МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 53.05, 53.07

ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВаF₂

Студент	Д. Д. Кандыбин
Научный руководитель,	
к.фм.н., доц.	А. В. Гробов
Научный консультант,	
аспирант	Г. Д. Долганов

Москва2021

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ${\rm BaF}_2$

Д. Д. Кандыбин
А.В.Гробов
Г. Д. Долганов
С. В. Сухотин
А. А. Кириллов
М. Д. Скорохватов

Содержание

B	Зведение			3	
1	Литературный обзор		4		
	1	Сцинт	илляторы	4	
		1.1	Характеристики сцинтилляторов	4	
		1.2	Использование в ПЭТ	6	
	2	SiPM		8	
		2.1	Характеристики SiPMoв	10	
		2.2	Чувствительность SiPMoв к ультрафиолетовому		
			диапазону излучения	12	
	3	ПЭТ		12	
		3.1	Устройство ПЭТ	13	
		3.2	Времяпролетные ПЭТ	14	
2	Моделирование 1				
	1	Геомет	грия детектора	15	
	2	Генера	ация частиц	16	
3	Экс	перим	ент	24	
	1	Описа	ние оборудования	24	
	2	Выпол	инение эксперимента	26	
За	аклю	чение		31	
C	Список использованных источников				

Введение

Физика элементарных частиц в наши дни - одно из ключевых направлений в исследованиях, ведь область их применения широка. Одной из таких областей является медицина, значимость развития которой не требует доказательств.

Классическим примером применения физики элементарных частиц в медицине является позитронно-эмиссионная томография (ПЭТ). Данное направление является крайне важным, и усовершенствование этого метода исследования внутренних органов человека или животного – актуальная задача современной науки.

Для регистрации гамма-квантов в ПЭТ могут использоваться различные сцинтилляторы. Для определения оптимального материала сцинтиллятора необходимы корректно поставленные эксперименты, а также оборудование обладающие соответствующими параметрами.

Актуальной сферой исследований являются времяпролетные ПЭТ (TOF-ПЭТ) которые еще два-три десятка лет назад не могли конкурировать с ПЭТ-сканерами на основе ортогерманата висмута (BGO) из-за сочетания низкой тормозной способности и ограниченного пространственного разрешения (вызванного ограниченной светоотдачей сцинтилляторов). Однако, на сегодняшний день сочетание быстрых фотоумножителей, быстрых сцинтилляторов с высокой плотностью, современной электроники и больших вычислительных мощностей для реконструкции изображений позволяет внедрять этот принцип в клинические TOF-ПЭТ-системы.

Целью проведения данной работы являлось моделирование с помощью программного пакета Geant4 [1] взаимодействия аннигиляционных гамма-квантов с кристаллами фторида бария (BaF_2) , а также проведение экспериментальных измерений параметров кристаллов BaF_2 и кремниевых фотоумножителей (SiPM) Нататаtsu S13370-3050CS.

Глава 1

Литературный обзор

1 Сцинтилляторы

Сцинтилляторами называют вещества, излучающие свет при поглощении ионизирующего излучения (гамма-квантов, альфа-частиц, электронов, альфа-частиц и т. д.). Как правило, излучаемое количество фотонов для данного типа излучения приближённо пропорционально поглощённой энергии, что позволяет получать энергетические спектры излучения [2].

Основная область применения таких веществ является использование их в сцинтилляционных детекторах ядерных излучений. В подобных детекторах свет, излученный при сцинтилляции, собирается на фотоприёмнике, который, как правило, является фотокатодом фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), преобразуется в импульс тока, усиливается и записывается той или иной регистрирующей системой.

1.1 Характеристики сцинтилляторов

Сцинтилляторы, как правило, характеризуют следующими величинами [3], [4]:

1. Плотность;

вероятность детектирования гамма-квантов напрямую зависит от расположения атомов и молекул в сцинтилляторе.

2. Световыход;

световым выходом называется число испущенных сцинтиллятором оптических фотонов при поглощении частицы с энергией 1 МэВ. Световой выход связан с числом электрон-дырочных пар, образующихся в кристалле при поглощении ионизирующего излучения. Таким образом, световой выход обратно пропорционален ширине запрещенной зоны материала:

$$LY \approx \frac{1}{\beta \cdot E_q},$$

где β – эмпирическая константа, принимающая значение от 2 до 3; E_g – ширина запрещенной зоны.

3. Спектр высвечивания;

спектр высвечивания должен быть по возможности оптимально согласован со спектральной чувствительностью используемого фотоприёмника. Несогласованность по спектру с фотоприёмником негативно сказывается на чувствительности детектора и, как следствие, на его энергетическом разрешении.

4. Энергетическое разрешение;

даже при поглощении частиц с одинаковой энергией амплитуда импульса на выходе фотоприёмника сцинтилляционного детектора меняется от события к событию. Это связано:

- со статистическим характером процессов сбора фотонов на фотоприёмнике и последующего усиления;
- с различной вероятностью доставки фотона к фотоприёмнику из разных точек сцинтиллятора;
- с разбросом высвечиваемого числа фотонов.

В результате энергетический спектр представляет собой размытую линию (которая для идеального детектора выглядела бы как дельтафункция), и насколько эта линия будет размытой и показывает энергетическое разрешение.

5. Время высвечивания;

время, в течение которого поглощённая в сцинтилляторе, возбуждённом прохождением быстрой заряженной частицы, энергия преобразуется в световое излучение, называют временем высвечивания, и чем оно меньше - тем лучше. Зависимость интенсивности сцинтилляции от времени с момента поглощения частицы (кривая высвечивания) обычно может быть представлена как убывающая экспонента:

$$I = A \exp{-t/\tau},\tag{1.1}$$

где I – интенсивность свечения люминофора, τ – время затухания люминесценции.

В общем случае при наличии нескольких характерных времен интенсивность будет равна сумме экспонент.

6. Радиационная прочность;

облучаемые сцинтилляторы постепенно деградируют. Доза облучения, которую может выдержать сцинтиллятор без существенного ухудшения свойств, называется радиационной прочностью.

7. Гигроскопичность;

некоторые сцинтилляторы имеют способность поглощать водяные пары из воздуха, из-за чего структура веществ становится неоднородной, меняются их характеристики и, как следствие, ухудшается энергетическое разрешение детектора.

1.2 Использование в ПЭТ

В первых ПЭТ-сканерах в качестве детектора гамма-излучения использовался йодистый натрий, активированный таллием (*NaI(Tl)*), однако в настоящее время из-за гигроскопичности, низкой плотности и длительного времени высвечивания он применяется редко.

В большинстве ПЭТ-сканеров сейчас используются кристаллы ортогерманата висмута (BGO – $Bi_4Ge_3O_{12}$) и ортосиликата лютеция (LSO – $Lu_2SiO_5(Ce)$) [5]. Эти кристаллы не гигроскопичны, и поэтому им не требуется герметичная упаковка. Оба сцинтиллятора имеют высокую плотность, но LSO обладает более коротким временем высвечивания (40 нс), чем BGO (300 нс) и более высоким выходом световых фотонов на единицу поглощенной энергии (26 фотонов на кэВ против 9). Поэтому кристаллы LSO в настоящее время являются предпочтительными для использования в ПЭТ. Однако энергетическое разрешение у кристалла LSO хуже, чем у BGO. Кроме того, он содержит природный радиоактивный изотоп ¹⁷⁶Lu в количестве 2.6 %.

Некоторые производители используют в ПЭТ-сканерах ортосиликат гадолиния (GSO – $Gd_2SiO_5(Ce)$), несмотря на его низкий световой выход по сравнению со световым выходом LSO. Эти кристаллы достаточно хрупкие и поэтому требуют большой осторожности при их изготовлении.

Также в качестве сцинтиллятора используют гадолиний-алюминийгаллиевый гранат (GAGG(Ce) – $Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$), который немного медленнее, чем аналогичный LSO, но имеет почти вдвое больший световыход (56 фотонов на кэВ), однако GAGG значительно дороже, что ограничивает его внедрение в ПЭТ-сканеры.

Одним из перспективных в наши дни для использования в ПЭТ кристаллов является аналог LSO – ортосиликат лютенция-иттрия, легированный церием (LYSO(Ce)), который имеет преимущество перед LSO из-за ряда лучших характеристик: времени высвечивания (36 нс) и световыхода (33 фотона на кэВ) [6].

Кристалл BaF_2 обладает рекордным временем высвечивания (78 пс и 747 пс для быстрых компонент [4]), но сцинтиллирует на очень малой длине волны (195 нм и 220 нм), а SiPM, чувствительные к таким длинам волн появились недавно, поэтому BaF_2 в ПЭТ пока не применяется, но является перспективным для использования в TOF-ПЭТ.

Так как световыход кристалла BaF_2 для быстрой компоненты достаточно мал, критически важным становится соотношение сигнал-шум, а значит высокая чувствительность фотоумножителей на рабочей длине волны.

2 SiPM

Свет, воспринимаемый человеческим глазом, обычно состоит из потока фотонов, которые создают определенную яркость. С уменьшением яркости светового потока фотоны начинают отделяться друг от друга. Метод счета фотонов позволяет измерить световые потоки низкой освещенности путем подсчета числа фотонов. Фотоэлектронные умножители и лавинные фотодиоды являются наиболее распространенными детекторами для счета фотонов.

Кремниевый фотоумножитель представляет собой микропиксельный лавинный фотодиод (ЛФД), работающий в гейгеровском режиме и предназначенный для счета фотонов (рисунок 2.1). Каждый пиксель SiPMa создает импульсный выходной сигнал при обнаружении единичного фотона. Характерный размер ячейки составляет порядка 30–100 мкм (рисунок 2.2). Плотность упаковки матрицы — 100–1000 ячеек/мм² [7]. Общий выходной сигнал кремниевого фотоумножителя представляет собой сумму выходных сигналов с каждого пикселя. Кремниевые фотоумножители обладают высокой эффективностью регистрации, необходимой для счета фотонов, и используются в различных областях, которые требуют детектирования очень слабых световых сигналов на уровне единичных фотонов.



Рисунок 2.1 – Схема SiPM



Рисунок 2.2 – Ячейки SiPM

Кремниевые фотоумножители обеспечивают превосходную обнаружительную способность для счета фотонов. Подключив SiPM к усилителю, на экране осциллографа можно увидеть четкие сигналы в зависимости от количества фотонов (рисунок 2.3). Тот факт, что отдельные пики четко выражены и различимы говорит о том, что существует минимальная вариация между коэффициентами усиления отдельных пикселей, из которых состоит кремниевый фотоумножитель.



Рисунок 2.3 – Осцилограмма с SiPM

При попадании фотона на активную область фотоумножителя выходной сигнал с каждого пикселя постоянен и не зависит от числа падающих фотонов. Это означает, что каждый пиксель фотодиода позволяет получить информацию о том, попал ли на него фотон. Гасящий резистор (добавочное сопротивление) присоединен к каждому пикселю и позволяет выходному току протекать через него. Поскольку все пиксели фотодиода соединены в один считывающий канал, то выходные импульсы с пикселей суммируются друг с другом, создавая большой импульс. Измеряя высоту или электрический заряд этого импульса Q_{out} , можно определить количество фотонов детектируемых кремниевым фотоумножителем [8]:

$$Q_{\text{out}} = C \cdot (U_{\text{r}} - U_{\text{br}}) \cdot N_f, \qquad (1.2)$$

где C - емкость одного пикселя, $U_{\rm r}$ - обратное напряжение, $U_{\rm br}$ - напряжение пробоя, N_f - число пикселей фотоумножителя, которые детектируют фотоны.

2.1 Характеристики SiPMoв

Эффективность регистрации фотонов ε (основная характеристика фотоприемника) — это вероятность того, что падающий на фотоприемную площадку SiPMa фотон будет зарегистрирован. Эту величину можно определить как [7]

$$\varepsilon = \frac{\langle N_{\rm greek} \rangle}{\langle N_{\rm potohob} \rangle},\tag{1.3}$$

где $< N_{\phi o o o o b} > -$ среднее число фотонов во вспышке, падающих на фотоприемную площадку, $< N_{
m sveek} > -$ среднее число ячеек SiPM, сработавших от вспышки.

Эффективность регистрации ε можно выразить через произведение трех основных независимых друг от друга составляющих [7]:

$$\varepsilon = QE \cdot A \cdot G, \tag{1.4}$$

где QE – квантовая эффективность p-n-перехода, A – геометрическая эффективность, а G – вероятность возникновения гейгеровского разряда.

Важно отметить, что эффективность регистрации света зависит от

длины волны регистрируемого излучения.

Временные характеристики SiPM определяются временем развития гейгеровского разряда в ячейке. Собственной характеристикой детектора является разброс времени срабатывания одиночной ячейки SiPMa.

Одной из важнейших характеристик SiPMoв является коэффициент усиления *K*, который зависит от значения накопленного емкостью ячейки заряда:

$$K = \frac{C_{\pi}(U - U_{\rm np})}{e},\tag{1.5}$$

где $C_{\rm g}$ – емкость ячейки; $(U - U_{\rm np})$ – перенапряжение, e – заряд электрона. Значение емкости ячейки определяется ее площадью и шириной области пространственного заряда. Также стоит отметить, что в отличие от обычных лавинных фотодиодов зависимость коэффициента усиления SiPMa от перенапряжения является линейной, поэтому требования к стабильности напряжения питания для этих приборов гораздо ниже, чем для ЛФД.

Отдельно необходимо отметить существование так называемого **темнового счета**. При рабочем напряжении, приложенном к SiPMy в отсутствие светового воздействия, выходные импульсы по форме и амплитуде соответствуют сигналам сработавших ячеек. Причины их появления – тепловая генерация свободных носителей, генерация носителей в сильном электрическом поле. Абсолютное значение скорости темнового счета зависит от качества кремния (времени жизни неосновных носителей) и объема, из которого носители могут попадать в область умножения.

Стоит отметить наличие эффектов **afterpulse** (послеимпульсы) **и кросс-токи**, которые вызывают возникновение нежелательных шумов [9]. Первый заключается в освобождении носителей, захваченных ловушками в запрещенной зоне при прохождении предыдущих разрядов, а второй в срабатывании ячеек от «шумового фотона», образовавшегося из-за «схлопывания» электрон-дырочной пары в процессе высвечивания.

2.2 Чувствительность SiPMoв к ультрафиолетовому диапазону излучения

До недавнего времени низкая чувствительность SiPMoв к коротковолновому излучению не позволяла использовать их с кристаллами BaF_2 . В таких случаях применяются сместители излучения, однако в таком случае его использование не позволит реализовать малые времена высвечивания.

В данной работе используются SiPMы, для которых значение эффективности регистрации фотонов с длиной волны в области ниже 200 нм порядка 25% [10], что предположительно позволит реализовать малые времена высвечивания кристалла *BaF*₂.



Рисунок 2.4 – Эффективность регистрации ультрафиолетового излучения двумя поколениями SiPMoв

На рисунке 2.4 представлена зависимость эффективности регистрации фотонов SiPMaми от длины волны излучения для двух поколений фотоумножителей: красной линией представлена зависимость для новейшего поколения SiPMob, синей – для предыдущего.

3 ПЭТ

Позитронно-эмиссионный томограф (ПЭТ) – это прибор, регистрирующий в режиме совпадений два аннигиляционных гамма-квантов с энерги-

ей 511 кэВ, образующихся при аннигиляции электрона среды и позитрона, излучаемого при β^+ -распаде радиоактивного изотопа [11].

Метод позитронно-эмиссионной томографии позволяет при помощи детектирующего оборудования (ПЭТ-сканера) отслеживать распределение в организме биологически активных соединений, меченных радионуклидами и получать объёмные (томографические) изображения зон интереса. Он основан на способности радиоактивного изотопа накапливаться в тканях, обладающих высокой метаболической активностью (например, злокачественные опухоли).

3.1 Устройство ПЭТ

ПЭТ-сканер представляет из себя кольцо сцинтилляционных детекторов, располагаемых вокруг исследуемого объекта, которые представляют собой комбинацию сцинтиллятора и фотоумножителя (рисунок 3.1).



Рисунок 3.1 – Схема ПЭТ

Сцинтиляционные детекторы настроены на регистрацию фотопика от излучения с энергией 511 кэВ. Регистрируемые противоположно направленные γ -лучи, возникающие в результате распада позитрония, называются линией совпадения. Каждая линия регистрирует именно те два γ -кванта, которые участвовали в акте аннигиляции. Томограф регистрирует эти лучи, означающие, что позитронная аннигиляция произошла где-то на данной линии совпадения.

Большой набор детекторов, расположенных вокруг исследуемого объекта, и компьютерная обработка сигналов с них позволяет выполнить трёхмерную реконструкцию распределения радионуклида в сканируемом объекте.

3.2 Времяпролетные ПЭТ

Существует времяпролётный вариант ПЭТ – ТОГРЕТ (Time of flight positron emission tomography), в котором измеряется различие во времени между прибытием совпадающих фотонов в пару детекторов. Эта информация позволяет намного точнее определить координаты источника. Данный метод измерения и лежит в основе данной работы.

Временное разрешение современных моделей ПЭТ, использующих TOFтехнологию, находится в диапазоне 210 – 595 пс [12]. Потенциальное уменьшение этой величины и, следовательно, увеличение точности определения положения источника, а также увеличения разрешения получаемых в результате томографии изображений – главная цель использования в томографах кристаллов BaF_2 .

Глава 2

Моделирование

Для моделирования взаимодействия аннигиляционных гамма-квантов с кристаллами *BaF*₂, был использован Geant4 – инструментарий для моделирования прохождения частиц через материю.

1 Геометрия детектора

Модель представляет собой два кристалла BaF_2 , размеры которых 5 мм × 5 мм × 15 мм. К концам кристаллов вплотную прилегают кремниевые фотоумножители. Кристаллы также обернуты майларом (рисунок 1.1) для предотвращения вылета фотонов, образовавшихся в сцинтилляторах, за пределы этих кристаллов и увеличения, таким образом, светосбора. При моделировании конструкции детектора учитывались все необходимые оптические свойства кристаллов и характеристики фотоумножителей (например, коэффициенты отражения, эффективность SiPM, быстрая и медленная константы для BaF_2).

Основная цель моделирования – оценка временного разрешения BaF_2 . Поэтому, учитывая также, что аннигиляционные гамма-кванты распространяются вдоль прямой в противоположных направлениях, в качестве модели установки достаточно рассмотреть два соосных кристалла BaF_2 , расположенные на некотором расстоянии друг от друга.



Рисунок 1.1 – Модель кристаллов *BaF*₂ с SiPMами

2 Генерация частиц

Источник частиц изначально располагался в центре между кристаллами на оси, проходящей через их центры. Далее его положение менялось – сначала двигался к одному кристаллу, затем к другому. На рисунке 2.1 представлено изображение запуска частиц и дальнейшего образования оптических фотонов внутри кристаллов.



Рисунок 2.1 – Генерация запуска частиц

На рисунках 2.2 и 2.3 представлены итоговые распределения времен прилета в SiPMы в логарифмическом масштабе для двух положений источника: для расположения на равных расстояниях от кристаллов между ними и для расположения ближе к одному из кристаллов. Видно, что распределения представляют собой две прямые, соответствующие быстрой и медленной компонентам BaF_2 .



Рисунок 2.2 – Распределение времен прилета для положения источника посередине



Рисунок 2.3 – Распределение времен прилета для положения источника ближе к одному из кристаллов

Для определения разницы времен прилета фотонов в SiPMы и определения значения временного разрешения необходимо было выбрать порог срабатывания SiPMa. В реальном эксперименте порогом является определенная амплитуда сигнала, зависящая от количества зарегистрированных фотонов при каждом воздействии на кристалл излучения. Выбранный порог срабатывания должен быть выше шумовых сигналов, зависящих от множества параметров, таких как температура SiPM, перенапряжение, коэффициент усиления и т.д. В данном случае, в моделировании достаточно выбрать номер фотона, относительно которого и будет проводиться дальнейший анализ данных.

Для наилучшего временного разрешения, необходимо чтобы порог

срабатывания приходился на фотоны, соответствующие быстрой компоненте сцинтилляции. Для выполнения этого требования необходимо сделать отбор событий по энергии.

На рисунке 2.4 представлен амплитудный спектр аннигиляционных фотонов. В рамках моделирования отсечка по энергии эквивалентна определенному количеству зарегистрированных от каждой испущенной частицы оптических фотонов в кристалле. В данном случае порогом выбрано 500 фотонов, тем самым рассматривая только события соответствующие пику полного поглощения. Это условие необходимо, чтобы отсечь случаи высвечивания разного количества фотонов в первом и втором кристаллах и, как следствие, появляется вероятность того, что порог срабатывания для одного из SiPM придётся на фотоны, высвечиваемые по медленной компоненте.



Рисунок 2.4 – Амплитудный спектр аннигиляционных фотонов

В таком случае распределение разницы времен прилета выглядит, как показано на рисунке 2.5. Фит распределения представляет собой сумму распределения Гаусса и экспоненциального распределения, что затруднит обработку результатов и приведёт к значительному ухудшению временного разрешения.

С учетом выбранного порога по энергии построены распределения разницы между временами прилета фотонов в SiPMы для трех значений номера фотона: для третьего (рисунок 2.6), десятого (рисунок 2.8) и пятидесятого (рисунок 2.10). Также на рисунках 2.7, 2.9 и 2.11 представлены соответствующие зависимости влияния порога срабатывания на разброс времени срабатывания SiPM.



Рисунок 2.5 – Разница времен прилета



Рисунок 2.6 – Разница времен прилета для третьего фотона с фитированием распределением Гаусса



Рисунок 2.7 – Распределение времени прилета третьего фотона



Рисунок 2.8 – Разница времен прилета для десятого фотона с фитированием распределением Гаусса



Рисунок 2.9 – Распределение времени прилета десятого фотона



Рисунок 2.10 – Разница времен прилета для пятидесятого фотона с фитированием распределением Гаусса



Рисунок 2.11 – Распределение времени прилета пятидесятого фотона

Оценено значение временного разрешения, которое с достаточной степенью точности равно ширине распределения на полувысоте, для трех значений порога:

$$3 \phi$$
отона: $\Delta t = 92.1 \pm 1.3$ пс (2.1)

10 фотонов:
$$\Delta t = 150 \pm 2$$
 пс (2.2)

50 фотонов:
$$\Delta t = 396 \pm 5$$
 пс (2.3)

Как видно из данных гистограмм, в случае пятидесятого фотона ширина имеющегося пика значительно увеличивается. Таким образом, при выборе порога в несколько десятков фотонов, итоговый результат будет иметь слишком низкое временное разрешение.

Порог в единицы фотонов выглядит наилучшим, так как пик узкий и, соответственно, разброс в результатах минимален, однако единичные фотоны в случае эксперимента могут являться результатом некоторого внешнего воздействия, а значит итоговый результат получится недостоверным.

В дальнейшем в качестве порога использовался десятый фотон, который по-прежнему высвечивается по быстрой компоненте и имеет достаточно узкий пик, но при этом пороговая амплитуда сигнала должна быть значительно выше фоновых шумов.

Для десятого фотона построены распределения разницы времен для различных положений источника. На рисунках 2.12 и 2.13 представлены распределения разницы времен прилета для положения источника вплотную к двум кристаллам.



Рисунок 2.12 – Разница времен прилета для положения источника вплотную к одному из кристаллов с фитом распределением Гаусса



Рисунок 2.13 – Разница времен прилета для положения источника вплотную ко второму из кристаллов с фитом распределением Гаусса

На основе данных распределений построен калибровочный график зависимости разницы времен прилета от положения источника для выбранного оптимального порога в 10 фотонов. В качестве разброса значений разницы времени взято значение среднеквадратичное отклонение *σ* каждого из распределений. Погрешность координаты отсутствует.



Рисунок 2.14 – Зависимость разницы времен прилета от положения источника

Глава 3

Эксперимент

1 Описание оборудования

Для проведение эксперимента использовался оцифровщик **CAEN DT5720A** (рисунок 1.1), содержащий 2 канала 12-битного АЦП 250 MC/с с встроенным программным обеспечением для интеграции заряда и обработки импульсов в реальном времени.

Измерения проводились с использованием SiPM Hamamatsu двух типов: S13360-6050CS и чувствительного к ультрафиолетовому диапазону излучения S13370-3050CS (рисунки 1.2, 2.4 и 2.6).



Рисунок 1.1 – DT5720A



Рисунок 1.2 – SiPMы S13360 и 13370

Также использовались усилители CAEN A1423B, коэффициент усиления которых варьируется от 18 децибел до 54 децибел [13].

Собранная экспериментальная установка для работы с чувствительными к ультрафиолетовому излучению SiPMaми представлена на рисунке 1.3. Два смоделированных и распечатанных на 3D принтере уголка, к кото-



Рисунок 1.3 – Установка

рым крепятся платы с SiPM, прикручиваются к доске. В пазах располагаются исследуемые кристаллы. Изначальное расстояние между ними 2 см. На доске имеются отверстия с шагом в 1.5 см для дальнейшего изменения расстояния между кристаллами.

В качестве источника излучения использовался изотоп ^{207}Bi . Данный радионуклид имеет три эталонные линии распада: 569.698 кэВ, 1063.656 кэВ и 1770.228 кэВ. Также имеется линия характеристического рентгеновского излучения с энергией 76.54 кэВ [14]. Изначально предполагалось дальнейшее использование позитронного источника ^{22}Na , однако было решено, что его использование нецелесообразно, причина чего описана далее.

2 Выполнение эксперимента

При получении результатов измерений амплитудного спектра BaF_2 имелись существенные отклонения от ожидаемых результатов, поэтому возникла необходимость поиска причин данного несоответствия.

Для проверки работоспособности SiPMoв, чувствительных к ультрафиолетовому диапазону, использовались кристаллы LYSO на данных ФЭУ (S13370-3050CS), а также на кремниевом фотоумножителе из набора CAEN Educational toolkit (S13360-6050CS). Результат измерений на этих двух SiPMax представлен на рисунках 2.1 и 2.2 соответственно. Как видно из распределений, на обоих кремниевых фотомуножителях различим пик, соответствующий энергии ~ 570 кэВ, который обычно используется для измерений и статистической обработки, так как имеет наиболее оптимальное энергетическое разрешение для калибровки.





Рисунок 2.1 – Амплитудный спектр LYSO на чувствительном к ультрафиолетовому излучению SiPMe

Однако кристаллы LYSO излучают в диапазоне видимого света (рисунок 2.3), то есть с их помощью нет возможности проверить чувствительность к ультрафиолетовому диапазону. Тем не менее, данные результаты позволяют сделать вывод о работоспособности SiPM S13370-3050CS.

LYSO with S13360



Рисунок 2.2 – Амплитудный спектр LYSO на нечувствительном к ультрафиолетовому излучению SiPMe



На рисунках 2.4 и 2.5 представлены результаты аналогичных измерений, но уже с использованием кристалла BaF_2 . Из распределений видно, что пик, соответствующий энергии 570 кэВ, не различим на чувствительном к ультрафиолетовому спектру кремниевом фотоумножителе и различим на нечувствительном.



Рисунок 2.4 – Амплитудный спектр BaF_2 на чувствительном к ультрафиолетовому излучению SiPMe



Рисунок 2.5 – Амплитудный спектр BaF_2 на нечувствительном к ультрафиолетовому излучению SiPMe

В целях объяснения полученных результатов рассмотрим различия используемых SiPMы.

На рисунке 2.6 представлена зависимость эффективности регистрации фотонов фотоумножителем S13360 от длины волны фотона. Фотоумножитель S13360-**50PE отличается от фотоумножителя S13360-**50CS наличием защитного оптически прозрачного стекла, которое отсекает часть длин волн, к которым чувствителен данный SiPM. В данной работе использовался кремниевый фотоумножитель без защитного стекла (S13360-6050CS), следовательно он способен регистрировать фотоны с длиной волны порядка 300 нм. Из спектра BaF_2 (рисунок 2.7) видно, что такие фотоны высвечиывает кристалл BaF_2 по медленной компоненте. По этой причине имеется амплитудный спектр на данном SiPMe у BaF_2 .



Рисунок 2.6 – Эффективность регистрации фотонов фотоумножителя S13360



Рисунок 2.7 – Спектр BaF_2

SiPMы S13370, чувствительные к ультрафиолетовому диапазону излучения, были заказаны с модификацией – с защитным стеклом (рисунок 2.8), которое должно было быть прозрачным в ультрафиолетовом диапазоне в отличае от используемого аналога на фотоумножителях S13360. Однако, по-видимому, использовалось именно такое стекло. То есть при наличии этой защиты SiPM становился нечувствителен к фотонам с длиной волны ниже 320 нм. Именно поэтому наблюдалось отсутствие разумных данных при измерении амплитудного спектра BaF_2 с помощью S13370.

Из вышесказанного следует, что, используя имещиеся кремниевые фотоумножители, нет возможности проводить временные измерения с кристаллами *BaF*₂.



Рисунок 2.8 – S13370 с защитным стеклом

Заключение

В рамках работы проведено Монте-Карло моделирование с помощью программного пакета Geant4. Главной составляющей модели являлись кристаллы *BaF*₂, временные характеристики которых необходимо было исследовать. В результате моделирования получены распределения разницы времен прилета оптических фотонов, рожденных в кристаллах при их взаимодействии с аннигиляционными гамма-квантами. Основываясь на этих распределениях был выбран порог модели, который составляет 10 фотонов, и с его учетом оценено временное разрешение кристаллов:

$$\Delta t = 150 \pm 2 \,\mathrm{nc} \tag{3.1}$$

Полученное временное разрешение меньше минимального значения этой величины в современных ПЭТ-сканерах, что в рамках модели подтверждает гипотезу о перспективности использования кристаллов BaF_2 во времяпролетных ПЭТ.

Также в работе проводились экспериментальные исследования этих кристаллов. Однако, при исследовании SiPMoв Hamamatsu S13370-3050CS была выявлена их низкая чувствительность к спектру высвечивания кристаллов BaF_2 . Было выдвинуто предположение, что их низкая чувствительность к ультрафиолетовому спектру может быть обусловлена установленным на них защитным стеклом, непрозрачным в этом спектре.

Список использованных источников

- 1. Geant4: a simulation toolkit., url:https://geant4.web.cern.ch/.
- 2. Шендрик Р. Ю. Введение в физику высоких энергий. Введение в физику сцинтиляторов. т. 105. Мир, 2013.
- Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий. Мир, 1975. с. 71—73.
- Experimental time resolution limits of modern SiPMs and TOF-PET detectors exploring different scintillators and Cherenkov emission / S. Gundacker [и др.] // Physics in Medicine & Biology. — 2020.
- 5. *Климанов В. А.* Ядерная медицина. Радионуклидная диагностика// Учебное пособие для академического бакалавриата. — Юрайт, 2019.
- Исследование спектрометрических характеристик детектора ионизирующего излучения на основе LaBr₃(Ce) и кремниевого фотоумножителя / В. В. Дмитренко [и др.] // Приборы и техника эксперимента. — 2017. — т. 2. — с. 79—87.
- Клемин С., Кузнецов Ю., Филатов Л. Кремниевый фотоэлектронный умножитель // ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес. — 2007. — авг. — с. 80—86.
- 8. Иванов И. Методика оценки и сравнения кремниевых фотоумножителей // Photonics. — 2015. — т. 54, № 6. — с. 70—79.
- 9. SensL. Introduction to SiPM. -02/2017.
- 10. Characterization of New Silicon Photomultipliers with Low Dark Noise at Low Temperature / K. Ozaki [и др.] // JINST. 2021.

- Бекман И. Н. Ядерная медицина: физические и химические основы. 2018. — с. 287—293.
- 12. Conti M., Bendriem B. The new opportunities for high time resolution clinical TOF PET // Clinical and Translational Imaging. 2019.
- 13. CAEN. A1423B Wideband Amplifier Data Sheet. 2015.
- 14. Шавинский Б. М., Федотов В. А. О природном происхождении висмута-207 // Радиохимия. — 2013. — т. 55, № 5. — с. 467—470.