in time-of-flight PET // EJNMMI Phys. 2016. Vol. 3, № 1. P. 3.
 78. Cook G.J.R., Wegner E.A., Fogelman I. Pitfalls and artifacts in 18FDG PET and PET/CT oncologic imaging // Semin Nucl Med. 2004. Vol. 34, № 2. P. 122–133.
 79. Tsoumpas C. et al. Scatter Simulation Including Double Scatter // IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2005. IEEE. P. 1615–1619.
 80. Moskal P. et al. Feasibility study of the positronium imaging with the J-PET tomograph // Phys. Med. Biol. IOP Publishing, 2019. Vol. 64, № 5. P. 55017.
 81. Moskal P. et al. Test of a single module of the J-PET scanner based on plastic scintillators // Nucl Instrum Methods Phys Res A. North-Holland, 2014. Vol. 764. P. 317–321.
 82. Jasińska B., Moskal P. A New PET Diagnostic Indicator Based on the Ratio of $\frac{\gamma}{\gamma}$ Positron Annihilation // Acta Physica Polonica B. 2017. Vol. 48, № 10. P. 1577.
 83. Test of a single module of the J-PET scanner based on plastic scintillators - ScienceDirect [Electronic resource]. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0168900214009103?via%3Dihub> (accessed: 02.01.2024).

84. Moskal P., others. Feasibility studies of the polarization of photons beyond the optical wavelength regime with the J-PET detector // *Eur. Phys. J. C.* 2018. Vol. 78. P. 970.
85. Niedźwiecki S. et al. J-PET: A New Technology for the Whole-body PET Imaging // *Acta Physica Polonica B.* 2017. Vol. 48, № 10. P. 1567.
86. Moskal P. et al. Time resolution of the plastic scintillator strips with matrix photomultiplier readout for J-PET tomograph // *Phys Med Biol.* 2016. Vol. 61, № 5. P. 2025–2047.
87. Allison J., others. Recent developments in Geant4 // *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A.* 2016. Vol. 835. P. 186–225.
88. Agostinelli S. et al. Geant4—a simulation toolkit // *Nucl Instrum Methods Phys Res A.* 2003. Vol. 506, № 3. P. 250–303.
89. Berestetskii V.B., Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P. *Quantum Electrodynamics: Volume 4.* Elsevier Science, 1982.
90. Yu H. et al. 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.* 2022. Vol. 1032. P. 166653.
91. Yoneyama M. et al. Evaluation of GAGG:Ce scintillators for future space applications // *Journal of Instrumentation.* IOP Publishing, 2018. Vol. 13, № 02. P. P02023–P02023.
92. Klein O., Nishina T. Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac // *Z. Phys.* 1929. Vol. 52, № 11–12. P. 853–868.
93. Costa E. et al. Design of a scattering polarimeter for hard X-ray astronomy // *Nucl Instrum Methods Phys Res A.* 1995. Vol. 366, № 1. P. 161–172.
94. Fabiani S. et al. Characterization of scatterers for an active focal plane Compton polarimeter // *Astroparticle Physics.* 2013. Vol. 44. P. 91–101.

95. Knights P. et al. An undergraduate laboratory study of the polarisation of annihilation photons using Compton scattering // Eur J Phys. 2018. Vol. 39, № 4. P. 045202.
96. Knights P. et al. Studying the effect of polarisation in Compton scattering in the undergraduate laboratory // Eur J Phys. IOP Publishing, 2018. Vol. 39, № 2. P. 25203.
97. Zhuikov B.L. et al. Target irradiation facility and targetry development at 160MeV proton beam of Moscow linac // Nucl Instrum Methods Phys Res A. 1999. Vol. 438, № 1. P. 173–179.
98. P. Hautojärvi & A. Vehanen. Introduction to Positron Annihilation // Positrons in Solids. 1979.
99. PHOTOMULTIPLIER TUBES AND ASSEMBLIES [Electronic resource]. URL: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/High_energy_PMT_TPMZ0003E.pdf.
100. Hamamatsu MPPC S14161-3050HS-04 Web Page [Electronic resource]. URL: https://www.hamamatsu.com/us/en/product/optical-sensors/mppc/mppc_mppc-array/S14161-3050HS-04.html.
101. AFI electronics webpage [Electronic resource]. URL: <https://afi.jinr.ru>.
102. ROOT web page [Electronic resource]. URL: <https://root.cern/>.
103. ADC64 Git Page [Electronic resource]. URL: <https://git.jinr.ru/treadstone/afi-adc64>.
104. Berestetskii V.B., Pitaevskii L.P., Lifshitz E.M. Quantum Electrodynamics. Vol. 4.