

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)
ФИЗТЕХ-ШКОЛА ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
ФАКУЛЬТЕТ ПРОБЛЕМ ФИЗИКИ И ЭНЕРГЕТИКИ
КАФЕДРА «ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И
КОСМОЛОГИЯ»

Стадничук Егор Михайлович

**Проектирование детектора протонов и электронов для
мониторинга солнечных космических лучей**

Направление подготовки: 03.03.01 «Прикладная математика и физика»

Профиль магистратуры: Фундаментальные взаимодействия и космология

Выпускная квалификационная работа
на соискание степени магистра

Работу выполнил:

студент М02-883 группы _____ Стадничук Егор Михайлович

Научный руководитель:

к.ф.-м.н. _____ Нозик Александр Аркадьевич

Москва — 2020

Оглавление

	Стр.
Введение	2
Глава 1. Литературный обзор	7
1.1 Общая схема космических детекторов частиц	7
1.2 Кремниевые детекторы	8
1.3 Сцинтилляционные детекторы	9
1.4 Детектор EРНIN космического аппарата SOHO	10
1.5 Телескоп электронов КЕТ	11
Глава 2. Моделирование	16
2.1 Концепция детектора	16
2.2 Требуемые размеры сцинтиллятора	17
2.3 Толщина экранировки	19
2.4 Бериллиевое окно	20
2.5 Восстановление спектра протонов	23
2.6 Восстановление монохроматического спектра	26
2.7 Восстановление спектра фитированием	27
2.8 Метод наименьших квадратов	29
2.8.1 Теория	29
2.8.2 Восстановление спектра с помощью МНК	32
2.9 Учет фоновых процессов	33
Глава 3. Эксперимент	39
3.1 Используемое оборудование	39
3.1.1 Активная часть детектора	39
3.1.2 Фотодетекторы	40
3.1.3 АЦП	40
3.2 Свойства секций детектора	41
3.2.1 Описание измерительного стенда	41
3.2.2 Фотоэлектроны	43
3.2.3 Способы крепления SiPM к сцинтилляционной шайбе	45

3.2.4	Влияние температуры на работу SiPM	47
3.3	Прототип детектора	49
3.3.1	Описание прототипа	49
3.3.2	Калибровка прототипа	50
3.3.3	Новая электроника	57
3.4	Распределение мюонного сигнала	58
3.4.1	Энерговыделение мюонов	58
3.4.2	Распределение энерговыделения мюонов	60
3.4.3	Распределение мюонного сигнала	63
3.4.4	Распределение мюонного сигнала с учётом работы триггера	64
3.4.5	Простой способ калибровки канала детектора	66
Заключение		70
Список литературы		72

Введение

В результате спорадических явлений солнечной активности электроны и ионы ускоряются до энергий до нескольких МэВ и до нескольких ГэВ соответственно. Таким образом образуются солнечные космические лучи (СКЛ) [1]. Во время солнечных вспышек их интенсивность становится высокой, что опасно для космонавтов и космической аппаратуры [1;2]. Для мониторинга потока электронов и ионов СКЛ, а также для измерения их спектра, разрабатывается детектор.

Детектор представляет собой цилиндр, состоящий из нескольких сцинтилляционных шайб. При прохождении частиц сквозь детектор в шайбах высвечиваются фотоны, которые через оптоволокно попадают в фотодетектор SiPM (Silicium PhotoMultiplier) [3]. Сигналы от каждой шайбы детектора снимаются отдельно, что возможно за счёт обёртки каждой шайбы светоотражающим материалом Tyvek [4].

Детектор проектируется для измерения электронов с кинетической энергией от 1 до 10 МэВ и протонов с кинетической энергией от 10 МэВ до 100 МэВ. Частицы, проходя сквозь детектор, в разных шайбах выделяют разное количество энергии, что позволяет восстановить кривую потерь. Для протонов эта кривая имеет характерный пик Брегга [5] (рисунок 1), по положению которого можно определить энергию частицы.

В силу того, что детектор разрабатывается для измерений в космосе, требовалось оптимизировать его габариты и массу. Длина детектора будет составлять 7 см, диаметр шайб составит 3 см. Такие габариты позволяют останавливать частицы в требуемом диапазоне энергий, а также поглощать большую часть электромагнитных ливней, рождённых регистрируемыми частицами в детекторе. Суммарная масса детектора включая электронику и корпус не превысит 700 г.

Детектор будет работать в двух режимах: в счётном и в интегральном. Счётный режим используется в том случае, когда поток частиц СКЛ ниже скорости регистрации детектора. В таком случае каждая кривая потерь анализируется отдельно, и по ней определяется энергия частицы методом максимального правдоподобия. Интегральный режим используется при большом потоке СКЛ,

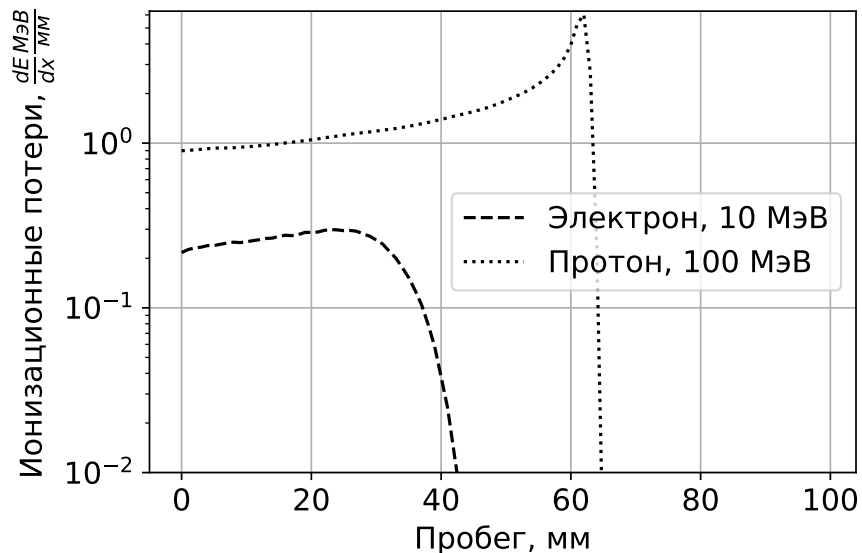


Рисунок 1 — Кривые потерь для 100 МэВ протона и 10 МэВ электрона в пластиковом сцинтилляторе. Кривая потерь протона обладает характерным пиком Брэгга, по положению которого можно однозначно идентифицировать кинетическую энергию поглощённой частицы.

например, во время солнечных вспышек. В этом режиме выделяемые энергии регистрируемых частиц складываются, и анализируется суммарная кривая потерь. Из неё, например, с помощью регуляризации Турчина [6] восстанавливается спектр частиц. Погрешность детектора в интегральном режиме не превысит 10% [5].

Настоящая дипломная работа состоит из нескольких частей. В литературном обзоре рассматриваются космические приборы, созданные для регистрации частиц в энергетическом диапазоне, близком к энергетическому диапазону проектируемого детектора. В следующей части работы было проведено моделирование разрабатываемого детектора с целью подбора наиболее оптимальных параметров его активной части. Оптимизация заключалась, во-первых, в поиске геометрических размеров детектора, удовлетворяющим космическим массо-габаритным требованиям. Во-вторых, проверка методик восстановления спектра частиц в интегральном режиме для различных толщин шайб дала представление о том, какая сегментация детектора допустима для требуемого энергетического разрешения. Анализ данных проводился для монохроматического и гауссового спектра частиц. Следующая часть дипломной работы - экспериментальная. В ней были исследованы оптические свойства сцинтилляционных

шайб, а именно их световыход при различных возможных конфигурациях. Также были исследованы свойства используемых фотодетекторов. В завершающей части работы был собран лабораторный прототип детектора. Была разработана и реализована методика калибровки прототипа, основанная на выведенной в работе формуле для распределения отклика детектора на атмосферные мюоны.

Глава 1. Литературный обзор

Литературный обзор посвящён существующим методикам спектроскопии частиц высоких энергий в космосе. Большая часть излагаемого далее материала взята из [7].

1.1 Общая схема космических детекторов частиц

Как правило космический прибор состоит из нескольких частей (рисунок 1.1). Наличие тех или иных элементов в конструкции прибора диктуется его техникой измерения и дизайном. Итак, у космических приборов может присутствовать коллиматор или обшивка, защищающие детектор от попадания частиц под не регистрируемым углом. После коллиматора частицы попадают в первичный анализатор. Это может быть твердотельный детектор или электромагнитный анализатор, сортирующий частицы по отношению их энергии к их заряду. Эта секция может быть продолжена дополнительным анализатором, например, распознающим массу ионов. Наконец, частицы попадают в детектор, который реагирует на появление в нём частиц, создавая электрический сигнал. Этот сигнал затем передаётся в секцию, отвечающую за обработку электрического сигнала. Там сигнал оцифровывается и передаётся в систему, отвечающую за хранение данных. Оттуда сырые данные передаются на Землю, где они в дальнейшем обрабатываются.

К космическому прибору предъявляется множество требований. В первую очередь они зависят от того, что именно и в какой среде его предполагается эксплуатировать. У прибора есть различные характеристики, например: его геометрический размер, его масса, отношение сигнал-шум, диапазон измеряемых масс частиц, разрешение по массе, диапазон измеряемых энергий, разрешение по энергии, диаграмма направленности, временное разрешение и т.д. Всё это учитывается при разработке космической программы, дизайна прибора, дизайне аппаратной части и программной части.

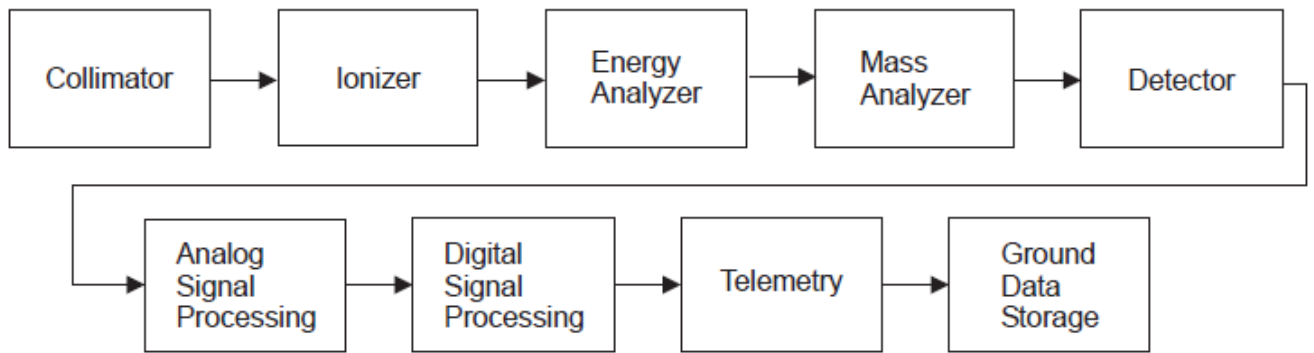


Рисунок 1.1 — Схема космического детектирующего прибора [7].

Далее будут подробнее рассмотрены космические приборы для детектирования частиц высоких энергий.

1.2 Кремниевые детекторы

У кремниевых детекторов есть множество достоинств. Это, во-первых, компактный размер, во-вторых, хорошее энергетическое разрешение, связанное с тем, что на рождение одной электрон-дырочной пары требуется всего 3.6 эВ, также хорошее временное разрешение, и, наконец, возможность изготовления кристаллов различной толщины, позволяющая подстраивать детектор под конкретные задачи.

Однако у кремниевых детекторов есть и слабые стороны. Во-первых, кремниевый детектор ограничен сверху по толщине (не более 1 мм). Это приводит к тому, что он не способен полностью остановить частицы с энергией больше 14 МэВ. Этот недостаток можно компенсировать установкой нескольких слоёв детектора. Как правило космические кремниевые детекторы состоят из двух слоёв. Также кремний чувствителен к радиационным повреждениям, что сокращает срок его эксплуатации. Наконец, кремниевые детекторы обладают относительно высоким порогом для регистрации частиц (частица должна обладать энергией больше чем 20 кэВ). Это связано с наличием тепловых шумов в кремнии. Однако этот порог может быть существенно снижен с помощью охлаждения.

Для регистрации частиц высоких энергий кремнием возможно добавление в кристалл кремния примеси ил лития (lithium-drifted silicon detectors). Это

позволяет изготавливать детектирующие слои с толщиной до 1 см. Такие детекторы часто используются для регистрации рентгеновского и гамма-излучения, для спектроскопии ионов и т.д.

1.3 Сцинтилляционные детекторы

Для космического приборостроения зачастую используют неорганические сцинтилляторы. Это связано с тем что, во-первых, они обладают хорошей тормозящей способностью, что позволяет регистрировать частицы высоких энергий используя относительно малое количество вещества, во-вторых, сцинтилляторы можно изготавливать гораздо более толстыми, чем полупроводники. Поэтому очень часто космические детекторы состоят из кремниевого детектора, который даёт первичную информацию о частице, и сцинтиллятора, где частица полностью тормозится.

Следует отметить, что использование органических сцинтилляторов в качестве основного детектора частиц в космосе не распространено, поскольку для торможения частиц высоких энергий требуется слишком большой объём органического сцинтиллятора для космического аппарата. Однако их используют в качестве счётчиков вето и активной защиты (рисунок 1.2).

Серьёзным недостатком сцинтилляторов являлась необходимость использования габаритных ФЭУ для регистрации сцинтилляционного света. С появлением полупроводниковых детекторов этот недостаток устраняется.

Наконец, для регистрации частиц высоких энергий в космосе используются черенковские детекторы. Они эффективны для регистрации электронов в МэВном диапазоне при наличии большого потока высокоэнергичных, но нерелятивистских протонов [9] (в этой работе использовался материал с показателем преломления 1.33. Прибор чувствителен к электронам с энергией от 6 МэВ, при этом протоны с энергией до 485 МэВ не излучают черенковский свет.). Также черенковские детекторы полезны для регистрации протонов при условии, что в космической среде почти нет электронов [10] (электроны высоких энергий появлялись лишь во время солнечных вспышек) (рисунок 1.3).

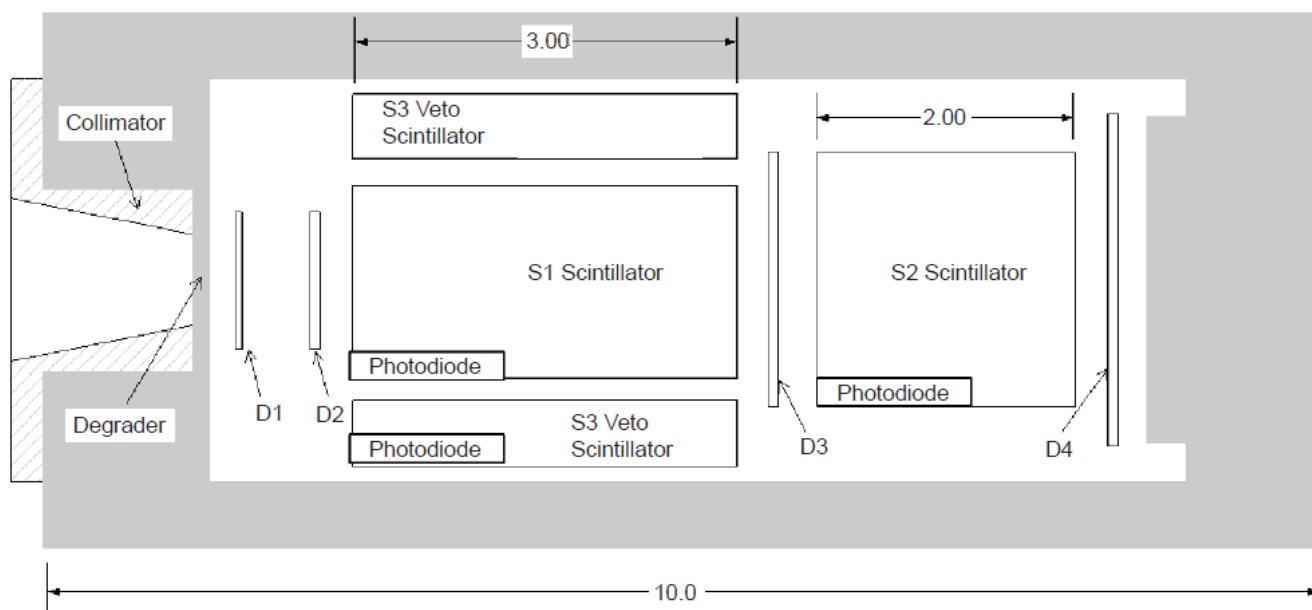


Рисунок 1.2 — High energy proton spectrometer (HEPS) [7;8]. Все размеры на рисунке указаны в сантиметрах. Прибор содержит как кремниевые детекторы, так и неорганические и органические сцинтилляторы. Кремниевые детекторы D1-D4 используются для определения траектории частицы. Неорганические сцинтилляторы измеряют её энергию. Органические сцинтилляторы используются в качестве вето защиты. Для сбора сцинтилляционного света используются PIN фотодиоды (Hamamatsu S3590-05). Энергетическое разрешение сцинтиллятора S1 (3 см, GSO) составляет 4.2 MeV FWHM для протонов 500 МэВ. У сцинтиллятора S2 (2 см) разрешение составляет 3.0 MeV FWHM для 500 МэВ протонов. Детектор хорошо работает при регистрации частиц падающих с частотой до 10^5 Гц.

1.4 Детектор EPHIN космического аппарата SOHO

Electron Proton Helium Instrument (EPHIN) на космическом аппарате ESA's Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) предназначен для регистрации электронов с энергией от 150 кэВ до 5 МэВ и протонов с энергией от 4 до 53 МэВ на нуклон [12]. Прибор разработан для лучшего понимания процессов ускорения, транспорта и распространения в межпланетной среде солнечных заряженных частиц.

На рисунке 1.5 представлена схема одного из детекторов прибора EPHIN. Регистрация частиц осуществляется с помощью кремниевых пластин

A,B,C,D,E,F. Наличие нескольких пластин позволяет восстанавливать кривую потерь частиц, что открывает возможность определять тип частицы и её энергию с помощью методов регуляризации. Для избежания регистрации частиц, попадающих в сенсор не через входное окно, установлена схема антисовпадений: сцинтиллятор G.

1.5 Телескоп электронов КЕТ

Телескоп КЕТ на борту *Ulysses* предназначен для регистрации электронов в широком энергетическом диапазоне от 2.5 МэВ до 6 ГэВ и их спектроскопии в диапазоне от 7 до 170 МэВ [13; 14]. Прибор также способен регистрировать протоны и альфа-частицы с энергией от 3 до 2100 МэВ на нуклон.

На рисунке 1.6 представлена схема телескопа КЕТ. На входе в телескоп расположен черенковский детектор С1, сделанный из материала аэрогель кремнезема ($n = 1.066$). Он окружён полупроводниковыми детекторами D1 и D2. Их работа в совокупности с защитным контуром А (сцинтиллятор) позволяет фильтровать частицы со скоростью $\beta > 0.938$, что позволяет отличить протоны от электронов. Черенковский свет регистрируется фотоэлектронным умножителем РМ1. Для защиты РМ1 от сигнала заряженных частиц, перед ним установлен вето-сцинтиллятор S1. Калориметр телескопа состоит из свинцово-фторовой пластины С2, где образуется электромагнитный ливень, и сцинтиллятора S2, где регистрируются частицы, не поглощённые в С2. Черенковский свет проходит через щель в сцинтилляторе S2, проходит через диффузионную коробку DB и затем регистрируется с помощью фотоумножителей РМ2 и РМ3.

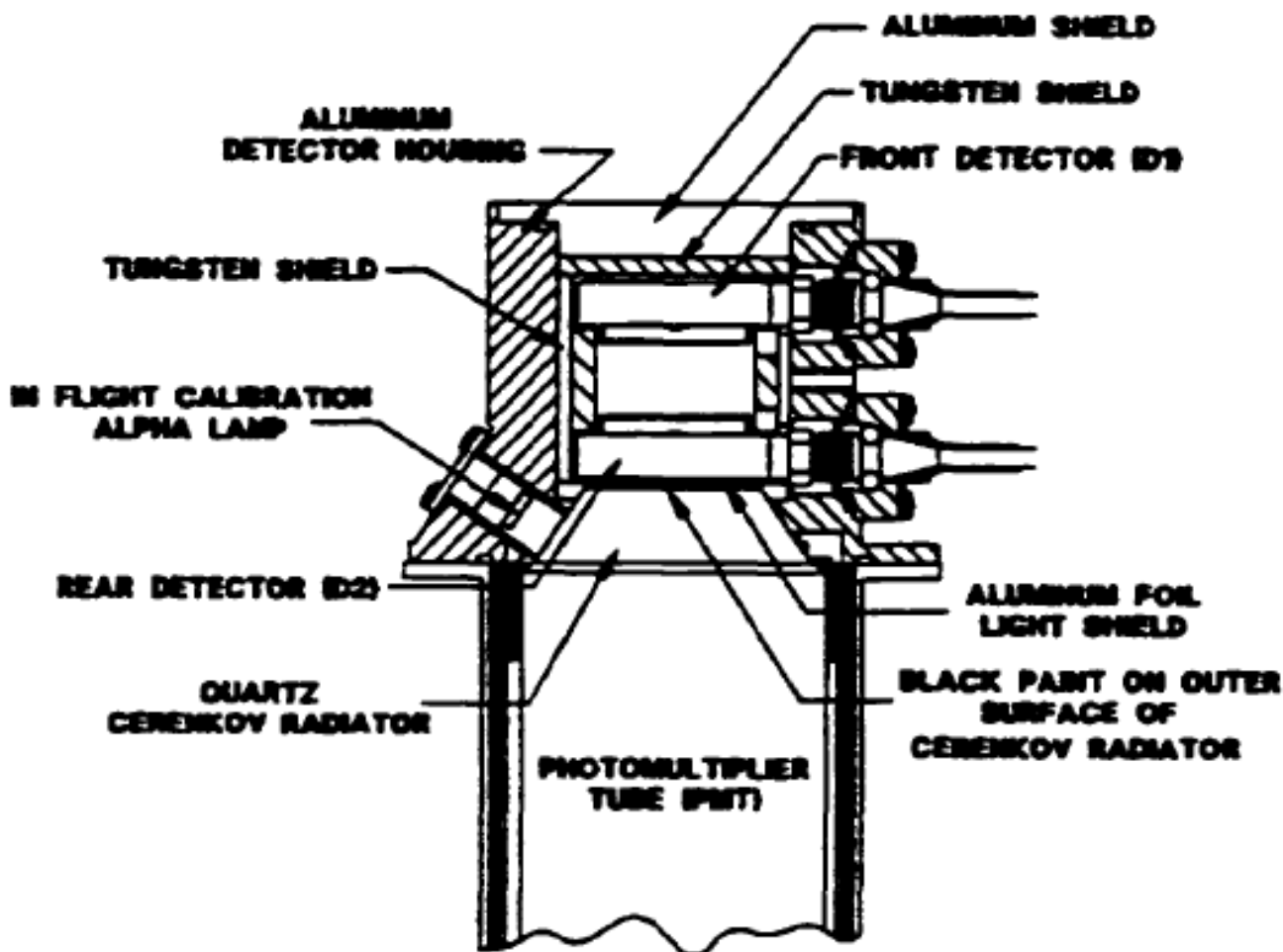


Рисунок 1.3 — High Energy Proton and Alpha Detector (HEPAD) [10]. Прибор представляет собой черенковский детектор, чувствительный к протонам от 350 МэВ и альфа-частицам с энергией от 640 МэВ на нуклон. Передняя часть черенковского сенсора окрашена в чёрный цвет для избежания регистрации частиц, приходящих сзади. Черенковский свет регистрируется с помощью ФЭУ. Для улучшения разрешающей способности прибора на входе в детектор установлены кремниевые детекторы, работающие на совпадение сигнала с черенковским.

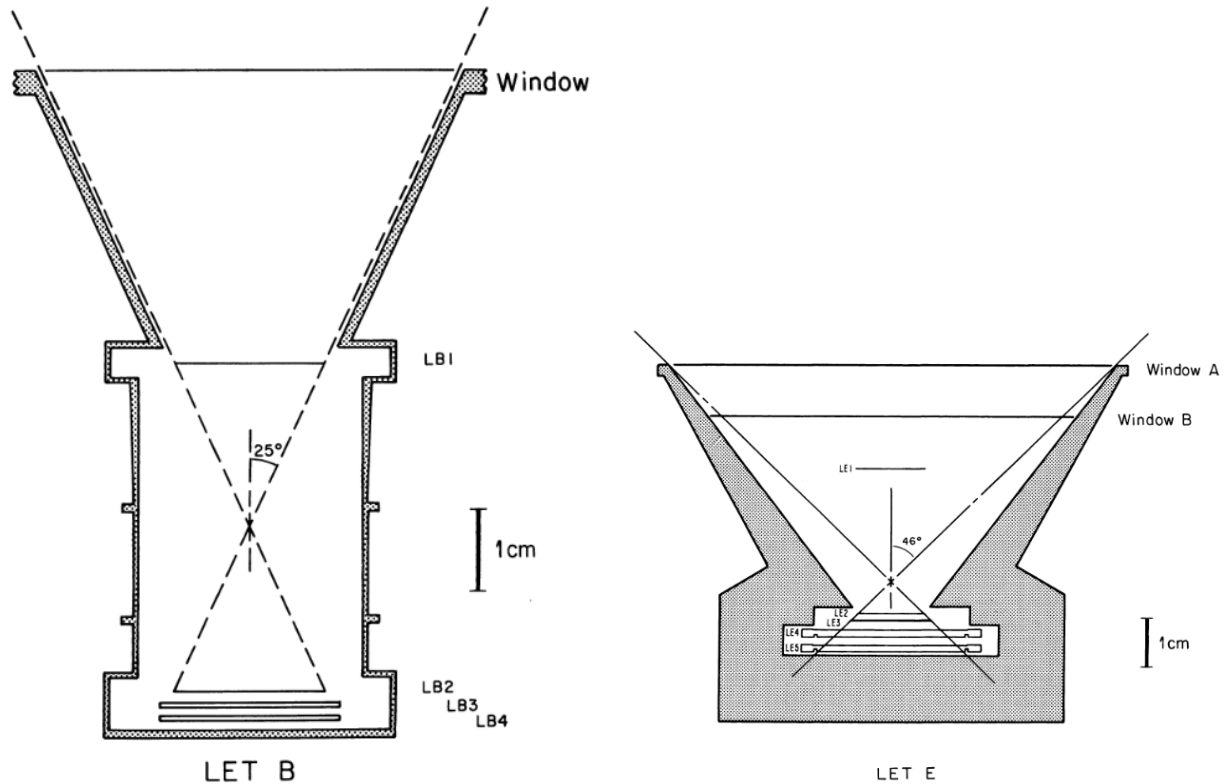


Рисунок 1.4 — Схемы приборов с использованием кремне-литиевых детекторов для спектроскопии ядер высоких энергий монитора GALILEO HEAVY ELEMENT MONITOR [11]. На левом рисунке представлен LET B (Low Energy Telescope B). За счёт тонкого входного окна он способен регистрировать ядра с энергией от 6 МэВ на нуклон. Этот телескоп - улучшенная версия Voyager CRS LETs, которая обладала разрешением по заряду ядра 0.1 для кислорода.

Справа представлен LET E. Он рассчитан на регистрацию ядер с кинетической энергией 200 МэВ на нуклон. Отсев ядер более низких энергий происходит за счёт толстого коллиматора и входного окна. На обоих приборах траектория частицы восстанавливается за счёт её регистрации в нескольких кремниевых детекторах (при этом учитывается, что её угол падения не может превышать определённое число градусов за счёт коллимирования).

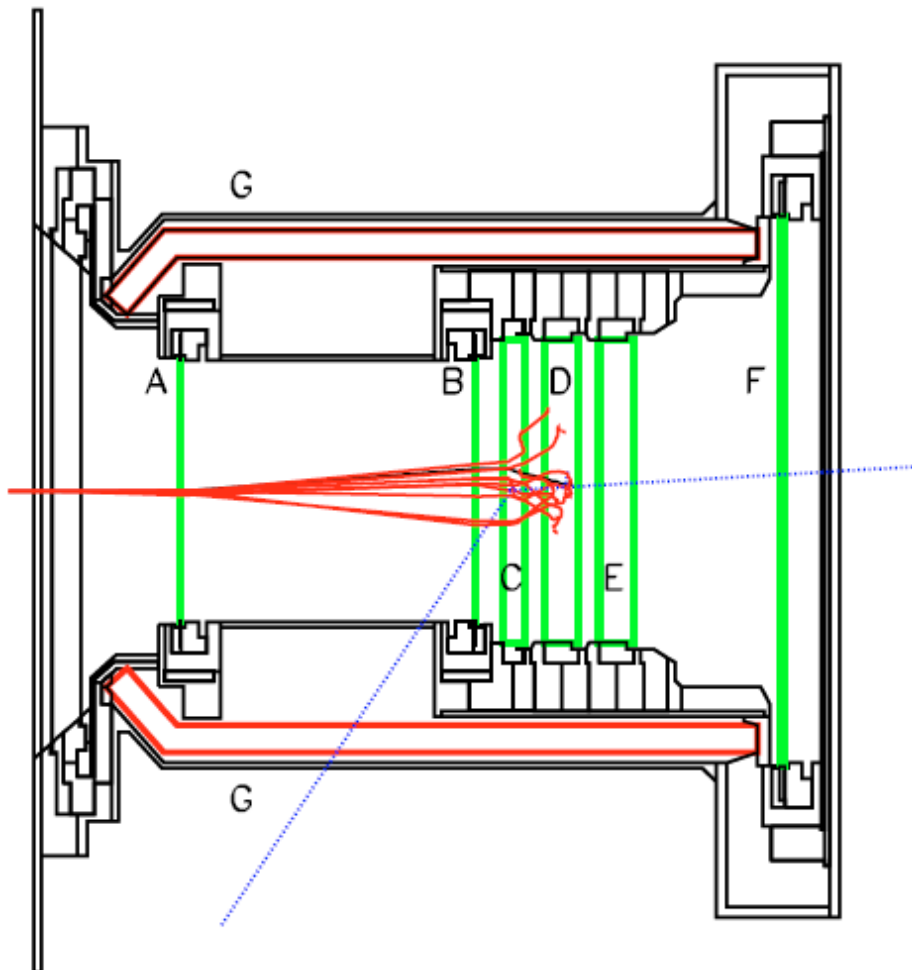


Рисунок 1.5 — Схема одного из сенсоров прибора EPHIN [12]. Сенсор состоит из кремниевых детекторов A,B,C,D,E,F и сцинтиллятора G, играющего роль схемы антисовпадений. Красные треки на рисунке - электроны с кинетической энергией 5 МэВ, синие треки - вторичные гамма-лучи.

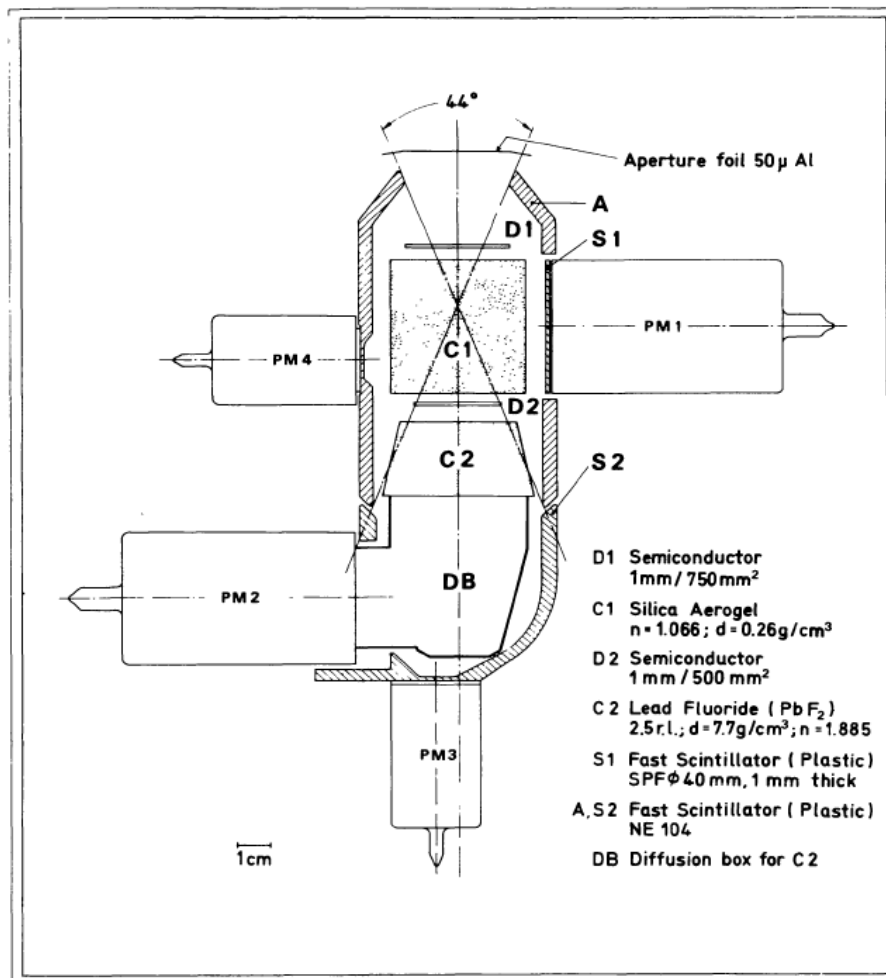


Рисунок 1.6 — Схема телескопа КЕТ на борту Ulysses [13].

Глава 2. Моделирование

2.1 Концепция детектора

К детектору предъявлены несколько требований. Во-первых, он должен обладать достаточно хорошим спектральным разрешением для частиц, которые предполагается им регистрировать. Также детектор должен обладать малой массой и малым геометрическим размером.

Сначала было необходимо определиться со способом детектирования частиц, а также с материалом активной части детектора. Чтобы спектрометр протонов до 100 МэВ был компактным, лучше детектор сделать твёрдотельным. Существуют два типа твёрдых веществ, пригодных для этого: полупроводники и сцинтилляторы. Большинство современных космических спектрометров - полупроводники. Достоинством полупроводниковых детекторов является их хорошее энергетическое разрешение. Однако полупроводниковый детектор является достаточно дорогим устройством. До относительно недавнего времени для регистрации сцинтилляционных фотонов использовались лишь громоздкие фотоэлектронные умножители, что не позволяло сделать компактный орбитальный сцинтилляционный счётчик. С появлением SIPM это стало возможным. При этом пластиковый сцинтиллятор гораздо более радиационно стойкий чем полупроводник. В конечном итоге было принято решение изготовить пластиковый сцинтилляционный детектор. В качестве формы детектора был выбран цилиндр из соображений простоты и аксиальной симметрии.

Для увеличения точности измерения спектра частиц было предложено разбить цилиндр на несколько независимых шайб. Таким образом, активная часть детектора будет представлять собой цилиндр, собранный из нескольких тонких цилиндров (рисунок 2.1). Такая конструкция позволит регистрировать кривую ионизационных потерь частиц, попадающих в детектор (рисунок 1), что позволит определять энергию частиц с большей точностью, чем только по полному энерговыделению.

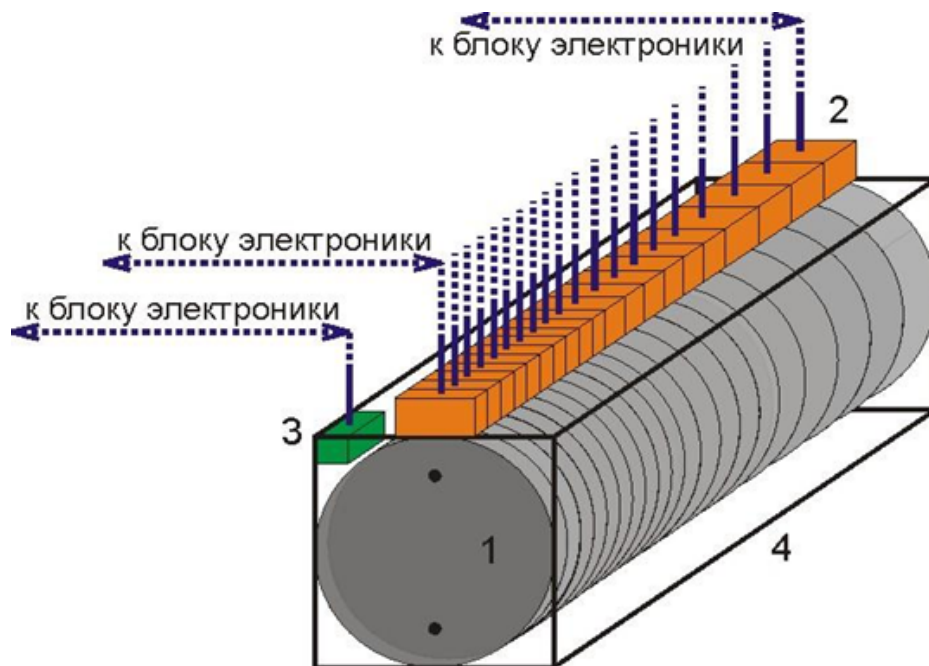


Рисунок 2.1 — Концепция сегментированного сцинтилляционного детектора. Основные элементы детекторного блока: 1 – сцинтилляционные шайбы, 2 – кремниевые лавинные фотодиоды (SiPM), 3 – температурный датчик, 4 – монтажно-защитный корпус.

2.2 Требуемые размеры сцинтиллятора

Чтобы понять, соответствует ли пластиковый цилиндр, поглощающий протоны с энергией 100 МэВ, массово-габаритным требованиям, необходимо было провести моделирование. На рисунках 2.2 и 2.3 представлены зависимости средних длин проникновения частиц в сцинтиллятор. Для расчётов в качестве материала сцинтиллятора был выбран пластик - антрацен, как одно из стандартных веществ, применяемых для детектирования частиц. Из рисунков следует, что для детектирования протонов с кинетической энергией от 10 до 100 МэВ и электронов с кинетической энергией от 1 до 10 МэВ достаточно 7 см пластикового сцинтиллятора.

Помимо длины цилиндра детектора также нужно определиться с его радиусом. Минимальный радиус детектора определяется характерными поперечными размерами электромагнитных каскадов, которые создают измеряемые частицы при прохождении сквозь активное вещество детектора. Однако, поскольку частицы не всегда попадают в центр детектора, а могут попасть и на край, то чем больше радиус, тем лучше. Но тем не менее максимальный радиус цилиндра

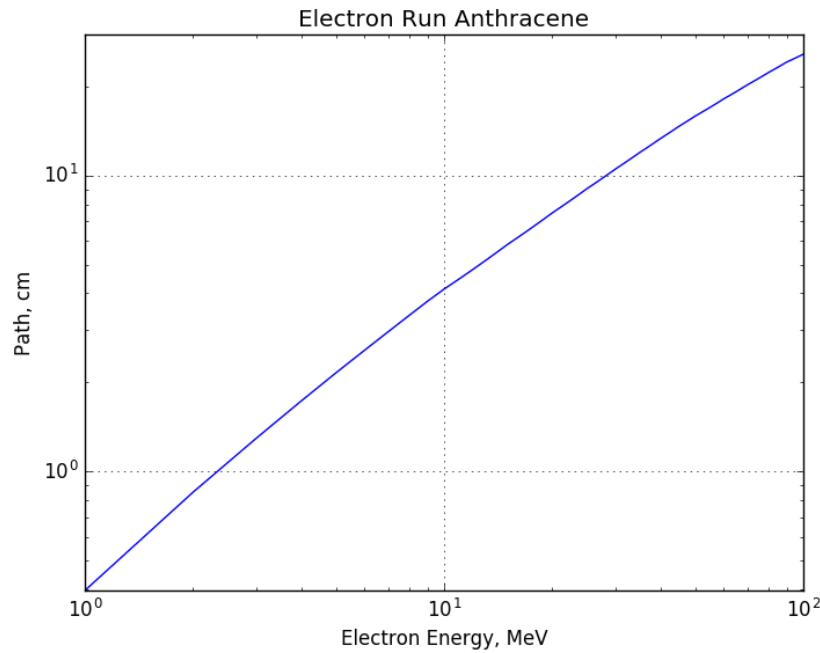


Рисунок 2.2 — Средняя глубина проникновения электронов в антрацен в зависимости от их кинетической энергии.

дра определяется массово-габаритными требованиями к прибору. Для прототипа был выбран средний диаметр 3 см. Для того чтобы удостовериться, что этого диаметра достаточно для регистрации частиц, была проведена следующая симуляция в Geant4 [15]. В центр детектора, перпендикулярно входному окну, запускались поштучно частицы интересующих энергий. Были построены их кривые потерь для разных радиусов детектора, а именно были рассмотрены радиусы от 1 см до 10 см. Далее было произведено визуальное сравнение этих кривых потерь.

На рисунке 2.4 представлены кривые потерь электрона в детекторе с радиусом основания 1 см и 10 см соответственно. Как видно из графиков, кривые потерь у них одинаковые с точностью до кинетических флуктуаций вторичного электромагнитных каскадов электронов. Очевидно, для электронов более низких энергий ситуация не ухудшится.

На рисунке 2.5 представлены кривые потерь протонов с кинетической энергией 100 МэВ в детекторах с радиусами 1 см и 10 см. Как видно из графиков, положения пиков Брегга не изменились при уменьшении радиуса детектора до 1 см. Таким образом было показано, что цилиндра с диаметром основания 3 см достаточно для регистрации интересующих частиц.

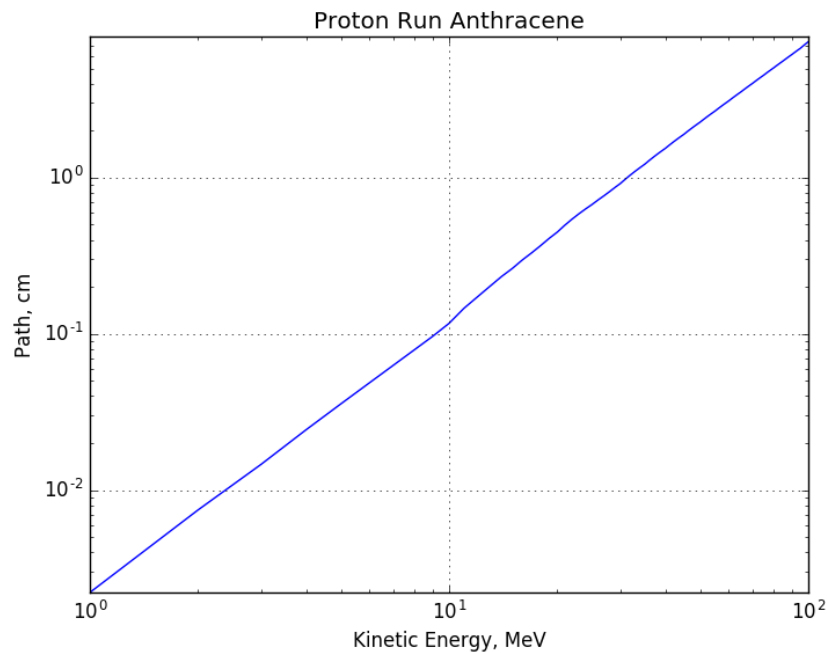


Рисунок 2.3 — Средняя глубина проникновения протонов в антрацен в зависимости от их кинетической энергии.

2.3 Толщина экранировки

Измерять предполагается частицы, которые попадают в детектор с лицевой стороны цилиндра, то есть в его основание. На детекторе также будет электроника, попадание частиц в которую испортит её работу и ускорит её устаревание. В связи с этим необходимо экранировать весь детектор, кроме входного окна. Стандартным материалом на космических аппаратах является дюралюминий, поэтому при моделировании было сделано предположение, что экранировка будет сделана именно из него. На рисунках 2.6 и 2.7 представлены результаты расчёта проходимости частиц через дюралюминий D-16. Из этих расчётов следует, что для работы детектора требуется по крайней мере 1 см обшивки.

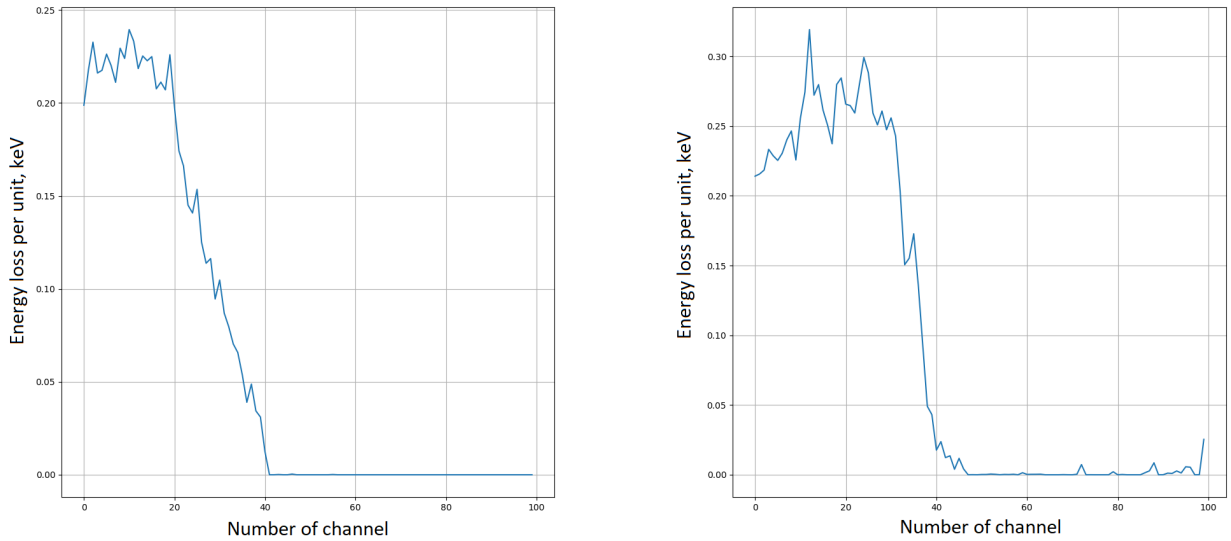


Рисунок 2.4 — Слева: кривая потерь электрона с кинетической энергией 10 МэВ в цилиндрическом детекторе с радиусом 1 см. Справа: кривая потерь электрона с кинетической энергией 10 МэВ в цилиндрическом детекторе с радиусом 10 см. Толщина одного канала моделируемого детектора составляет 1 мм.

2.4 Бериллиевое окно

Для фильтрации ненужных частиц низкой энергии можно использовать тонкий фильтр из чистого бериллия. Теоретически, этот фильтр устанавливается на входное окно детектора и поглощает частицы не интересной низкой энергии, но при этом пропускает частицы интересующих энергий. Концепция бериллиевого окна была проверена с помощью моделирования на Geant4 [15].

Больше всего информации об энергии протонов на кривой потерь содержит пик Брегга. В связи с этим, сначала было проверено, как наличие бериллиевого окна влияет на положение пика Брегга протонов. Для моделирования толщина бериллиевого окна была выбрана 0.5 мм. Детектор представлял собой антраценовый цилиндр длиной 10 см. Цилиндр был разбит на 100 шайб по 1 мм для восстановления кривой потерь. Положение максимума на кривой потерь и определялось как положение пика Брегга. В Geant4 запускались протоны с кинетическими энергиями от 1 до 100 МэВ с шагом 1 МэВ. Для каждой энергии было запущено 10000 частиц. Положение пика для каждой энергии было усред-

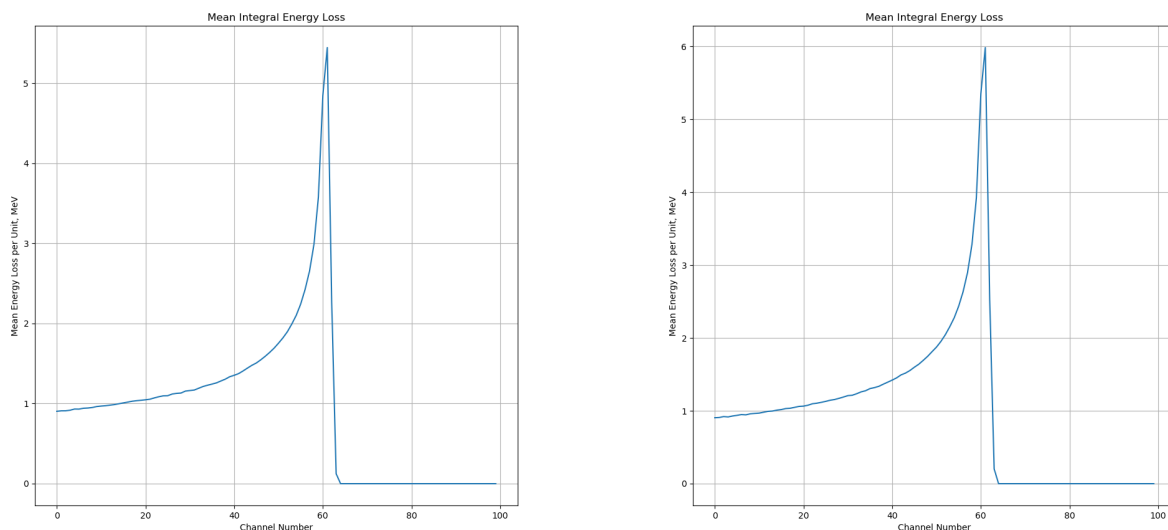


Рисунок 2.5 — Слева: кривая потеря протона с кинетической энергией 100 МэВ в цилиндрическом детекторе с радиусом 1 см. Справа: кривая потеря протона с кинетической энергией 100 МэВ в цилиндрическом детекторе с радиусом 10 см. Толщина одного канала моделируемого детектора составляет 1 мм.

нено. Результат расчётов представлен на рисунке 2.8. Из рисунка следует, что бериллиевое окно слабо влияет на протоны интересующих энергий.

Информацию об энергии протона, поглощённого в активной части детектора, содержит не только положение пика Брегга, но и полное энерговыделение протона. На рисунке 2.9 Представлена зависимость полного энерговыделения протона в цилиндре детектора от его кинетической энергии. Из рисунка видно, что протоны с энергией до 10 МэВ почти полностью тормозятся в бериллиевом окне. В это же время протоны интересующих энергий бериллий почти не чувствуют.

С помощью Geant4 было рассчитано, какая толщина бериллиевого окна какие энергии протонов тормозит. Пороговая энергия протонов определялась как энергия, при которой протоны начинают давать сигнал в активной части детектора. На рисунке 2.10 представлена зависимость максимальной энергии протонов поглощаемых в бериллии от толщины бериллиевого окна. Из рисунка следует, что для полного отсечения протонов до 10 МэВ достаточно 0.8 мм бериллия.

Наконец, были произведены аналогичные расчёты для электронов и гаммы. В Geant4 запускались электроны с энергиями от 1 до 100 МэВ с шагом

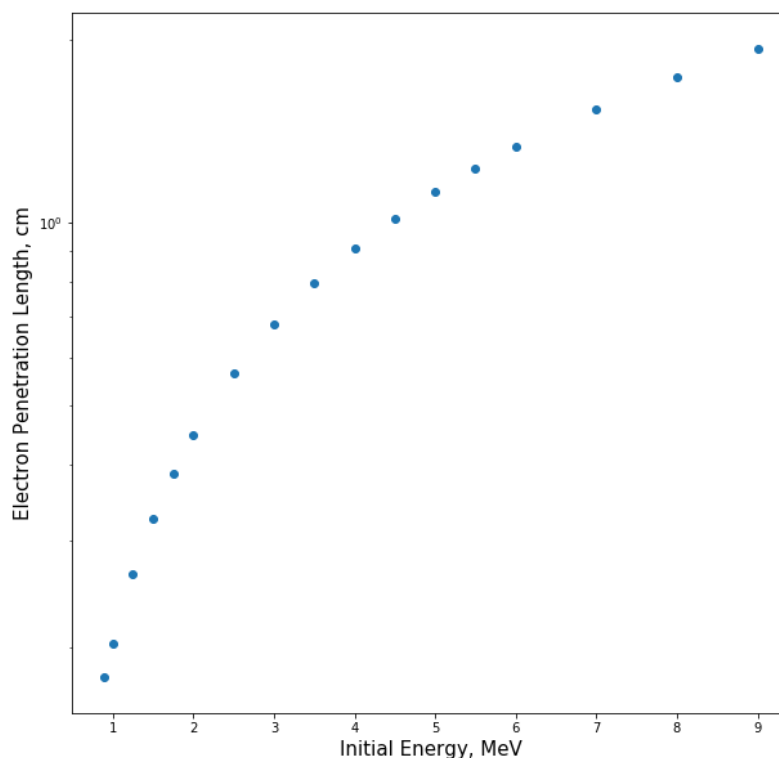


Рисунок 2.6 — Средняя глубина проникновения электронов в антрацен в зависимости от их кинетической энергии.

1 МэВ, а также гамма с такими же энергиями. Для каждой энергии было запущено 10000 частиц, энерговыделение усреднялось. На рисунках 2.11 и 2.12 представлены результаты расчётов для электронов и гаммы соответственно. Электроны и гамма с энергиями больше 10 МэВ не полностью поглощаются в 10 см пластика, что отчётливо видно на графиках. Также примечательно, что на рассмотренные частицы 0.5 мм бериллиевого окна никак не влияет.

В итоге было решено не усложнять конструкцию детектора бериллиевым окном, а использовать в качестве фильтра частиц низких не интересующих энергий первую шайбу детектора. Потому что такие частицы будут поглощаться как раз в первом канале детектора и не давать никакого сигнала в последующих каналах.

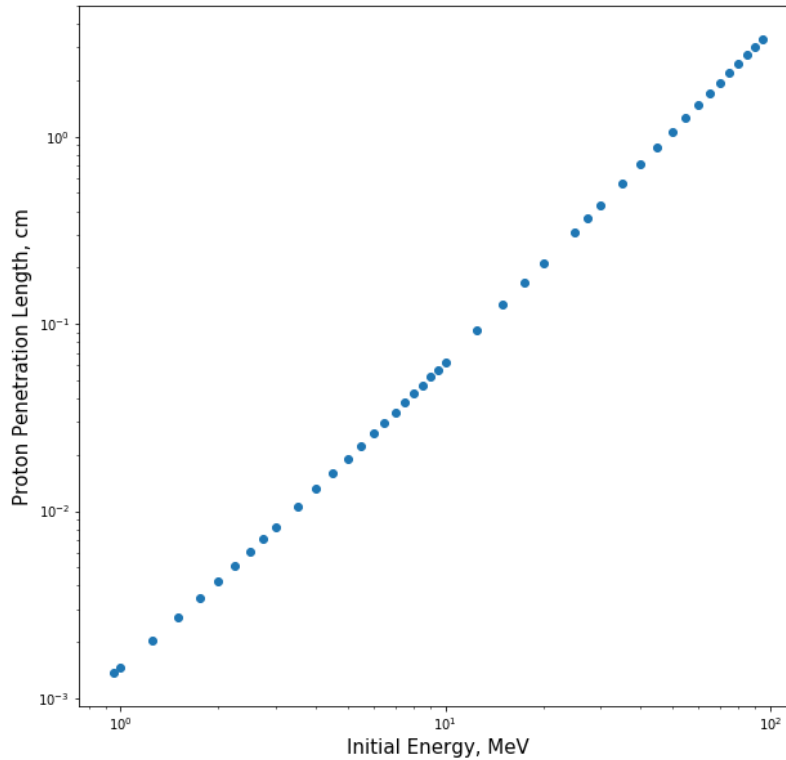


Рисунок 2.7 — Средняя глубина проникновения протонов в антрацен в зависимости от их кинетической энергии.

2.5 Восстановление спектра протонов

Детектор будет работать в двух режимах: дифференциальный и интегральный режим. Дифференциальный режим применяется в том случае, если скорость считывания сигнала детектора электроникой превышает частоту поступления регистрируемых частиц. В таком случае возможен анализ кривой потерь каждой частицы по отдельности. В интегральном режиме спектр частиц восстанавливается из суммы кривых потерь частиц, зарегистрированных детектором за время экспозиции. Важной задачей является восстановление спектра частиц детектором. Простые алгоритмы были разработаны и проверены на симуляции Geant4.

Следует отметить, что в настоящей работе не рассматривается алгоритм восстановления спектра на основе регуляризации Турчина, а также рассматриваются лишь частицы, падающие в детектор строго вертикально, то есть

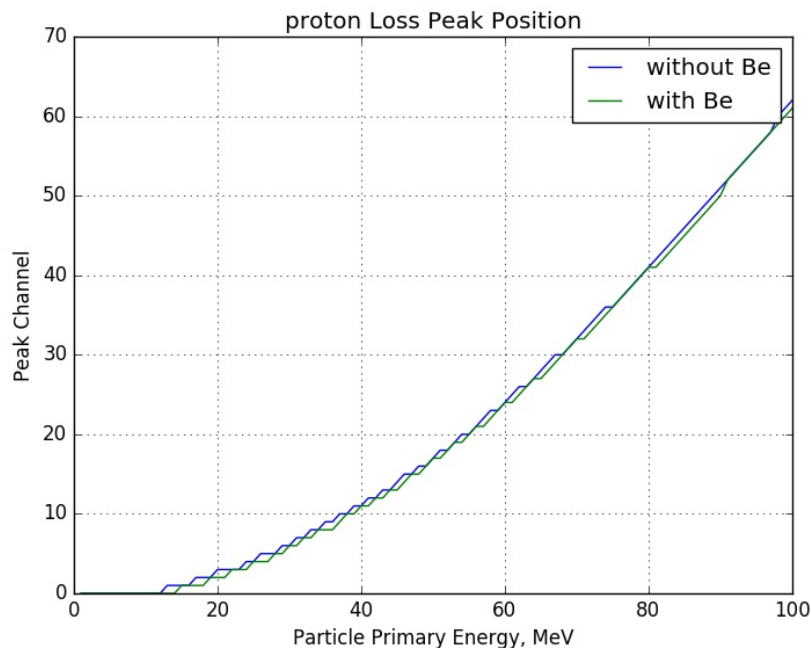


Рисунок 2.8 — Положение пика Брегга протона в антрацене с бериллиевым окном и без в зависимости от кинетической энергии протона.

перпендикулярно входному окну. Наконец, рассматриваются только протоны с монохроматическим или гауссовым спектром. Подробный и продвинутый анализ данных этого детектора (включающий реальные спектры частиц, регуляризацию Турчина и распределение по углам) представлен в работах [16] и [5]. Результат восстановления энергии протонов в дифференциальном режиме представлен на рисунке 2.13. Результат восстановления спектра протонов СКЛ в интегральном режиме регуляризацией Турчина представлен на рисунке 2.14.

Симуляция работы детектора происходила следующим образом:

1. Симуляция в Geant4 пробегов в детекторе протонов с начальной кинетической энергией в окрестности 100 МэВ (от 60 до 140 МэВ с шагом 0.5 МэВ). Протоны запускаются перпендикулярно детектору равномерно по всей плоскости детектора.
2. Усреднение потерь протонов в ячейках для получения функции потерь. Физический смысл функции потерь заключается в том, что она показывает сколько энергии в n -ой ячейке теряет протон с начальной кинетической энергией E_i . По своей сути функция потерь является аппаратной функцией детектора.
3. Генерация спектра пучка протонов на основе выбранного распределения. Сначала согласно распределению случайно выбираются энергии

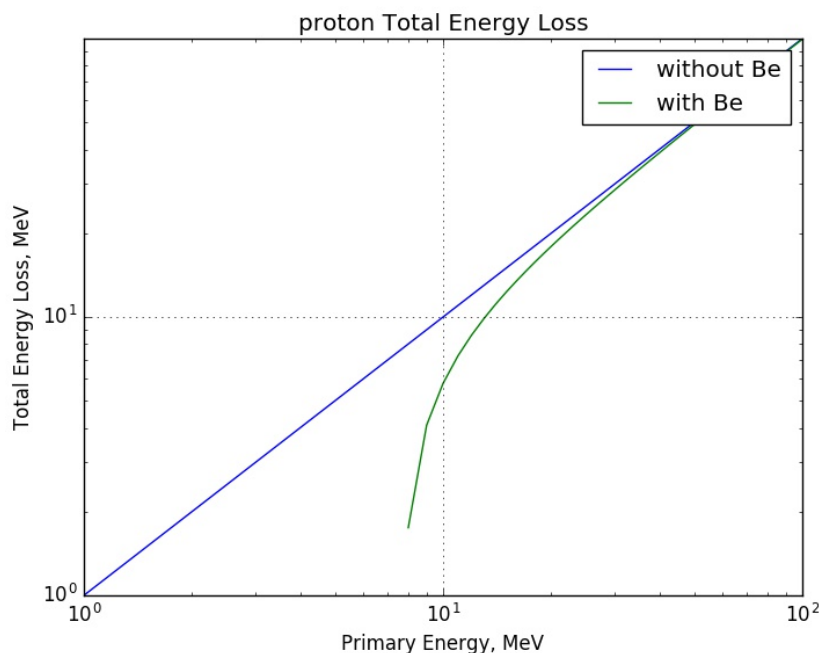


Рисунок 2.9 — Полное энергосодержание протона в антрацене с бериллиевым окном и без в зависимости от кинетической энергии протона.

протонов, а затем среди симуляционных данных для выбранной энергии случайным образом выбираются протоны.

4. Наложение шума. Сделано это следующим образом: к каждому элементу массива сигнала добавляется случайная гауссова величина с некоторой шириной. Качество восстановления сигнала в зависимости от шума проверяется изменением ширины.
5. Восстановление спектра по сигналу. Для монохроматического пучка это сделано это в 2 этапа: сначала по положению пика оценивается энергия пучка, а затем по интегралу от сигнала оценивается число частиц. Затем полученные оценки используются как отправная точка в фитировании. Для пучка с непрерывным распределением возможно использовать либо фитирование, либо МНК. Также возможно использование метода регуляризации Турчина [5; 16; 17].

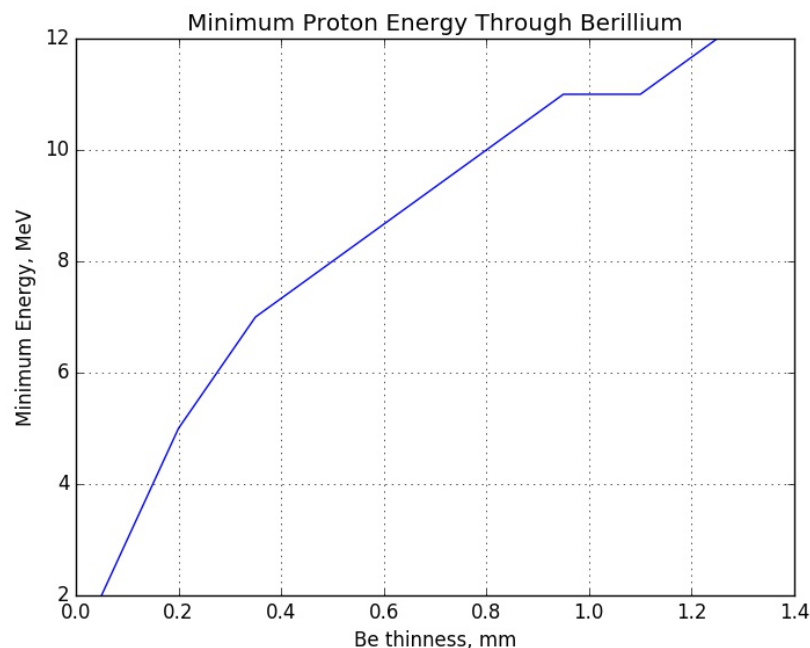


Рисунок 2.10 — Зависимость энергии протонов отсекаемой бериллием от толщины бериллиевой пластинки.

2.6 Восстановление монохроматического спектра

Первой и самой простой задачей стало восстановить спектр монохроматического пучка, а также определить количество частиц в этом пучке. Для этого в Geant4 была просимулирована работа детектора, который представляет собой цилиндр длиной 10 см, диаметром 3 см. Цилиндр разделён на слои по 2 мм, энерговыделение снимается с каждого слоя по-отдельности. Итак, на этот детектор было запущено 10000 протонов с одинаковой энергией 100 МэВ. Их энерговыделение в каждой шайбе было просуммировано. Также дополнительно на суммарный сигнал был наложен Гауссовый шум с сигмой, составляющей 10 % от пикового сигнала. В итоге получилась интегральная картина, представленная на рисунке 2.15.

Энергия протонов в пучке и их количество были получены следующим образом. Сначала были намоделированы обучающие данные, а именно протоны с энергиями от 60 до 140 МэВ с шагом 0.5 МэВ. Из полученных энерговыделений были сохранены средние кривые потерь для каждого просимулированного протона. Затем интегральный сигнал, спектр которого нужно восстановить, был фитирован обучающими кривыми потерь, умноженными на число частиц (у

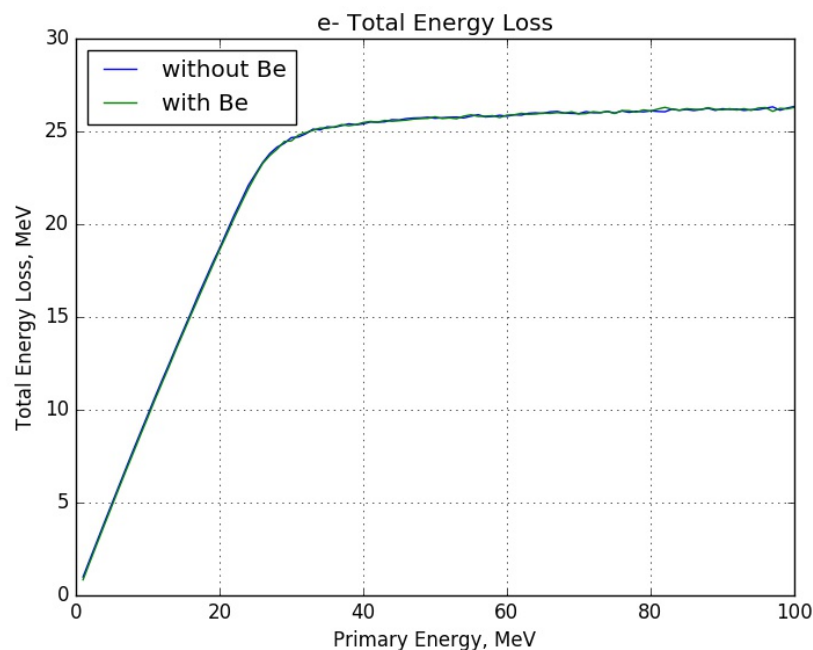


Рисунок 2.11 — Полное энергосодержание электронов в антрацене с бериллиевым окном и без в зависимости от кинетической энергии протона.

фитирования было два параметра: энергия пучка и число частиц). В результате этого фитирования было получено, что энергия монохроматического пучка составляет 100.5 МэВ, а количество протонов составляет 10040 штук.

Далее было интересно посмотреть, как накладываемый на сигнал шум влияет на качество восстановления спектра. Для этого были построены рисунки для монохроматического пучка протонов с энергией 100 МэВ и для пучка протонов с энергией 110 МэВ 2.16. Из рисунков видно, что восстановление перестаёт быть возможным при уровне шума сопоставимым по величине с величиной сигнала, что и так довольно очевидно.

2.7 Восстановление спектра фитированием

Пусть теперь на детектор падает пучок протонов, энергия которых распределена согласно известному распределению. Для простоты было рассмотрено распределение Гаусса. Протоны согласно этому распределению запускались на детектор в Geant4. Затем строилось их интегральное энергосодержание, кото-

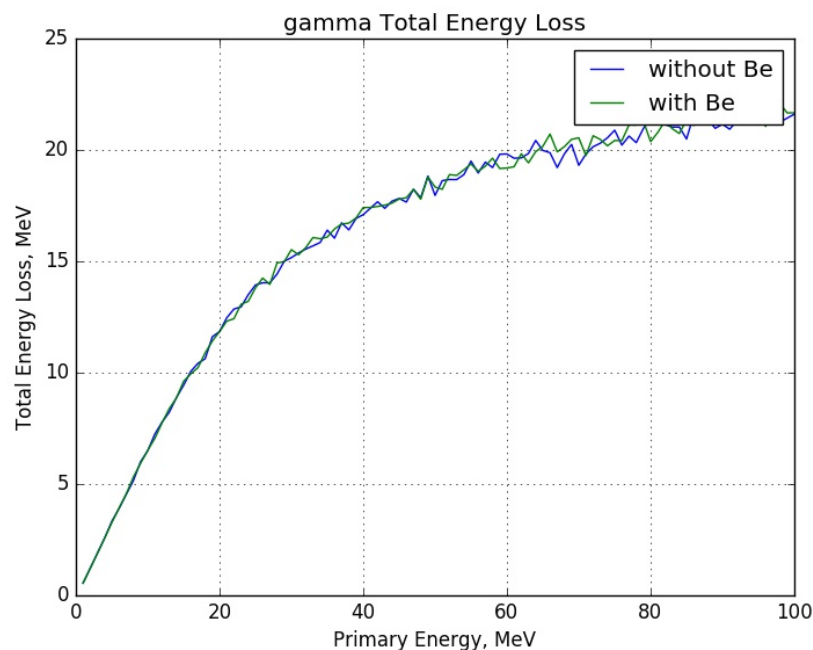


Рисунок 2.12 — Полное энергосодержание гаммы в антрацене с бериллиевым окном и без в зависимости от кинетической энергии протона.

рое было также зашумлено гауссовым шумом (рисунок 2.17). По полученному в итоге интегральному распределению требовалось определить спектр частиц.

Фитирование сигнала происходило следующим образом. Во-первых, параметрами фита являлись количество частиц, средняя энергия пучка и её средне-квадратичное отклонение. Согласно этим двум параметрам происходила генерация сигнала из обучающих данных. Наконец, средняя энергия протонов, их количество и ширина гауссианы спектра подбирались так, чтобы интегральный сигнал совпал наилучшим образом с фитируемым. В результате фитирования, восстановленный интегральный сигнал выглядит как показано на рисунке 2.17, а восстановленный спектр выглядит как показано на рисунке 2.18.

Также метод фитирования был применён к интегральному сигналу, зашумлённому в 10 раз сильнее, чем в случае, рассмотренном выше (рисунок 2.19, рисунок 2.20). Как видно из рисунков, метод применим также и в случае довольно сильных шумов.

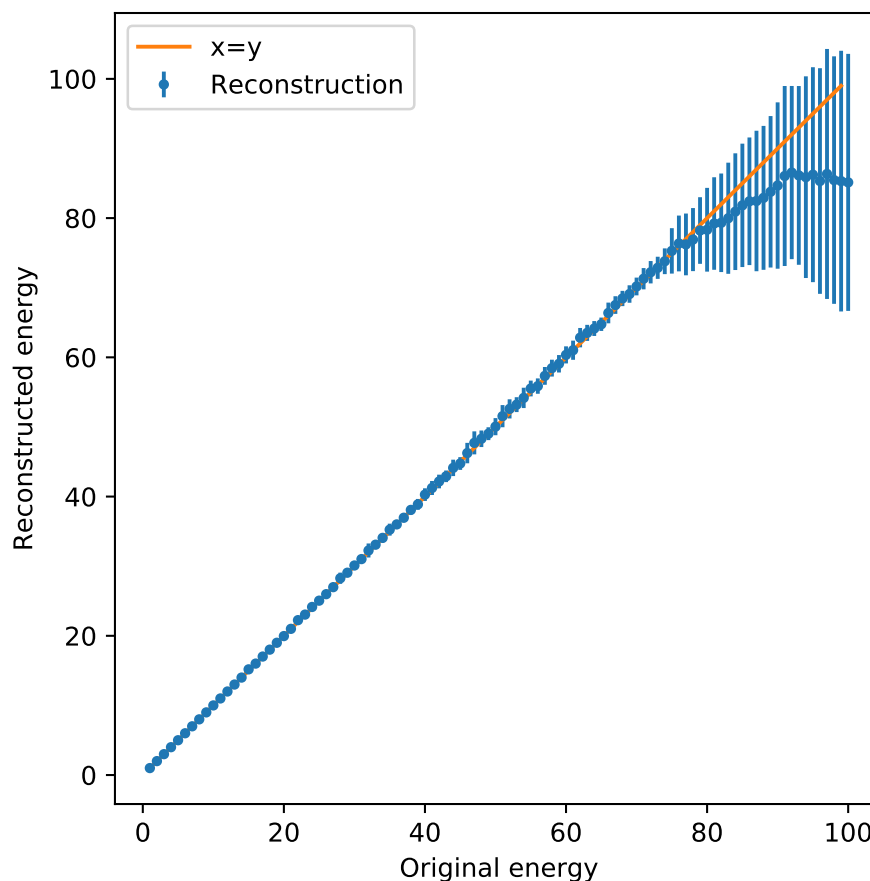


Рисунок 2.13 — Результат восстановления энергии протонов в дифференциальном режиме, взятый из [16]. При моделировании протоны попадали в детектор под разными углами. Протоны с энергией > 80 МэВ восстанавливаются менее точно, что связано с их попаданием в детектор под большими углами.

2.8 Метод наименьших квадратов

2.8.1 Теория

Метод наименьших квадратов (МНК) можно кратко описать следующим образом:

- Восстановленный спектр ищется в виде разложения по базису. В качестве базисных функций взяты полиномы Бернштейна:

$$\phi(E) = \sum T_n(E)\phi_n \quad (2.1)$$

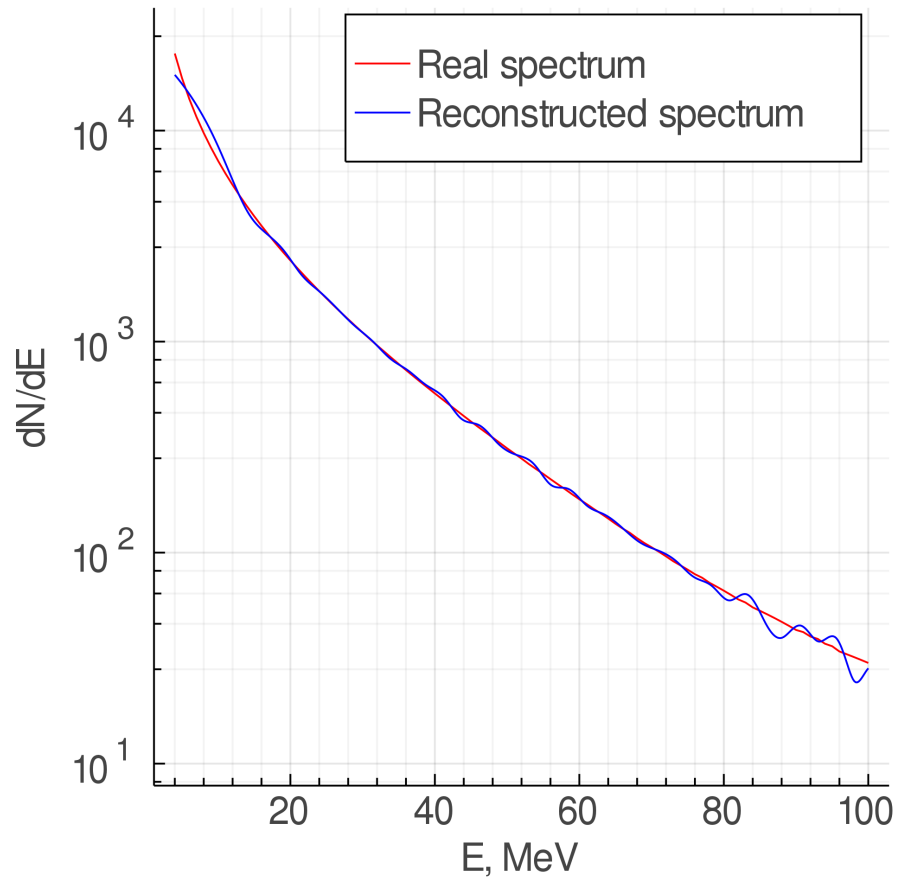


Рисунок 2.14 — Результат восстановления спектра протонов СКЛ в интегральном режиме, взятый из [16]. Протоны попадали в детектор под разными углами.

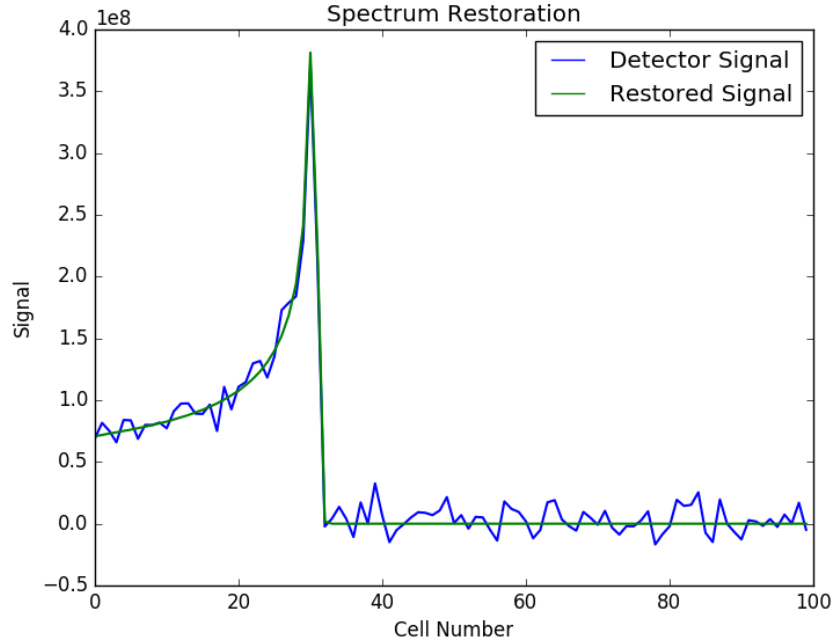


Рисунок 2.15 — Восстановление сигнала монохроматического пучка протонов с кинетической энергией 100 МэВ. Восстановленная энергия составляет 100.5 МэВ

- Пусть функция потерь на j -ой шайбе детектора будет равна $K_j(E)$, где E - начальная кинетическая энергия частицы. На рисунке 2.21 показан пример графика функции потерь для шайбы детектора [5]. Полная потеря энергии в диске j может быть найдена следующим образом :

$$f_j = \int K_j(E)\phi(E)dE \quad (2.2)$$

- Следовательно, ϕ_n может быть найдена путём решения следующей системы линейных уравнений:

$$f_j = \sum \phi_n \int K_j(E)T_n(E)dE = \sum \phi_n C_{jn} \quad (2.3)$$

- Система переопределена, поэтому решение может быть найдено методом наименьших квадратов:

$$\phi = (C^T C)^{-1} C^T f \quad (2.4)$$

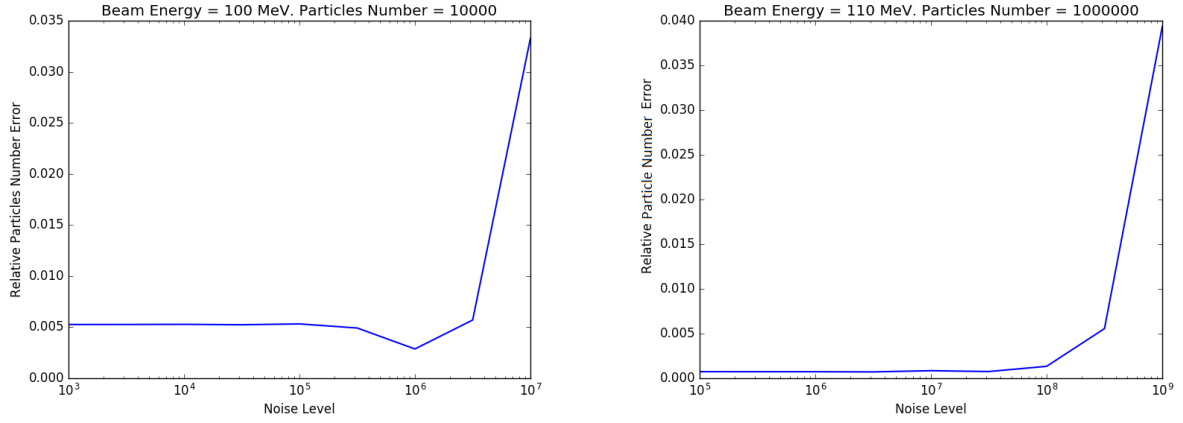


Рисунок 2.16 — Зависимость относительной ошибки восстановления монохроматического сигнала от уровня шума для протонов с энергией 100 МэВ (слева) и 110 МэВ (справа). Шум 10^7 соответствует примерно 10% от величины сигнала.

2.8.2 Восстановление спектра с помощью МНК

В симуляции Geant4 на детектор были запущены протоны с гауссовым спектром. Требуется восстановить этот спектр пользуясь методом наименьших квадратов.

Решение искалось в виде разложения по полиномам Бернштейна. Поскольку по определению полиномы Бернштейна имеют область определения от 0 до 1, то для восстановления спектра в диапазоне энергий от E_{min} до E_{max} они были модифицированы следующим образом:

$$T_{k,n}(E) = C_n^k (E - E_{min})^k (E_{max} - E)^{n-k} \quad (2.5)$$

Результат применения МНК к пучку протонов с гауссовым спектром представлен на рисунке 2.22.

Также возможна оптимизация метода по числу полиномов Бернштейна. При увеличении числа полиномов центральный пик восстанавливается лучше, но при этом на краях возникают сильные осцилляции. Но если рассматривать кривую в более узком диапазоне, например, от 80 до 120 МэВ, то точность растёт.

Помимо МНК, обратная задача 2.3 может решаться другими способами. В силу того что она в общем случае некорректная, для её используются различ-

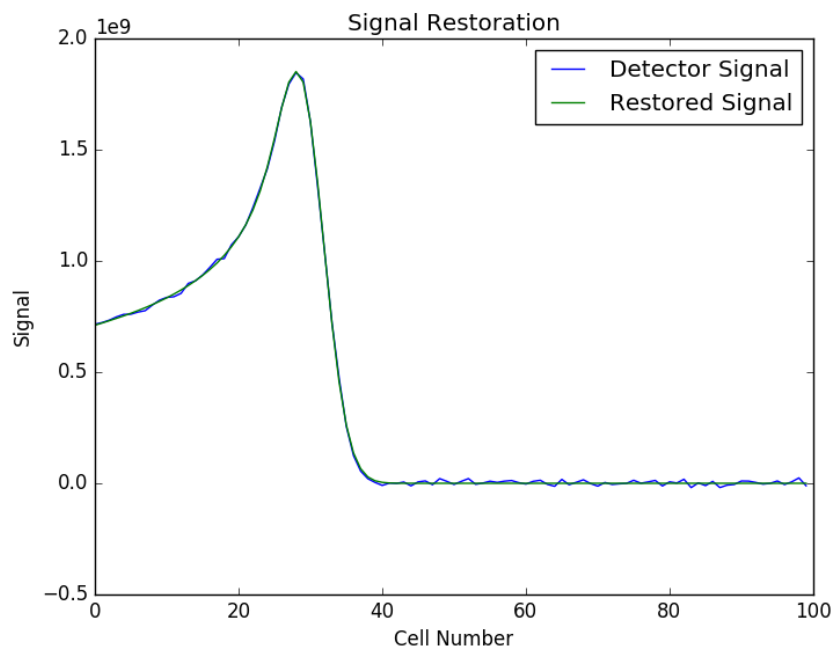


Рисунок 2.17 — Интегральный сигнал пучка протонов со спектром, распределённым по Гауссу. Синяя линия - смоделированный зашумленный сигнал, зелёная линия - чистый интегральный сигнал согласно восстановленному спектру.

ные методы регуляризации. Для восстановления спектра протонов в интегральном режиме работы детектора используется метод регуляризации Турчина [16]. Результат применения этого метода к интегральному режиму детектора представлен на рисунке 2.14.

2.9 Учет фоновых процессов

С точки зрения поставленной задачи, важным параметром детектора является диапазон измеряемых скоростей счета.

Нижняя граница в дифференциальном режиме определяется в основном физическими фоновыми процессами (совпадение случайных срабатываний всех сегментов крайне маловероятно). Многие фоновые процессы зависят от конкретного положения и конструкции детектора и их полное изучение лежит за пределами данной работы, однако можно рассмотреть вклад галактических космических лучей (ГКЛ), который достаточно хорошо изучен.

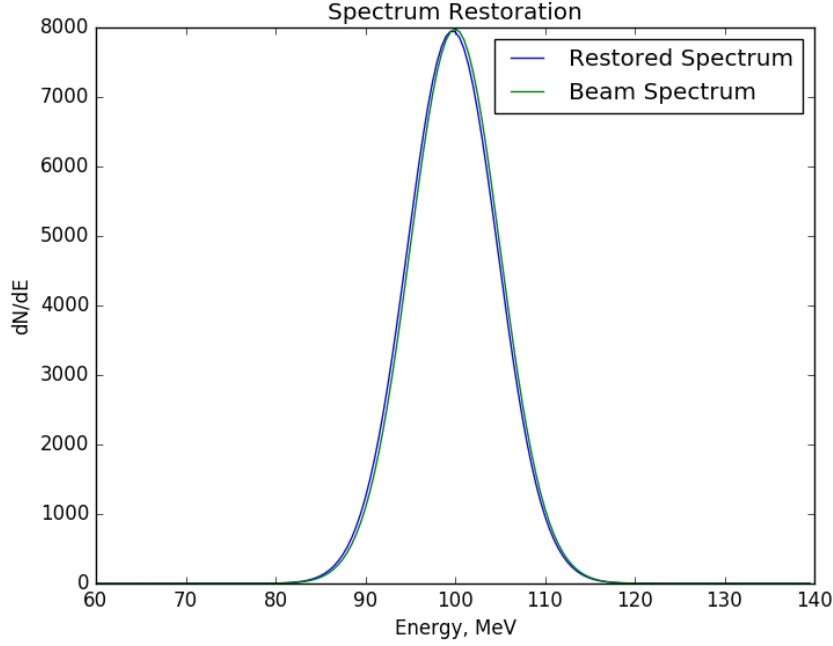


Рисунок 2.18 — Спектр пучка протонов. Синяя линия - исходный смоделированный спектр, зелёная линия - восстановленный спектр.

Для оценки влияния ГКЛ на минимальный измеримый поток СКЛ можно привести следующие рассуждения. Полный фоновый поток равен $J_{GCR} \approx 1 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [18]. Зависимость от энергии можно записать как $C \cdot E^{-2.7}$, минимальная энергия ГКЛ 1 МэВ. Поток протонов от 10 до 100 МэВ при этом приблизительно будет равен $0.02 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Площадь входного окна прототипа примерно равна $S = 7 \text{ см}^2$. Телесный угол, который способен измерять детектор зависит, вообще говоря, от глубины проникновения измеряемой частицы. Для 100 МэВ протона глубина проникновения приблизительно равна 6.5 см, поэтому максимальный азимутальный угол падения, при котором хорошо измеряется кривая потерь, равен $\theta \approx \arctg \frac{1.5}{6.5} \approx 13^\circ$, что соответствует телесному углу $\Omega \approx 0.16$ стерадиан. Для 10 МэВ протонов телесный угол равен примерно 2π стерадиан в силу малости их глубины проникновения, а также при условии, что частицы регистрируются лишь с одной стороны детектора. Средний телесный угол для простоты оценим как среднее арифметическое этих двух углов. С учётом телесного угла регистрируемый поток галактических космических лучей будет равен $J_0 = \frac{0.16+\pi}{4\pi} \cdot 0.02 \approx 0.005 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$; для простоты поток ГКЛ считался изотропным.

За время экспозиции T количество зарегистрированных фоновых частиц будет равно:

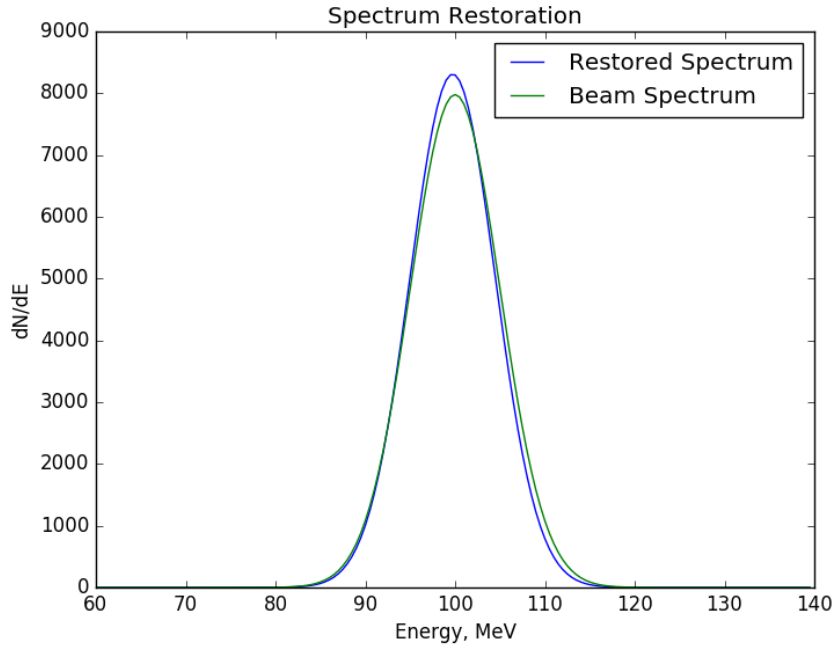


Рисунок 2.19 — Интегральный сигнал пучка протонов со спектром, распределённым по Гауссу. Синяя линия - смоделированный зашумленный сигнал, зелёная линия - чистый интегральный сигнал согласно восстановленному спектру.

$$N = J_0 \cdot S \cdot T \quad (2.6)$$

При этом в силу того, что регистрация потока частиц - процесс пуассоновский, ошибка измерения фона будет составлять $\sqrt{J_0 S T}$. Чтобы было возможно судить о начале регистрации частиц солнечного события, скорость счёта СКЛ должна превысить ошибку фона. Отсюда получаем оценку минимальной скорости счёта СКЛ $N_{min} \approx \sqrt{J_0 S T}$. Следовательно, минимальный измеримый поток СКЛ равен:

$$J_{min} = \frac{\sqrt{J_0 \cdot S \cdot T}}{S \cdot T} = \sqrt{\frac{J_0}{S T}} \quad (2.7)$$

Для получения численной оценки J_{min} следует определить время экспозиции T . Это должно быть такое время, за которое набирается достаточное количество частиц фоновых галактических космических лучей:

$$T = \frac{N_{enough}}{J_0 S} \quad (2.8)$$

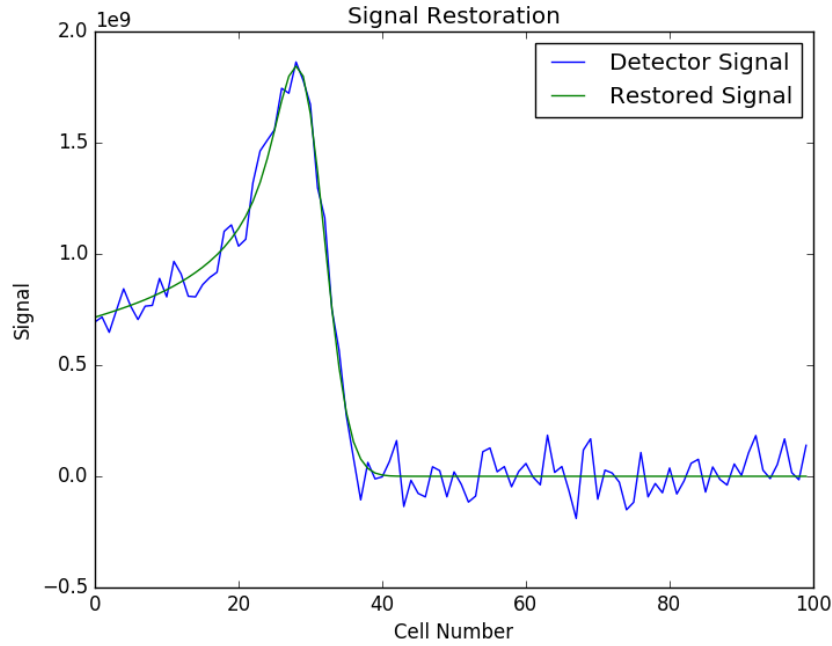


Рисунок 2.20 — Спектр пучка протонов. Синяя линия - исходный смоделированный спектр, зелёная линия - восстановленный спектр.

Отсюда:

$$J_{min} = \frac{J_0}{\sqrt{N_{enough}}} \quad (2.9)$$

Очевидно, что чем больше время экспозиции T , тем меньше минимальный измеримый поток СКЛ. Для $N_{enough} = 100$ $T \approx 45$ мин, что есть слишком долго. Поэтому лучше, несмотря на значительно меньшую точность измерения потока, остановиться на $N_{enough} = 10$, что будет соответствовать $t \approx 5$ мин. При этом $J_{min} \approx 0.016 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Максимальный измеримый поток СКЛ J_{max} будет определяться предельной скоростью счёта электроники. В дифференциальном режиме предельная скорость счёта определяется длительностью сигнала SiPM. Характерная длительность сигнала SiPM составляет 100 нс [3]. Следовательно, предельную скорость счёта можно оценить как $\frac{dN_{max}}{dt} \approx 10^7 \text{ с}^{-1}$. С учётом площади входного окна детектора, это соответствует потоку $J_{max} \approx 1.4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. В действительности, такие высокие значения скорости счета как правило не достижимы из-за ограничений скорости памяти регистрирующей электроники. В интегральном режиме это ограничение частично снимается, поскольку нет требования различать отдельные сигналы и можно просто считать накопленный сигнал за

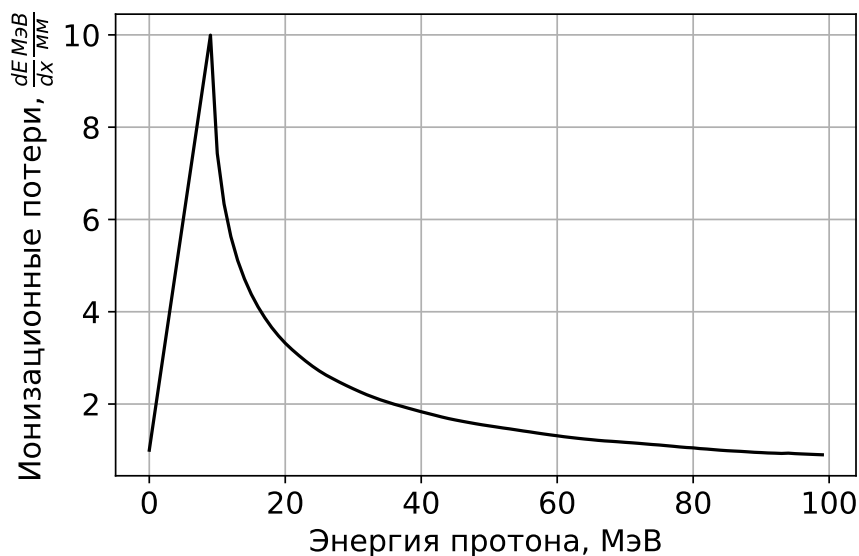


Рисунок 2.21 — Пример функции потерь для канала детектора. Первая часть графика соответствует энергиям частиц, которые в этой шайбе полностью останавливаются. Вторая часть графика - частицы, которые проходят сквозь эту шайбу.

определенное время. В качестве ограничения будет выступать физическое насыщение фотоумножителей (в какой-то момент ток на выходе перестанет быть пропорционален числу фотоэлектронов), а также специфика усилительной схемы, которую еще предстоит разработать. Ожидается, что верхний предел составит как минимум 10^8 с^{-1} .

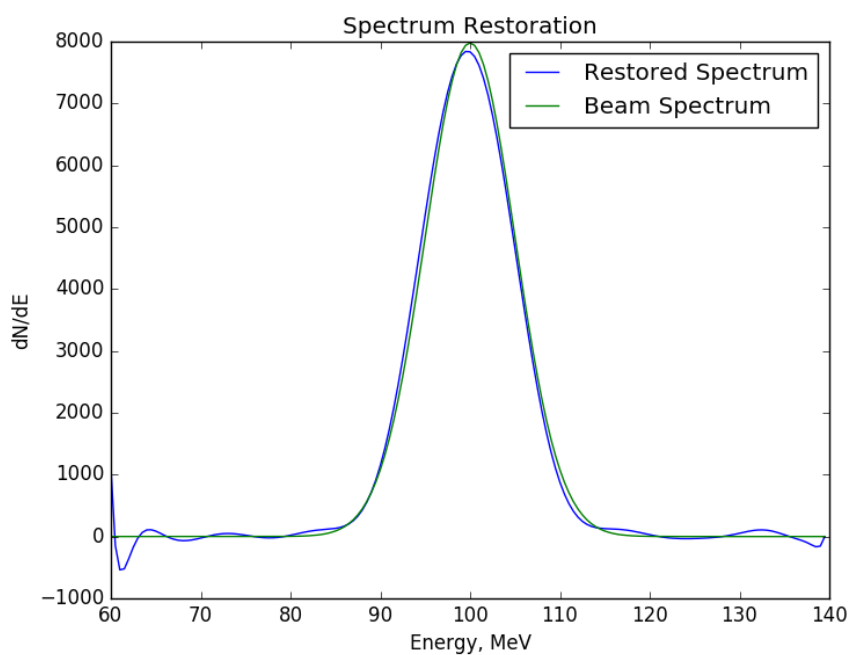


Рисунок 2.22 — Результат восстановления гауссового спектра протонов методом наименьших квадратов. Числов полиномов Бернштейна было взято 20. Уровень шума интегрального сигнала был взят таким же, как и в случаях, рассмотренных ранее.

Глава 3. Эксперимент

3.1 Используемое оборудование

3.1.1 Активная часть детектора

Активная часть детектора состоит из сцинтилляционных шайб **3.1**. Каждая шайба представляет собой цилиндр с диаметром основания 3 см и высотой 0.4 см. Материал сцинтиллятора - пластик на основе полистирола. Вывод света из шайбы происходит с помощью спектросмещающего оптоволоконна Kuraray Y-11 [19]. К одному концу оптоволоконна крепится фотодетектор, а другой конец посеребрён для увеличения световыхода шайбы. Для избежания оптического кросстока и увеличения световыхода шайбы обмотаны светоотражающим материалом: плёнкой tyvek.

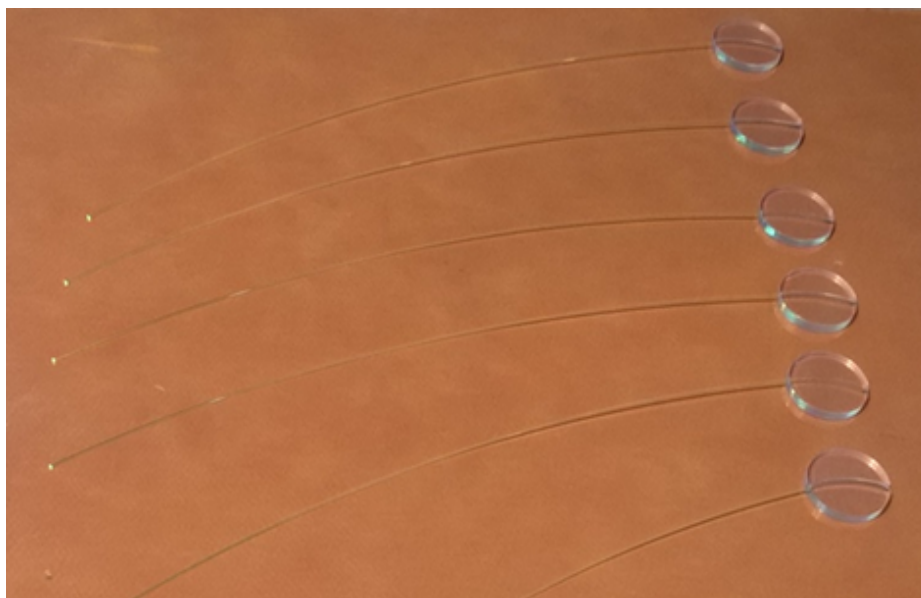


Рисунок 3.1 — Шайбы активной части детектора.

3.1.2 Фотодетекторы

Для детектирования сцинтилляционных фотонов используются твердотельные кремниевые микропиксельные фотодиоды SiPM Hamamatsu s12572-015p. Они обладают хорошей квантовой эффективностью для регистрации фотонов, переизлучаемых используемыми оптоволоконными (рисунок 3.2, рисунок 3.3). Данные фотодетекторы рассчитаны на работу при температуре от 0 °C до 40 °C.

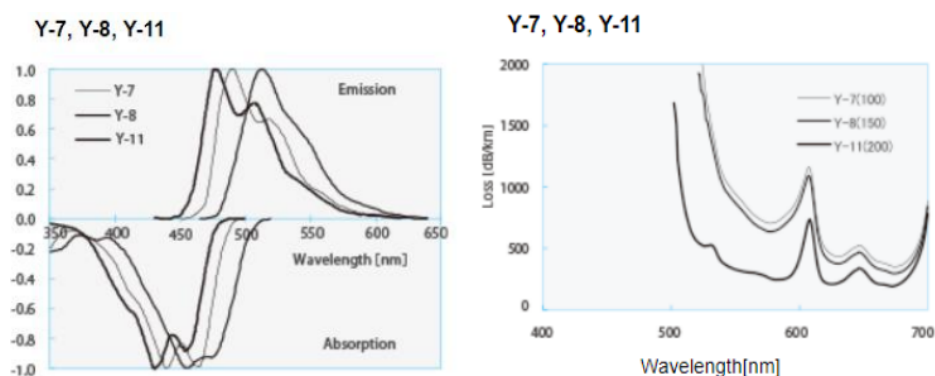


Рисунок 3.2 — Оптические свойства оптоволоконна Kuraray Y-11 [19].

3.1.3 АЦП

Для оцифровки сигналов SiPM использовался быстрый АЦП CAEN DT5742 3.4 [20]. Данное устройство содержит 16+1 канал. Входной динамический диапазон составляет 1 Vpp на односторонних коаксиальных разъемах MSX. В настоящей работе частота дискретизации дигитайзера была настроена на 5 ГГц, однако возможны конфигурации с 2.5 ГГц, 1 ГГц, и 750 МГц.

Однако следует отметить, что данный АЦП не годится для эксплуатации детектора в космосе в силу его размеров и массы. Для космического прибора разрабатывается другая электроника.

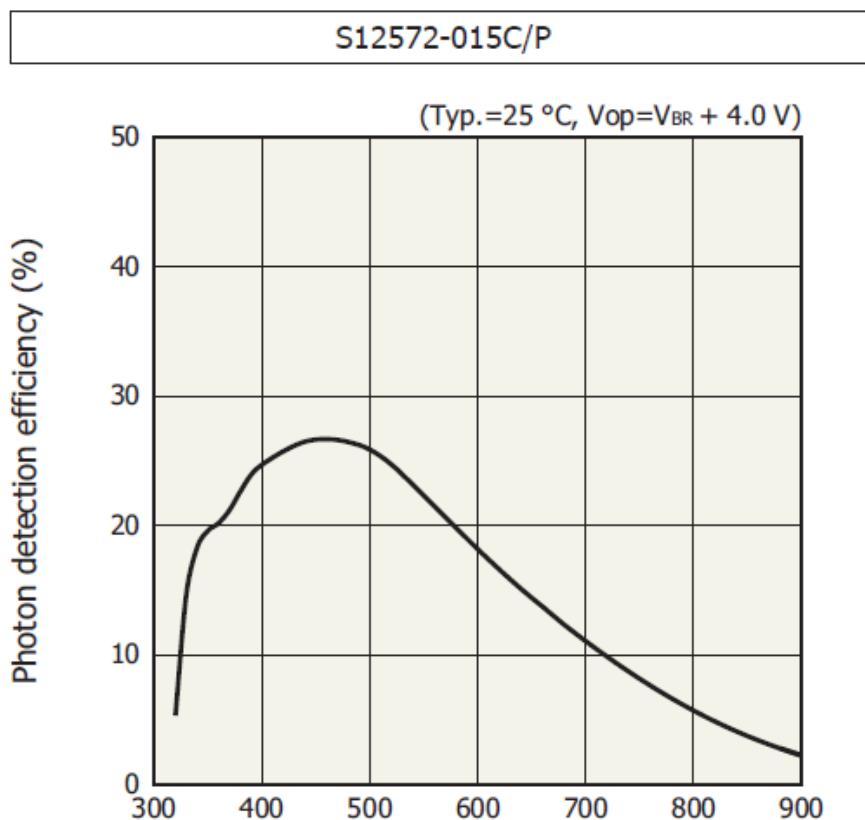


Рисунок 3.3 — Квантовая эффективность SiPM Hamamatsu s12572-015p [3].



Рисунок 3.4 — Используемый в настоящей работе АЦП CAEN DT5742 [20].

3.2 Свойства секций детектора

3.2.1 Описание измерительного стенда

Каждая шайба детектора по своей сути является самостоятельно работающим детектором. Для исследования свойств отдельных секций детектора использовалась установка, схема которой представлена на рисунке 3.5.

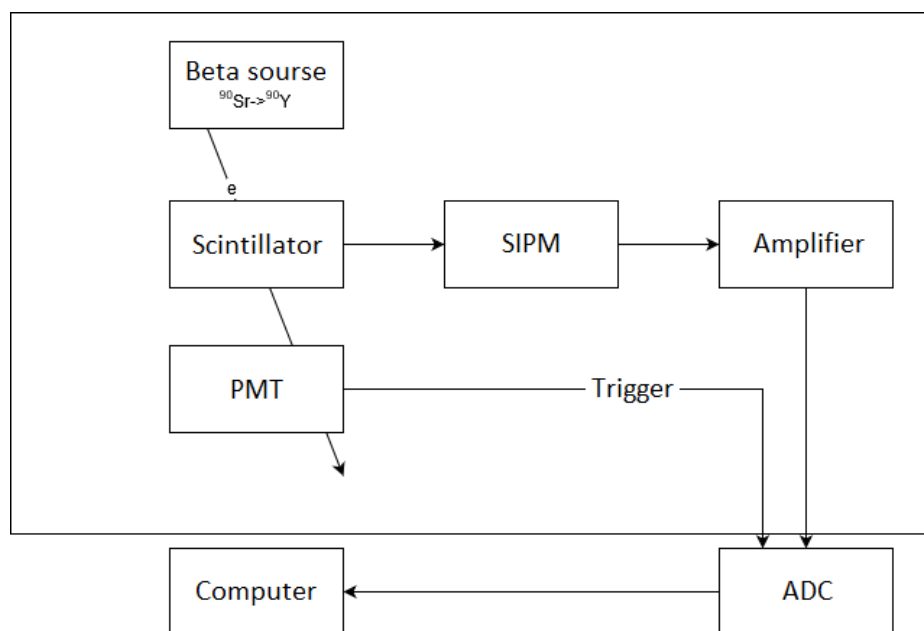


Рисунок 3.5 — Схема стенда для измерения свойств системы шайба + фотодетектор.

Для того чтобы можно было исследовать сигнал детектора, этот детектор должен что-нибудь детектировать. Поэтому был использован радиоактивный β -источник ^{90}Sr . Он излучает электроны с кинетической энергией до 2 МэВ (рисунок 3.6). Эти электроны почти полностью поглощаются в 0.4 см сцинтиллятора. β -источник располагается прямо над шайбой.

Усиленный сигнал от SiPM поступает на АЦП непрерывно. Но для того чтобы АЦП начал оцифровку считываемого им сигнала, нужно подать на дигитайзер триггерный сигнал. В данной установке для этого под шайбу был помещён ФЭУ. При этом ФЭУ регистрирует лишь те β -электроны, которые проходят сцинтиллятор насквозь и попадают в другой сцинтиллятор, прикреплённый вплотную к ФЭУ (рисунок 3.7, 3.14). Именно надпороговый сигнал ФЭУ является триггерным, что позволяет записывать лишь тот сигнал SiPM, который соответствует β -электронам, проходящим его насквозь.

Наконец, оцифрованный сигнал от высокоэнергетических β -электронов поступает через USB на компьютер, где происходит его дальнейшая обработка.

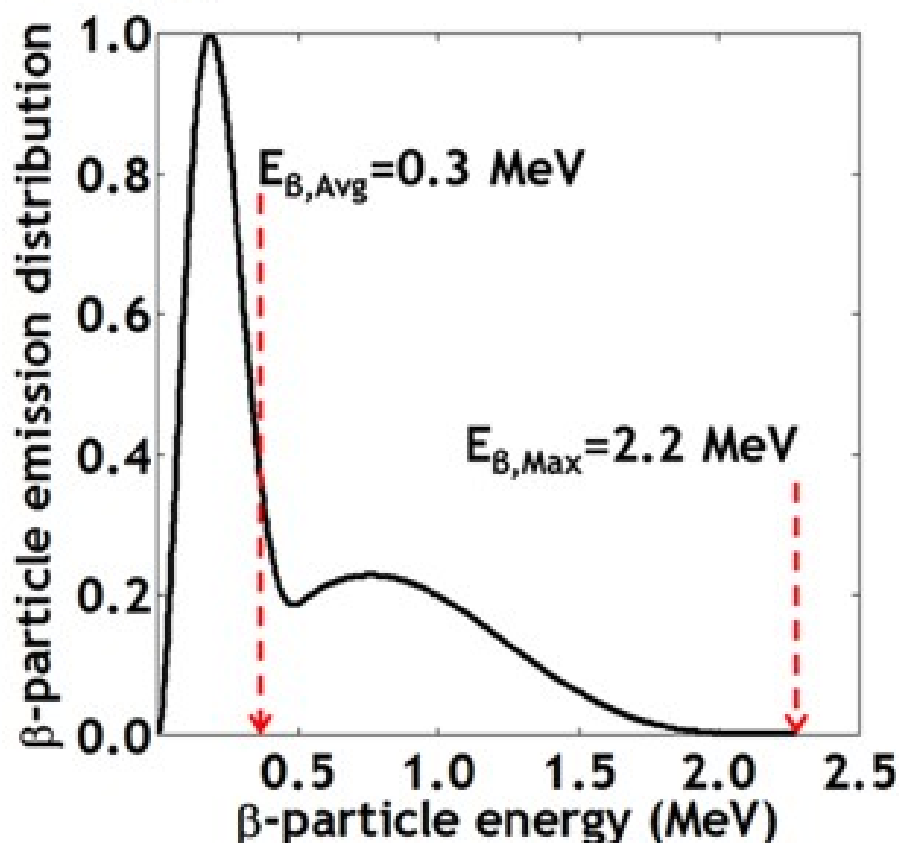


Рисунок 3.6 — Спектр электронов, излучаемых β -источником ^{90}Sr [21].

3.2.2 Фотоэлектроны

Сигнал от сцинтиллятора при прохождении сквозь него ионизирующего излучения - оптические фотоны. Эти фотоны захватываются оптоволоком и выводятся на фотодетектор. Высвечивание фотонов, их попадание в фотодетектор и, наконец, их регистрация фотодетектором - процессы случайные. Поэтому смысл с точки зрения регистрации сигнала имеют лишь электроны, выбитые внутри фотодетектора. Эти электроны называются фотоэлектронами. Величина сигнала от ионизирующей частицы измеряется в количестве фотоэлектронов.

После того как на компьютере соберётся достаточное количество измеренных сигналов SiPM, происходит их анализ. Каждый сигнал от SiPM выглядит как представлено на рисунке 3.8. В силу физических свойств SiPM, именно амплитуда или интеграл этого сигнала показывают, сколько фотоэлектронов было получено в результате измерения частицы. Поэтому происходила первичная обработка сигнала, при которой у каждого сигнала была посчитана амплитуда.



Рисунок 3.7 — Фотография конфигурации шайбы, SiPM и ФЭУ на измерительном стенде.

Далее строилась диаграмма, показывающая распределение сигналов по их амплитудам. На рисунке 3.9 представлен пример такой диаграммы.

Как видно на рисунке 3.9, диаграмма состоит из нескольких пиков. Каждый пик соответствует некоторому количеству фотоэлектронов. В связи с этим открывается возможность откалибровать шкалу по оси x , измеряя амплитуду сигнала в количестве фотоэлектронов. Одному фотоэлектрону соответствует разница в сигнале между двумя соседними фотоэлектронными пиками. Поделив расстояние между какими-либо двумя точками на оси x на расстояние между соседними пиками, можно получить, какому количеству фотоэлектронов это расстояние соответствует. Нулевой сигнал - это самый левый пик, который называется пьедесталом.

Следует отметить, что эта калибровка не зависит от сцинтиллятора, из которого высвечиваются фотоны. Она зависит от SiPM, напряжения на SiPM, а также от усилителя сигнала. Поэтому с помощью фотоэлектронной шкалы удобно определять качество сцинтилляционных шайб.

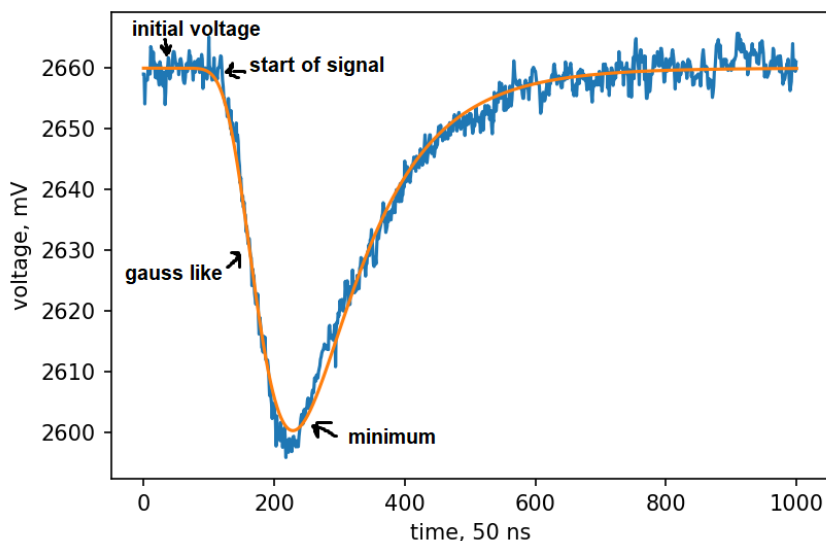


Рисунок 3.8 — Пример оцифрованного сигнала от SiPM.

3.2.3 Способы крепления SiPM к сцинтиляционной шайбе

В настоящей работе было рассмотрено 2 способа регистрации сцинтиляционного света из шайб детектора с помощью SiPM. Первый способ - крепление фотодетектора вплотную к боковой грани шайбы, второй способ - вывод сцинтиляционного света из шайбы с помощью оптоволокну. Внимательный читатель вероятно уже заметил, что будет выбран именно второй способ. В данном разделе будет подробно изложено, почему был сделан именно такой.

Важным критерием сравнения указанных конструкций шайб детектора является число фотоэлектронов, высвечиваемых шайбой при её облучении β -источником. Для этого были построены фотоэлектронные диаграммы облучения шайбы с оптоволокну и с непосредственным креплением SiPM 3.11. Оказалось, что конструкция с оптоволокну высвечивает до 20 фотоэлектронов, в то время как конструкция с прямым сбором света высвечивает до 60 фотоэлектронов. С точки зрения разрешающей способности, в силу того что высвечивание фотоэлектронов- процесс пуассоновский, конструкция с непосредственным креплением лучше разрешает сигнал в $\sqrt{3}$ раз.

Но на разрешение одного канала детектора влияет не только суммарное число фотоэлектронов. Также важным параметром является однородность светосбора. Дело в том, что ионизирующее излучение проникает в шайбу не только

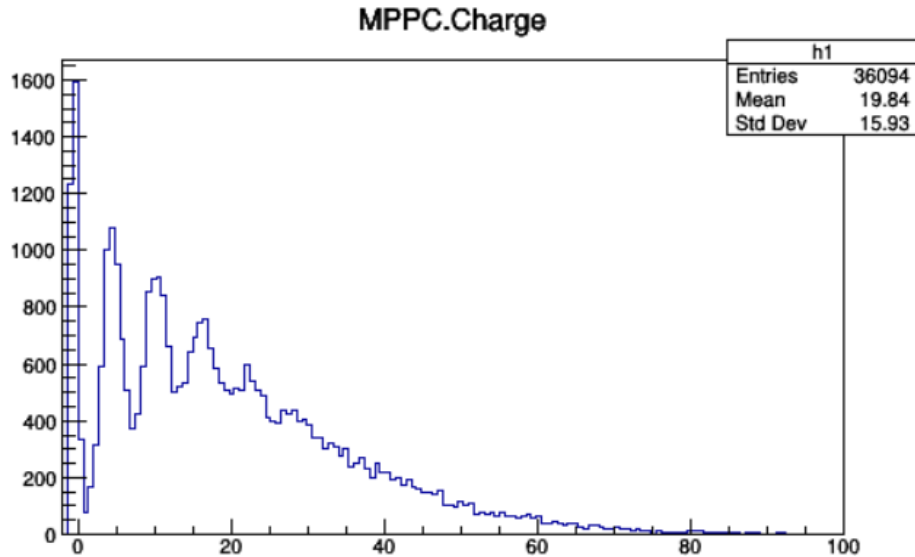


Рисунок 3.9 — Пример амплитудной диаграммы измерения β -источника. Одному фотоэлектрону соответствует сигнал равный разнице сигналов двух соседних пиков (5 каналов АЦП).

посередине, но и, вообще говоря, по всему её объёму. Поэтому важно, чтобы частица проходящая через край шайбы давала примерно такой же сигнал, что и частица, проходящая через центр.

Для проверки однородности светосбора исследуемых конструкций был проведён следующий эксперимент. К β -источнику был прикреплён коллиматор, чтобы облучение β -электронами сцинтилляторов стало точечным. Затем исследуемые шайбы были облучены в различных частях, как представлено на рисунке 3.12.

Результат измерений приведён в таблице 3.13. Оказалось, что конструкция с оптоволоконном значительно более однородная, чем конструкция с непосредственным креплением фотодетектора.

Конструкция детектора с использованием оптоволоконна обладает ещё одним преимуществом. При эксплуатации детектора в космическом пространстве важно экранировать электронику от космических частиц. Это связано с тем, что космические частицы могут вызвать дополнительные шумы в электронике, а также они ускоряют её устаревание. С помощью оптоволоконна можно отвести электронику подальше от активного объёма детектора, что значительно упрощает его конструкцию.

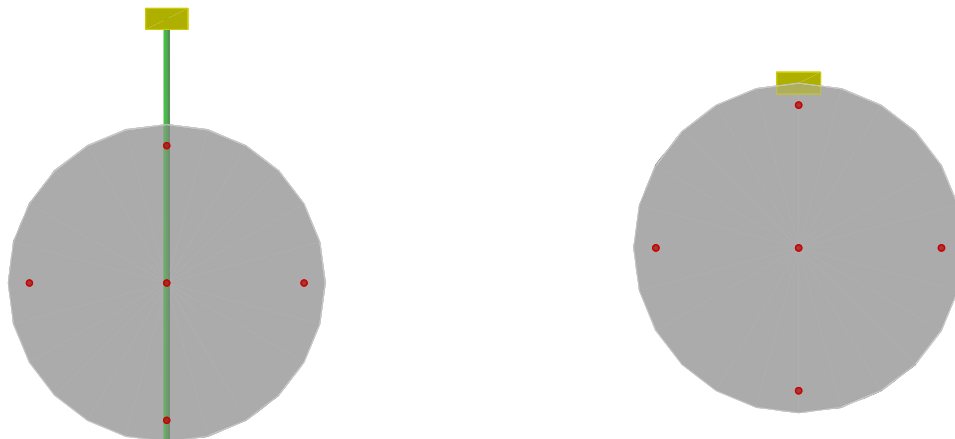


Рисунок 3.10 — Два способа сбора фотонов из сцинтилляционного диска. На левой картинке - сбор света через оптоволокно. На правом рисунке - прямое прикрепление SiPM к сцинтилляционному диску. Сбор света с помощью оптического волокна оказался более практичным.

Из соображений однородности светосбора и простоты конструкции детектора было решено использовать оптоволокно для вывода сцинтилляционного света на фотодетекторы.

3.2.4 Влияние температуры на работу SiPM

Из устройства SiPM, а также из их документации [3], известно, что их температура влияет на их работу. Поэтому в документации рекомендовано подстраивать напряжение на SiPM под их температуру, чтобы получить стабильную регистрацию сцинтилляционного света.

В настоящей работе было экспериментально проверено, как температура влияет на работу SiPM. Для этого был использован стенд, фотография которого представлена на рисунке 3.14.

Сначала было измерено, как температура влияет на работу SiPM. Одной из характеристик SiPM, которую представлялось возможным измерить на стенде - калибровочный коэффициент на оси x фотоэлектронной диаграммы: количество каналов АЦП на один фотоэлектрон. Это число характеризует усиление электронных лавин внутри полупроводника SiPM. В связи с этим для каждой

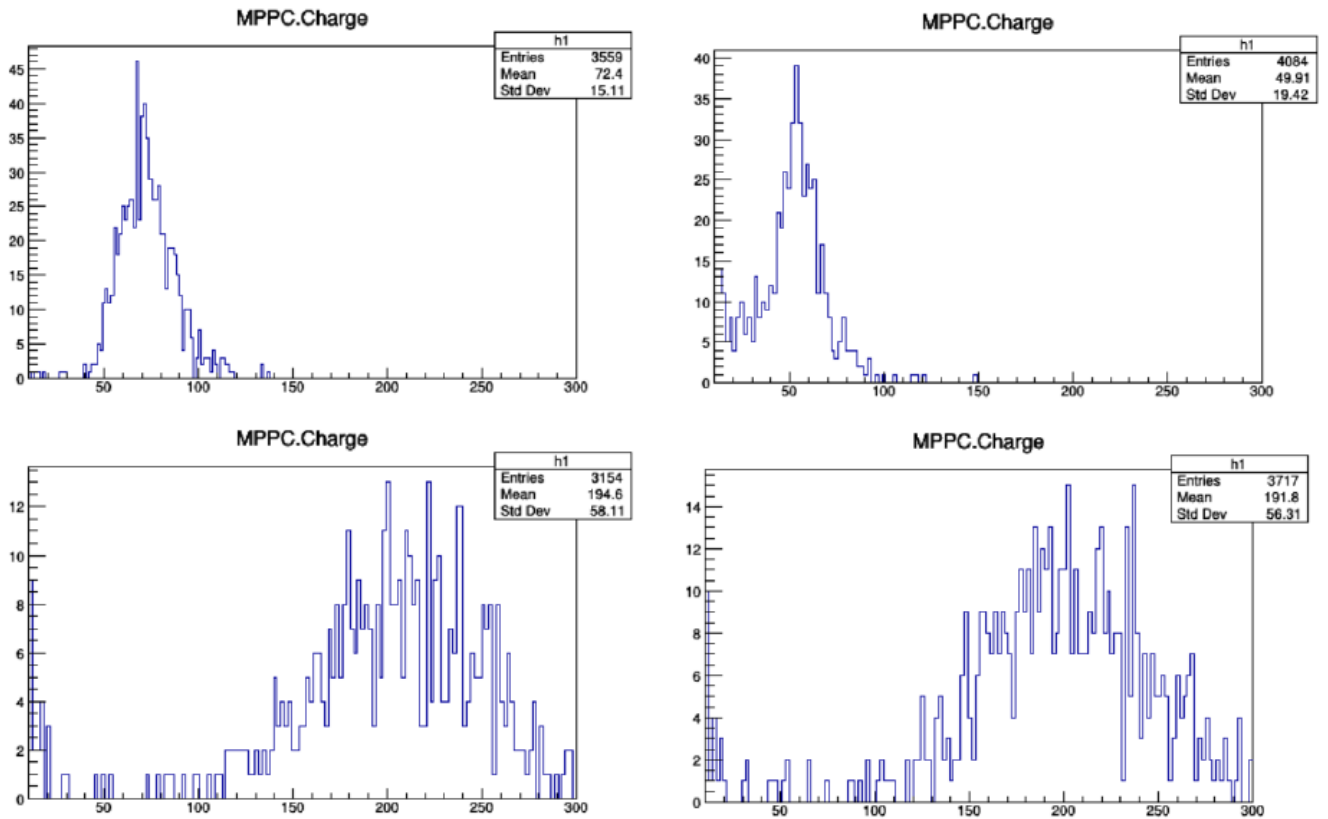


Рисунок 3.11 — Фотоэлектронные диаграммы для тестируемых шайб. Две верхние диаграммы соответствуют светосбору через оптоволокно, две нижние соответствуют светосбору при непосредственном креплении SiPM к шайбе. 5 каналов АЦП по оси x соответствуют 1 фотоэлектрону.

температуры было измерено расстояние между фотоэлектронными пиками в каналах АЦП на фотоэлектронной диаграмме (как на рисунке 3.9) при фиксированном напряжении на SiPM. Результат измерений представлен на рисунке 3.15. Из графика видно, что усиление SiPM падает с увеличением температуры, что связано с увеличением силы взаимодействия электронов внутри полупроводника с фонами при их нагреве.

Для простоты эксплуатации детектора необходимо, чтобы он выдавал одинаковый сигнал при попадании в него одинаковых частиц вне зависимости от температуры. Поскольку при изменении температуры отклик детектора меняется, нужно менять напряжение на SiPM. Чтобы понять, как напряжение на SiPM зависит от температуры, был проведён следующий эксперимент. Для его проведения использовалась та же экспериментальная установка, что и в предыдущем (рисунок 3.14).

Целью эксперимента было подобрать для различных температур напряжение на SiPM, при котором отклик шайбы на β -источник совпадает с его

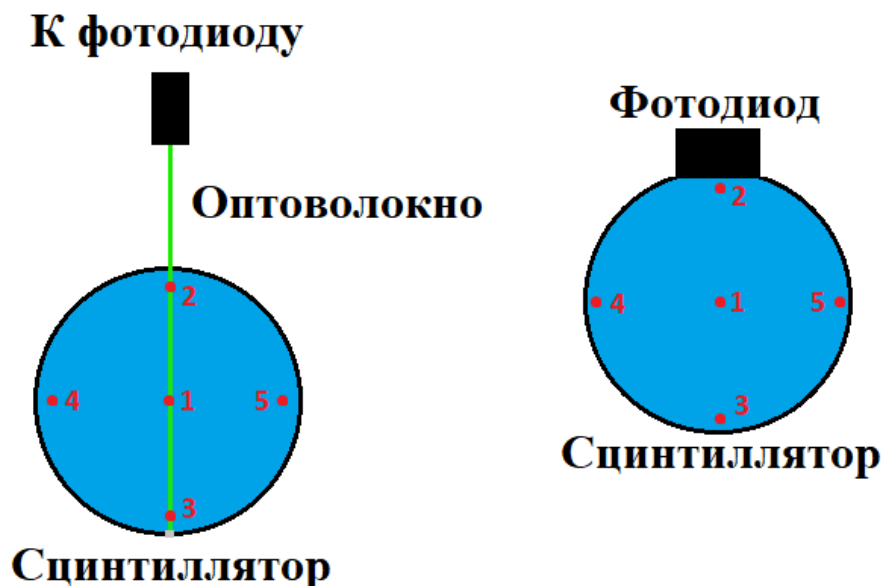


Рисунок 3.12 — Схема измерений световыхода шайб при облучении коллимированным β -источником в их различных частях.

откликом при комнатной температуре при напряжении, рекомендованном [3]. Для этого при различных температурах подбиралось напряжение, при котором расстояние между пиками на фотоэлектронной диаграмме 3.9 совпадает с расстоянием при 25 °C. В результате получилась температурная зависимость, представленная на рисунке 3.16. Эта зависимость хорошо согласуется с зависимостью, представленной в документации [3].

3.3 Прототип детектора

3.3.1 Описание прототипа

Фотография экспериментального прототипа разрабатываемого в настоящей работе детектора представлена на рисунке 3.19. Активная часть детектора представляет собой цилиндр, составленный из 20 сцинтилляционных шайб. Диаметр шайб - 3 см, их толщина - 0.4 см. Свет выводится на SiPM с помощью оптоволоконна, обёрнутого в светоизолятор. SiPM находятся непосредственно двух электронных считывающих платах 3.18. Платы крепятся снизу алюминиевой подставки, на которой находится сцинтиллятор.

№	Прямое соединение		Оптоволокно	
	Ch	Фотоэлектроны	Ch	Фотоэлектроны
1	130	33	40	10
2	137	34	43	11
3	104	26	37	9
4	93	23	37	9
5	94	24	40	10

Рисунок 3.13 — Таблица световыхода шайб при их облучении коллимированным β -источником в их различных частях. Схема измерений представлена на рисунке 3.12. В таблице приведены данные при измерении световыхода с использованием фотодетектора hamamatsu s12572-010p. При использовании фотодетектора s12572-015p световыход получается значительно лучше.

В платах электроники сделана алюминиевая подложка, создающая тепловой обмен между разными SiPM. Она служит для выравнивания на них температуры. Также на плате есть терморпара, сигнал от которой поступает в микроконтроллер. Микроконтроллер устанавливает напряжение на SiPM в зависимости от их температуры.

Параметры эксплуатации SiPM записываются на микроконтроллеры электроники через компьютер с использованием slow control. С помощью специальной программы на slow control передаются требуемые напряжения на SiPM при комнатной температуре, а также коэффициент линейной зависимости напряжения от температуры 3.16.

3.3.2 Калибровка прототипа

Собранный прототип детектора способен регистрировать проходящее через него ионизирующее излучение. Однако для осмысленной работы необходимо найти взаимно однозначное соответствие между сигналом детектора и энер-

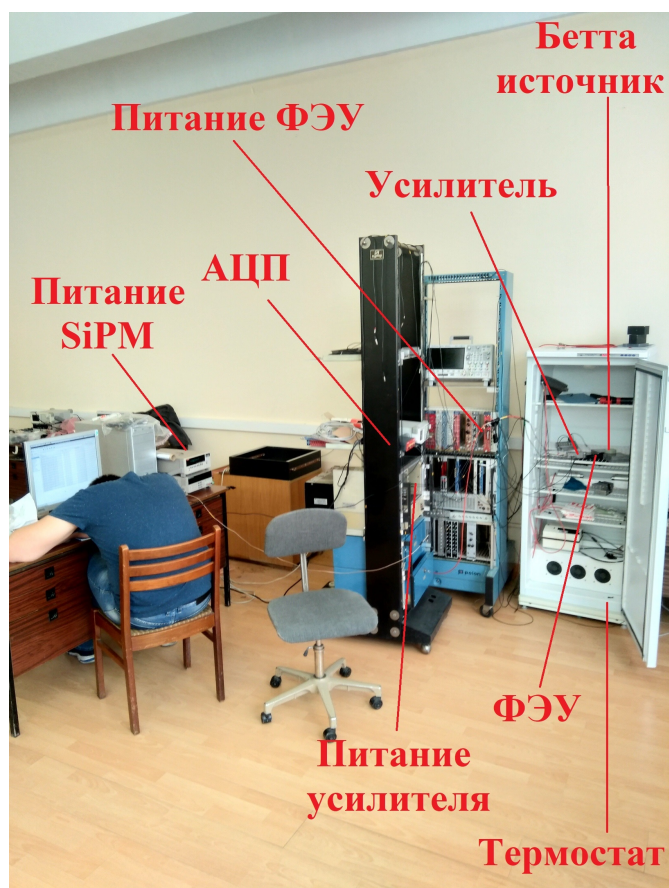


Рисунок 3.14 — Экспериментальный стенд для проверки температурных свойств SiPM. Сцинтилляционная шайба, SiPM и ФЭУ-триггер были помещены в термостат, внутри которого можно регулировать температуру от 10 до 60 °C.

говывделением частиц внутри него. Для этого каждая шайба прототипа была откалибрована на космических мюонах.

Также следует иметь в виду, что соответствие между сигналом и энерговыделением вообще говоря разное для разных каналов детектора. Это может быть связано с небольшими случайными различиями в конструкциях шайб, SiPM, а также со случайными различиями в изгибах и креплениях оптоволокон и проводов. На рисунке представлен суммарный мюонный сигнал для разных шайб детектора. Из рисунка видно, что несмотря на то, что за время экспозиции в каждой шайбе было выделено одинаковое количество энергии, суммарный сигнал отличается. В связи с этим для каждого канала детектора калибровочные коэффициенты искались отдельно.

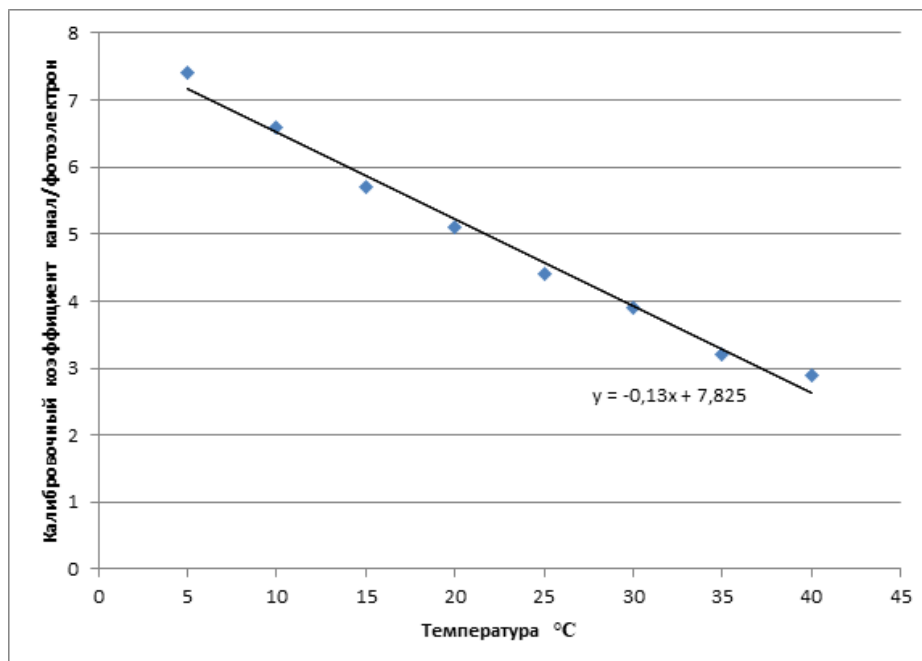


Рисунок 3.15 — Зависимость расстояния между фотоэлектронными пиками на фотоэлектронной диаграмме 3.9 от температуры SiPM при фиксированном напряжении.

Первичный сигнал

При прохождении частицы через одну из шайб детектора на соответствующем канале детектора появляется сигнал вида 3.8. Это сигнал представляет собой свёртку чистого сигнала от SiPM (рисунок 3.20) с гауссовыми шумами электроники. Чистый сигнал SiPM это экспонента с отрицательным показателем, что связано с разрядкой конденсатора в схеме подключения SiPM 3.21. Знание о том, как устроен сигнал, позволяет осмысленно фитировать первичный сигнал от частиц. Фитирование позволяет улучшить разрешение шайб детектора. Однако в настоящей работе для простоты первичный сигнал фитировался асимметричной функцией Ландау.

Для дальнейшей работы каждому такому сигналу нужно поставить в соответствие одно число, физический смысл которого - энергия, выделенная в шайбе. Как уже было сказано, сделать это можно двумя способами: посчитать амплитуду сигнала или посчитать его интеграл. В настоящей работе при калибровке прототипа детектора первичной обработкой сигналов 3.8 было их интегрирование.

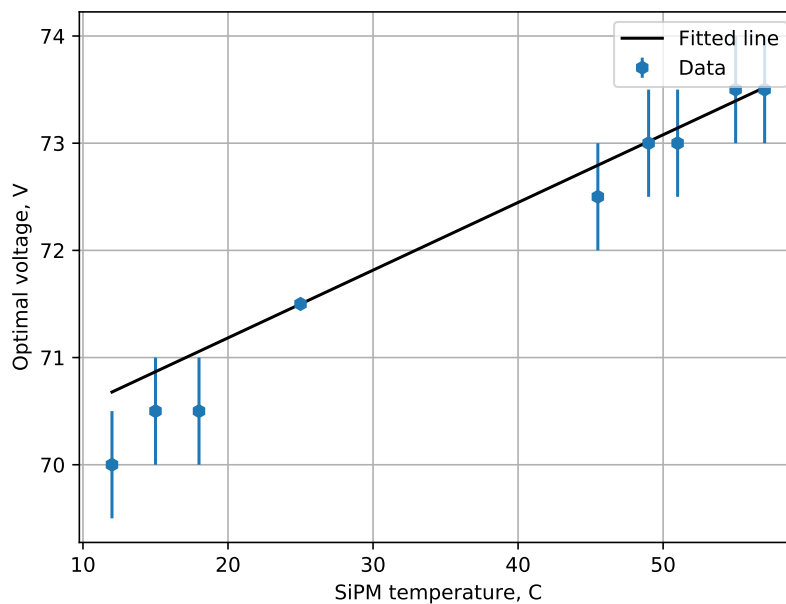


Рисунок 3.16 — Зависимость оптимального напряжения на SiPM от температуры.

Сырые данные представляют собой бинарные файлы. Для каждого канала детектора записывается свой бинарник. В этом бинарнике каждые 1030 чисел последовательности соответствуют одному событию. Из них 6 чисел - header, 1024 чисел - сигнал вида 3.8. Каждое число представляет собой амплитуду сигнала в разные моменты времени, время между соседними записями амплитуд в бинарник - 50 нс.

В бинарных файлах для разных каналов детектора события записываются одновременно. Это означает, что k -ое событие в n -ом канале детектора записано в то же самое время что и k -ое событие в m -ом канале детектора даже если в одном из каналов это k -ое событие нулевое. Это связано с тем, что запись во всех каналах происходит по одному триггеру. Это очень удобно для анализа данных.

Возможные способы калибровки

Самый простой способ калибровки на космических мюонах, который первый приходит в голову, следующий. Космические мюоны - MIP (Minimum

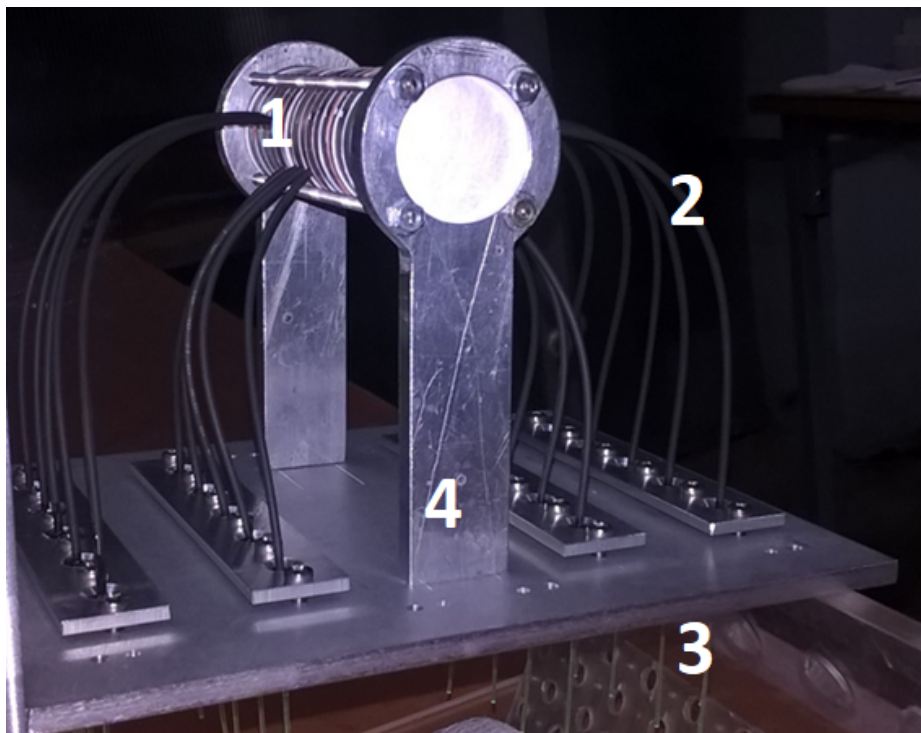


Рисунок 3.17 — Фотография прототипа детектора с опорной конструкцией из алюминия. 1 - сцинтилляционные диски, 2 - оптические волокна, обернутые в черное светоизолирующее покрытие, 3 - электроника с точкой крепления SIPM, 4 - алюминиевая подставка.

Ionizing Particles), поэтому при вертикальном проходе через шайбы они оставляют фиксированный сигнал - 1.02 МэВ (в 0.4 см полистирола). Поэтому самый очевидный способ калибровки - отсеивать вертикальных мюонов из набранных космических данных. Сделать это можно отсеивая те события, при которых сигнал возник одновременно во всех 20 шайбах.

Отсев происходил следующим образом. Во-первых, при первичной обработке сигнала был установлен некий порог. Если амплитуда сигнала не сильно превышает шум, то сигнал считается нулевым (рисунок 3.22). При отсеивании событий, соответствующих вертикальным мюонам, искались такие события, при которых сигнал во всех шайбах не нулевой.

Однако, как оказалось, для этого требуется слишком долго набирать статистику, поскольку даже при отсеивании на события, при которых загорелось все 10 шайб, данных набранных за неделю не хватает (рисунок 3.23). Кроме того в шайбах, где статистика более менее набралась, распределение сигнала отличается от нормального, которое ожидается при прохождении только вертикальных мюонов.

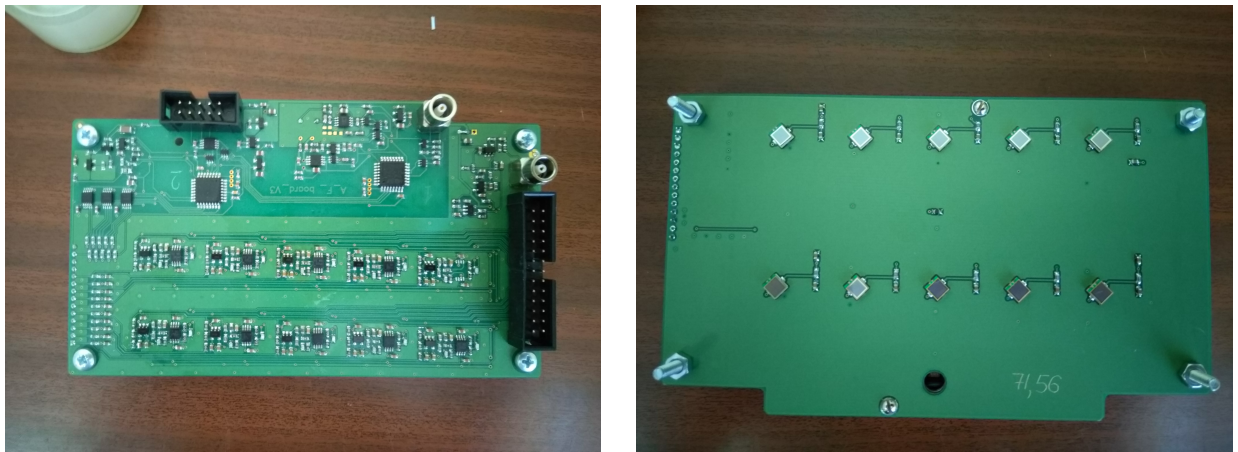


Рисунок 3.18 — Фотографии электроники, используемой в настоящей работе для тестирования прототипа детектора. Сигнал с каждого SiPM проходит через свой усилитель и затем выводится на АЦП. Также на платах есть сумматоры, сигнал от которых можно использовать как триггерный сигнал для АЦП.

В связи с этим был предложен другой способ калибровки, который учитывает весь сигнал от мюонов, проходящих через шайбу детектора за всё время экспозиции. Этот способ калибровки описан в следующей секции.

Алгоритм калибровки

Калибровка шайб детектора проходила в несколько этапов:

1. Рабочий детектор ставился в темное место для светоизоляции (в отключенный холодильник 3.14). Единственные частицы которые он мог при этом регистрировать были частицы, рождённые космическими лучами. Набор данных происходил неделю.
2. Для каждой шайбы было построено экспериментально распределение мюонного сигнала (рисунок 3.24).
3. Распределение мюонного сигнала для каждой шайбы было фитировано теоретическим распределением мюонного сигнала, вывод которого представлен ниже. В результате этого фитирования были получены как калибровочные коэффициенты, так и зависимости погрешностей шайб детектора от регистрируемого энерговыведения.

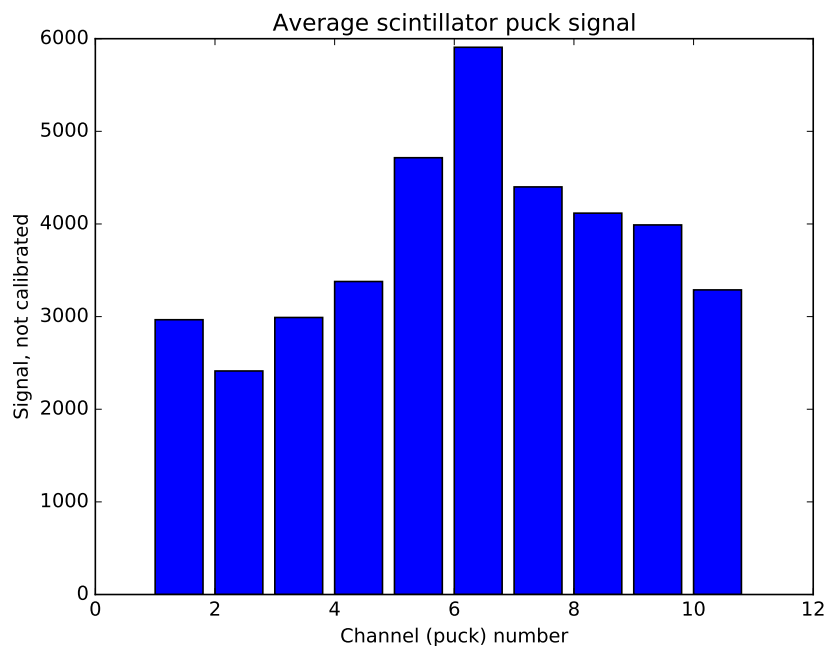


Рисунок 3.19 — Суммарный первично обработанный сигнал (нормированный на количество событий) для разных каналов детектора. Из рисунка видны сильные отличия между сигналами разных шайб.

Теоретическое распределение мюонного сигнала представляет собой свёртку распределения энергосыделения мюонов [3.31](#) с погрешностью шайбы детектора [3.32](#). У этого распределения есть 2 параметра: калибровочный коэффициент и погрешность шайбы. Здесь следует отметить, что в данном распределении было учтено, что погрешность шайбы зависит корневым образом от регистрируемого ей энергосыделения. Параметр, характеризующий погрешность - численный коэффициент перед корнем. Его физический смысл - абсолютная погрешность шайбы детектора при измерении энергосыделения в 1 МэВ.

Фитирование экспериментального распределения происходило следующим образом. Сначала у экспериментального распределения был найден максимум. Этому максимуму соответствует 1.02 МэВ энергосыделения. Исходя из этого был получен калибровочный коэффициент. Далее была подобрана такая погрешность шайбы, при которой минимизируется сумма разностей квадратов точек экспериментального и теоретического распределений. Результат фитирования представлен на рисунке [3.25](#). Также была получена зависимость разрешения шайб от регистрируемого ими энергосыделения [3.26](#). На рисунке [3.27](#) представлены абсолютные энергетические разрешения шайб детектора при регистрации энергосыделения в 1 МэВ. Следует отметить, что разрешение каж-

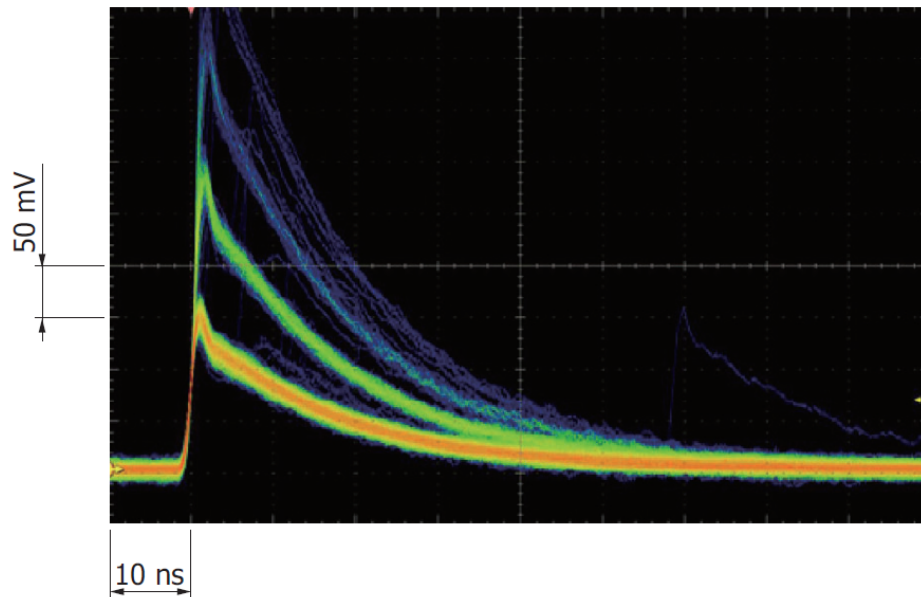


Рисунок 3.20 — Пример чистого сигнала SiPM на осциллографе. Картинка взята из [3].

дой шайбы по отдельности относительно низкое. Однако, несмотря на это, алгоритмы, использующие сегментацию детектора, способны восстанавливать энергию частиц с точностью до 5% [5].

3.3.3 Новая электроника

Для успешной работы детектора в космосе требуется быстрая и надёжная электроника. Однако помимо этого ко всему прибору предъявляются суровые массово-габаритные требования. Используемый для прототипа АЦП слишком громоздкий и не радиационно стойкий, однако его частота дискретизации необходима для быстрой оцифровки сигналов 3.8. Чтобы упростить процесс дискретизации сигнала было предложено регистрировать не весь сигнал 3.8, а только его ширину. На основе этого метода была разработана специальная электроника 3.28. Также была проверена работоспособность такой методики первичной обработки сигнала [16].

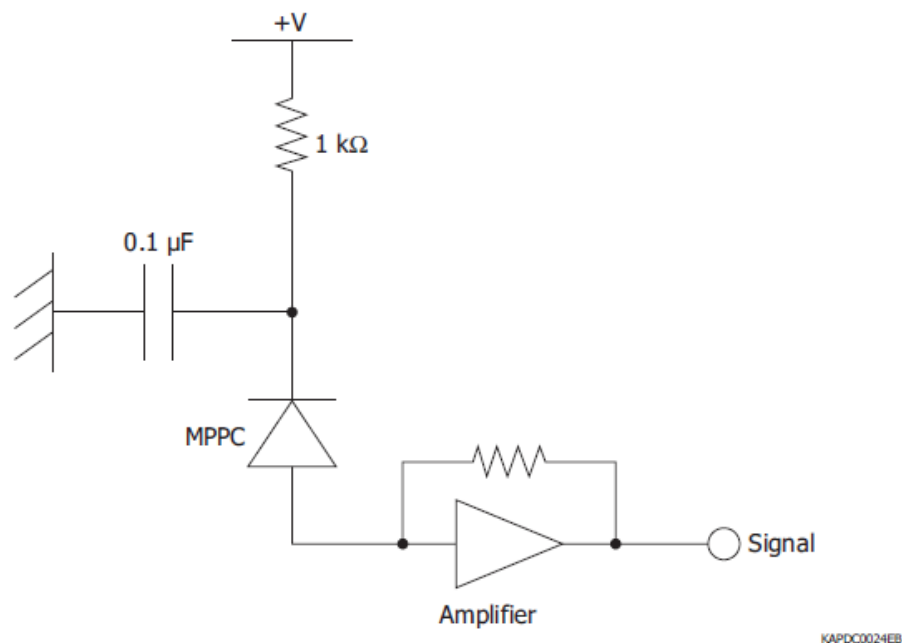


Рисунок 3.21 — Пример схемы подключения SiPM. Картинка взята из [3].

3.4 Распределение мюонного сигнала

Предположения

1. Распределение мюонов по углу падения на сцинтиляционном диске предполагается следующим: $f(\theta) = \cos^2\theta$, где $\theta \in [0, \frac{\pi}{2}]$
2. Мюоны всегда летят либо через верх и низ диска, либо через обе стороны диска.
3. Ошибка для фиксированного сигнала имеет нормальное распределение, но сигма зависит от значения сигнала.
4. Неоднородность сбора света с диска не учитывается.

3.4.1 Энерговыведение мюонов

Один канал детектора представляет собой диск сцинтилятора цилиндрической формы. Диск изготовлен из полистирола. Его радиус составляет $r = 3$ см и его толщина составляет $d = 0.4$ см.

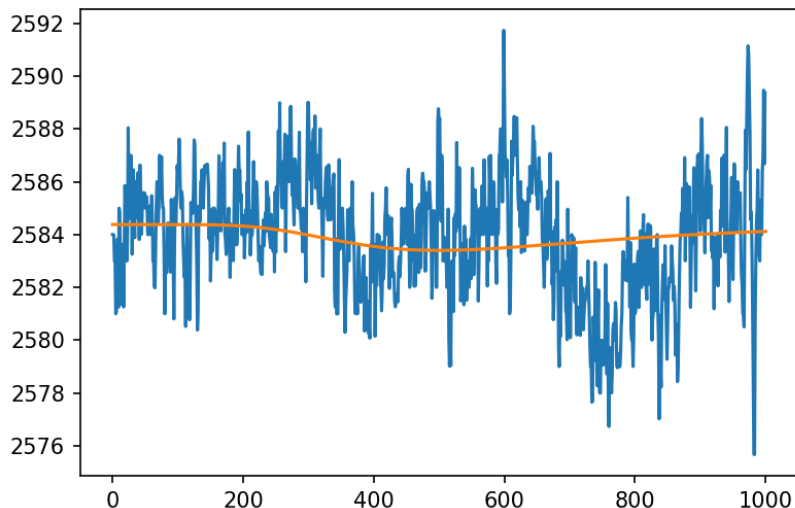


Рисунок 3.22 — Пример зашумленного сигнала. Его амплитуда сопоставима по величине с уровнем шума на его краях. Таким сигналам при первичной обработке вместо интеграла сигнала ставилось число 0.

Когда мюон распространяется через диск перпендикулярно верхней поверхности диска, он теряет $\varepsilon_0 = 1.02 \text{ MeV}$ в сцинтиляторе. Мюоны - это МИР (минимальные ионизирующие частицы), следовательно, если мюон распространяется через слой сцинтилятора с длиной $= l$, тогда он теряет $\varepsilon_0 \cdot \frac{l}{d}$ своей энергии.

Мюон распространяется по диагонали диска, когда его угол падения равен $\theta_c = \text{arcctg}(\frac{d}{2r}) \approx 1.44$ радиан (рисунок 3.30). Этот угол в дальнейшем будем называть критическим углом. Если угол падения мюона меньше θ_c , то при сделанных допущениях он пройдет диск через верхнюю и нижнюю поверхности. Таким образом, его запас энергии можно найти следующим образом:

$$\varepsilon(\theta) = \frac{\varepsilon_0}{\cos \theta} \quad (3.1)$$

Если угол падения мюона больше чем θ_c , то мюон проходит через боковые грани шайбы. Следовательно, его энергосодержание можно найти следующим образом:

$$\varepsilon(\theta) = \varepsilon_0 \frac{2r}{d \sin \theta} \quad (3.2)$$

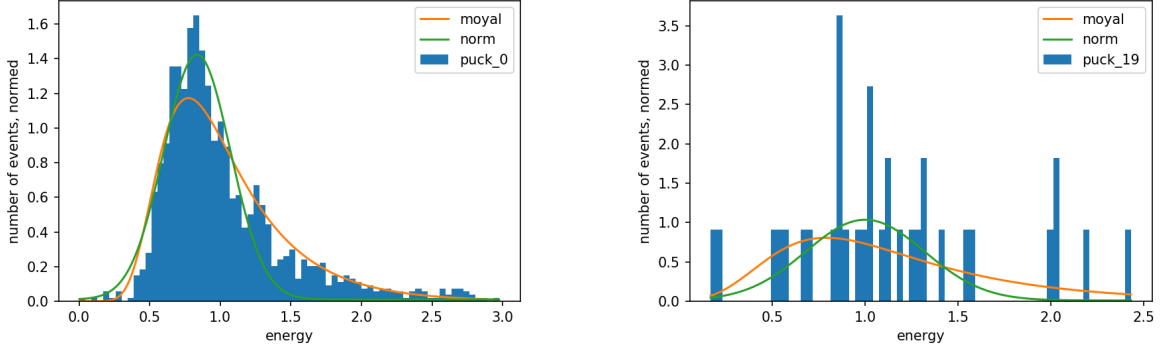


Рисунок 3.23 — Распределение мюонного сигнала при отсеве событий, при которых загораются каналы с нулевого по десятый. На левом рисунке представлено распределение для 0-ой шайбы, на правом для последней 19-ой шайбы. Для последней шайбы при таком отсеве статистики совсем не набралось за неделю, на нулевой шайбе даже при таком отборе распределение явно отличается от нормального, что делает простую калибровку на вертикальных мюонах некорректной.

Минимальное энерговыделение мюонов в канале равно $\varepsilon(0) = \varepsilon_0 = 1.02$ MeV. Максимальное энерговыделение соответствует мюонам, летящим по диагонали, и равно $\varepsilon_c = \varepsilon(\theta_c) \approx 7.72$ MeV. При этом общая формула для энерговыделения выглядит следующим образом:

$$\varepsilon(\theta) = \begin{cases} \frac{\varepsilon_0}{\cos \theta} & \theta \leq \theta_c \\ \varepsilon_0 \frac{2r}{d \sin \theta} & \theta \geq \theta_c \end{cases}$$

3.4.2 Распределение энерговыделения мюонов

Пусть угловое распределение мюонов следующее: $f(\theta) = \cos^2 \theta$. Предположим, что распределение энерговыделения мюонов в канале это $f(\varepsilon)$. Полагая что ε - монотонная функция от θ , получается следующее уравнение:

$$f(\theta)d\theta = f(\varepsilon)d\varepsilon = f(\varepsilon)\frac{d\varepsilon}{d\theta}d\theta \quad (3.3)$$

$\varepsilon(\theta)$ состоит из двух частей. Если $\theta \leq \theta_c$, то

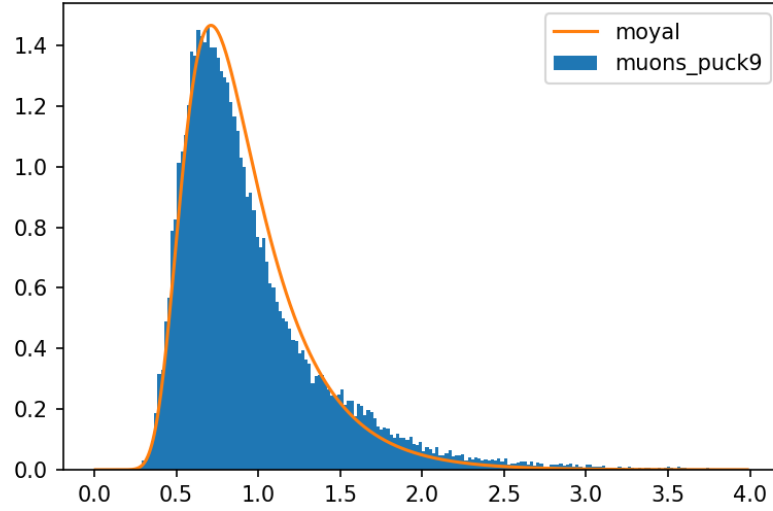


Рисунок 3.24 — Пример экспериментального распределения мюонного сигнала. Сначала были попытки фитировать это распределение распределением Ландау, по скольку по форме они похожи. Однако физического смысла это распределение здесь не несёт. Поэтому в конечном итоге было выведено теоретическое распределение мюонного сигнала.

$$f(\varepsilon) \frac{d\varepsilon}{d\theta} d\theta = f(\varepsilon) \varepsilon_0 \frac{\sin\theta}{\cos^2\theta} d\theta = f(\theta) d\theta \quad (3.4)$$

Следовательно,

$$f(\varepsilon) = f_0 \cdot \cos^2\theta \cdot \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_0 \sin\theta} = f_0 \frac{\varepsilon_0^3}{\varepsilon^4 \sqrt{1 - \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)^2}} \quad (3.5)$$

Здесь f_0 - нормировочный коэффициент. Аналогично для $\theta > \theta_c$ распределение выглядит следующим образом:

$$f(\varepsilon) = f_0 \cos^2(\theta) \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_0 \cos\theta} = f_0 \varepsilon_0 \left(\frac{2r}{\varepsilon d}\right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{2r\varepsilon_0}{\varepsilon d}\right)^2} \quad (3.6)$$

Обозначив $\varepsilon(\theta_c)$ как ε_c , нормировочный коэффициент ищется в следующей форме:

$$f_0 = \frac{1}{\int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_c} \frac{\varepsilon_0^3}{\varepsilon^4 \sqrt{1 - \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)^2}} d\varepsilon + \int_{\varepsilon(\frac{\pi}{2})}^{\varepsilon_c} \varepsilon_0 \left(\frac{2r}{\varepsilon d}\right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{2r\varepsilon_0}{\varepsilon d}\right)^2} d\varepsilon} \quad (3.7)$$

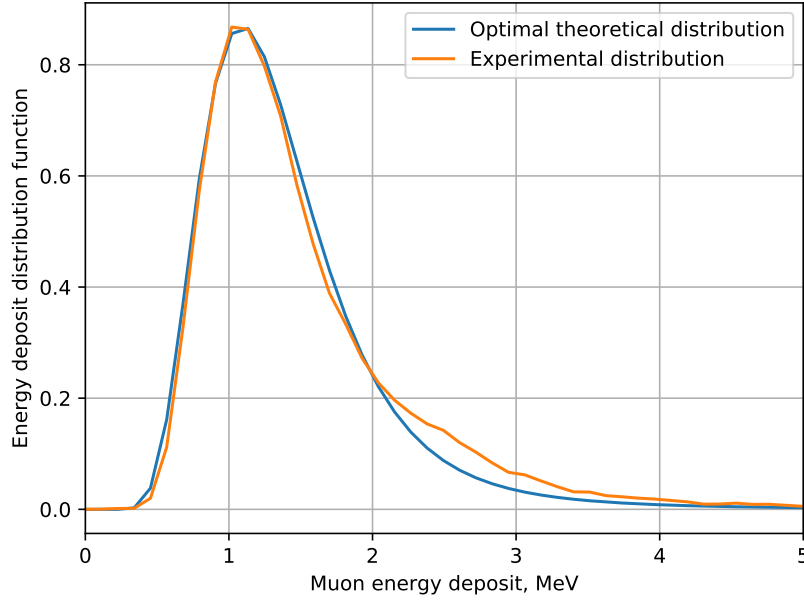


Рисунок 3.25 — Пример фитирования экспериментального распределения мюонного сигнала теоретическим. Расхождение распределений при энерговыведениях в районе 3 МэВ объясняется не учётом краевых эффектов шайбы при выводе теоретического распределения.

$\varepsilon(\frac{\pi}{2}) \approx 7.65 \text{ MeV} < \varepsilon_c$. Следовательно, для $\varepsilon \in (7.65 \text{ MeV}, 7.72 \text{ MeV})$ общее распределение представляет собой сумму распределений для обоих рассмотренных случаев. Следовательно, распределение мюонных энергий выглядит следующим образом (рисунок 3.31):

$$f(\varepsilon) = \begin{cases} f_0 \cdot \cos^2\theta \cdot \frac{\cos^2\theta}{\varepsilon_0 \sin\theta} = f_0 \frac{\varepsilon_0^3}{\varepsilon^4 \sqrt{1 - (\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon})^2}} & \varepsilon < 7.65 \text{ MeV} \\ f_0 \cos^2(\theta) \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon_0 \cos\theta} = f_0 \varepsilon_0 \left(\frac{2r}{\varepsilon d}\right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{2r\varepsilon_0}{\varepsilon d}\right)^2} & \varepsilon \in (7.65 \text{ MeV}, 7.72 \text{ MeV}) \end{cases}$$

$$f_0 = \frac{1}{\frac{1}{4} \sin(2 \arccos(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon})) \Big|_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_c} + \frac{\arccos(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon})}{2} \Big|_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_c} + \frac{r}{d} \arccos(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}) \Big|_{\varepsilon(\frac{\pi}{2})}^{\varepsilon_c} - \frac{r}{2d} \sin(2 \arccos(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon})) \Big|_{\varepsilon(\frac{\pi}{2})}^{\varepsilon_c}} \quad (3.8)$$

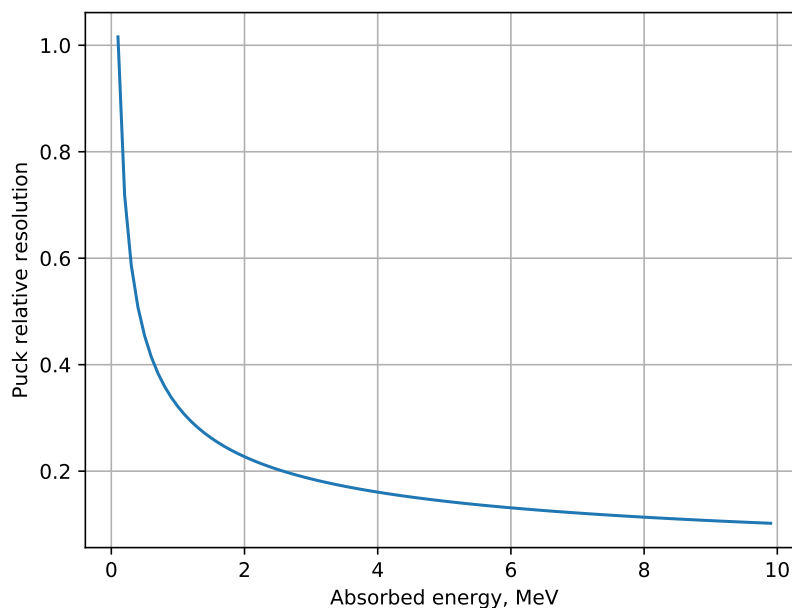


Рисунок 3.26 — Зависимость относительной погрешности шайбы от величины регистрируемого энерговыделения.

3.4.3 Распределение мюонного сигнала

Если канал детектора облучается пучком монохроматических частиц, то каждая частица из этого пучка будет выделять одинаковую энергию внутри канала. Но сигнал, очевидно, будет иметь нормальное распределение из-за ошибки канала детектора. Также общеизвестно, что ошибки сцинтилляционных детекторов зависят от энерговыделения. Следовательно, распределение мюонного сигнала ищется из следующей свертки (рисунок 3.32):

$$F(\varepsilon) = \int_0^{\varepsilon_c} f(E)N(\varepsilon - E, \sigma\sqrt{\varepsilon})dE \quad (3.9)$$

Здесь σ коэффициент погрешности. Его физический смысл - ошибка канала детектора для измерения энерговыделения 1 МэВ. В дальнейшем этот коэффициент будет просто называться погрешностью канала.

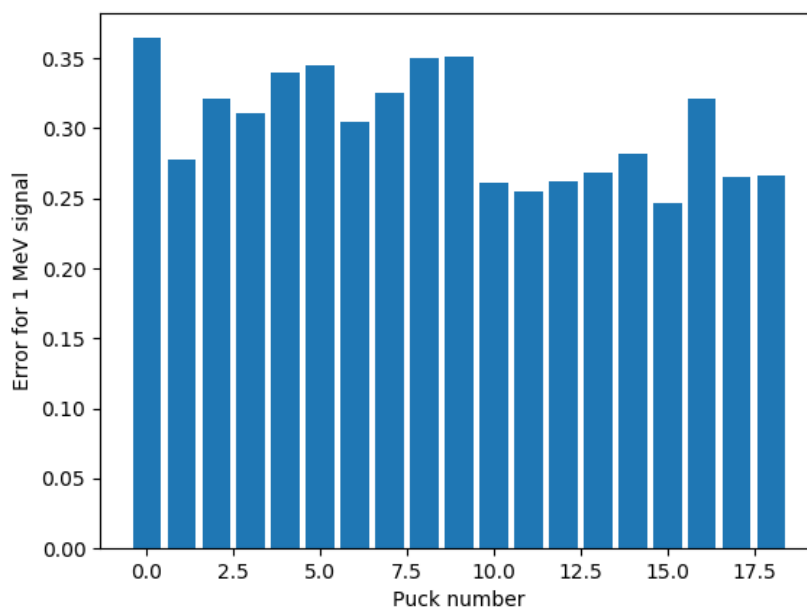


Рисунок 3.27 — Абсолютные погрешности шайб при регистрации 1 МэВ энерговыделения.

3.4.4 Распределение мюонного сигнала с учётом работы триггера

В виду того что электроника разделена на 2 отдельные платы, детектор по сути был разбит на 2 детектора. Суть работы триггера заключалась в следующем. На каждой половине детектора есть сумматор сигналов со всех SiPM до усилителя. Если сумма сигналов сумматоров первой и второй половины детекторов превышали шум, то происходила запись события. Короче говоря, чтобы частица зарегистрировалась, она должна пройти обе половины детектора.

В связи с этим можно уточнить калибровку с помощью учёта триггера. Шайбы детектора нумеруются от 0 до 19, вторая половина детектора начинается с 10 шайбы. Предположим, что необходимое условие регистрации мюона, проходящего через n -ый канал первой половины детектора - его прохождение сквозь первую шайбу второй половины детектора (то есть через канал номер 10). И наоборот, необходимое условие регистрации мюона проходящего через n -ую шайбу во второй половине детектора - его прохождение сквозь 9-ую шайбу. Для простоты предположим, что необходимое условие - это прохождение насквозь. Тогда чтобы в нулевой шайбе зарегистрировался мюон, он должен пройти по крайней мере 11 шайб, чтобы сработал триггер. Чтобы в 9-ой шайбе

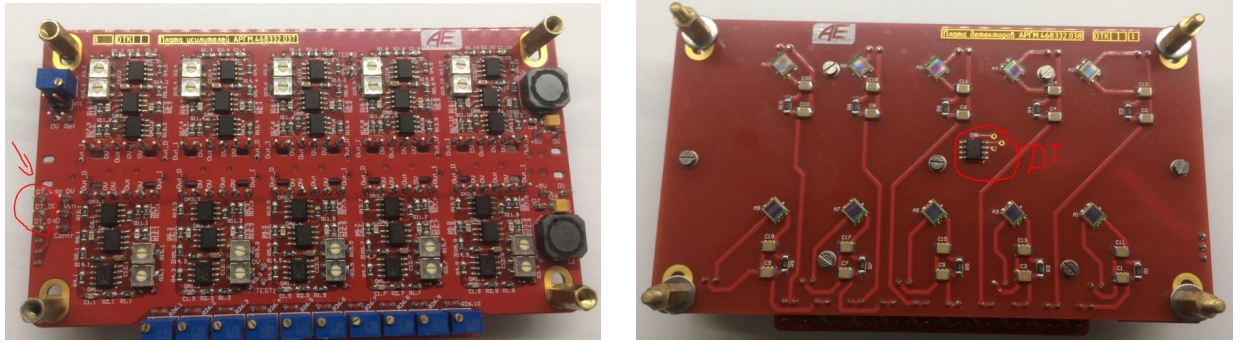


Рисунок 3.28 — Фотографии новой платы электроники для детектора. Тестирование этой электроники на прототипе на настоящий момент не проведено.

был зарегистрирован мюон, он должен пройти сквозь крайней мере 2 шайбы. Для шайб второй половины детектора необходимое условие срабатывания триггера аналогичное.

Таким образом, общая формула для минимального количества шайб, которые должен пройти мюон для его регистрации n -ым каналом детектора (рисунок):

$$N_n = \frac{3 + |10 - n| + |9 - n|}{2} \quad (3.10)$$

Отсюда следует, что максимальный угол падения регистрируемых в n -ом канале мюонов:

$$\theta_n^{max} = \arctg \left(\frac{4r}{d(3 + |10 - n| + |9 - n|)} \right) \quad (3.11)$$

Заметим, что $\forall n \theta_n^{max} < \alpha_c$. Поэтому распределение энергосодержания мюонов в n -ом канале следующее:

$$f_n(\varepsilon) = f_{0n} \frac{\varepsilon_0^3}{\varepsilon^4 \sqrt{1 - \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)^2}} \quad (3.12)$$

Где $\varepsilon \in [0, \varepsilon_n]$, $\varepsilon_n = \frac{\varepsilon_0}{\theta_n^{max}}$. Нормировочный коэффициент:

$$f_{0n} = \frac{1}{\frac{1}{4} \sin \left(2 \arccos \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right) \right) \Big|_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_n} + \frac{\arccos \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right)}{2} \Big|_{\varepsilon_0}^{\varepsilon_n}} \quad (3.13)$$

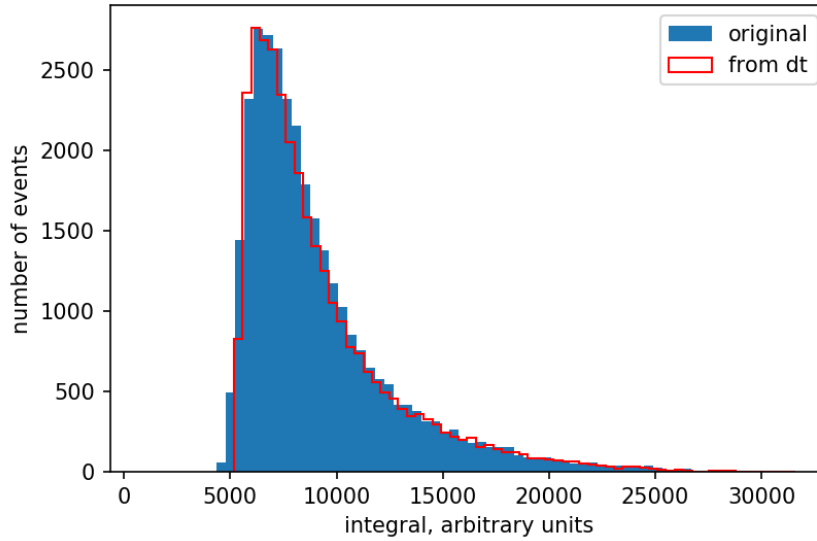


Рисунок 3.29 — Сравнение двух методов получения распределения мюонного сигнала. Синим цветом - распределение полученное интегрированием 3.8, красным цветом - путём взятия его ширины на определённом уровне. Подробности изложены в [16].

3.4.5 Простой способ калибровки канала детектора

Из теоретического распределения энерговыделения следует простой способ калибровки канала детектора. Под простотой понимается отсутствие необходимости фитировать распределение, а также учитывать то, как работает триггер и как устроена геометрия шайбы.

Пиксу распределения соответствует минимальное энерговыделение мюонов в шайбе, а именно энерговыделение при их вертикальном падении на шайбу. В случае детектора представленного в настоящей работе, эта величина составляет 1.02 MeV (рисунок 3.34). Нормируя шкалу по оси x экспериментального распределения энерговыделения мюонов на положение пика в MeV легко находится нормировочный коэффициент.

Распределение сигнала - свёртка гауссианы с гиперболой, асимптота которой находится на минимальном энерговыделении мюонов. Поэтому левая часть пика экспериментального энерговыделения - ничто иное как гауссиана, среднее квадратичное отклонение которой является погрешностью детектора при измерении 1.02 MeV энерговыделения (рисунок 3.34). Поэтому погрешность детек-

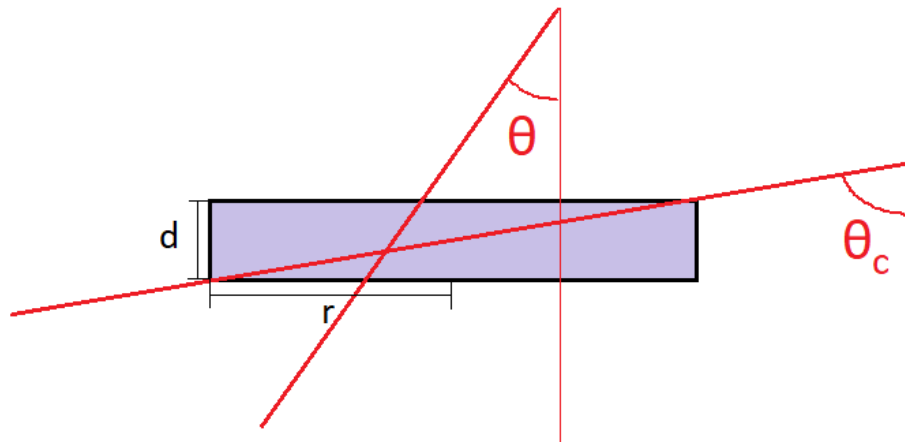


Рисунок 3.30 — Схема прохождения мюонов сквозь шайбу канала детектора.

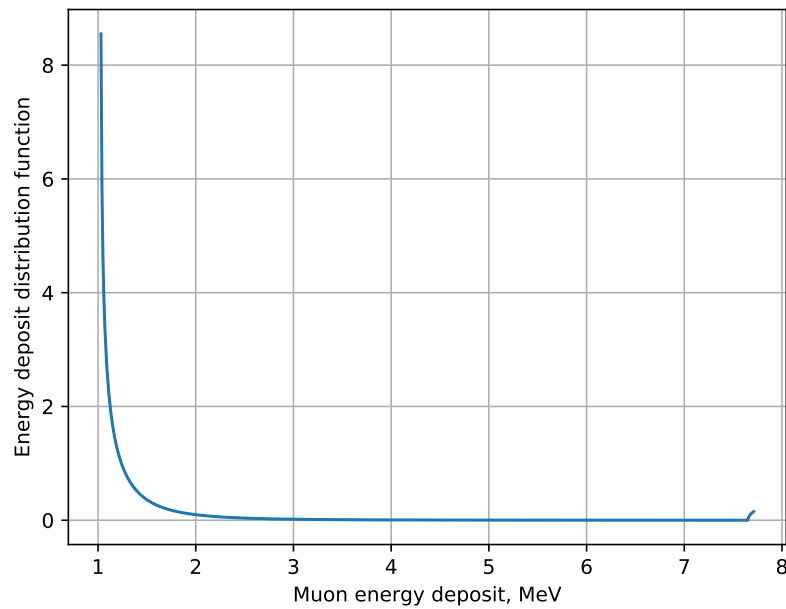


Рисунок 3.31 — Распределение энерговыделения мюона в канале детектора.

тора легко находится либо из фитирования левой части пика гауссом, либо из его полуширины на полувисоте (с точностью до известного множителя $\sqrt{2\ln 2}$).

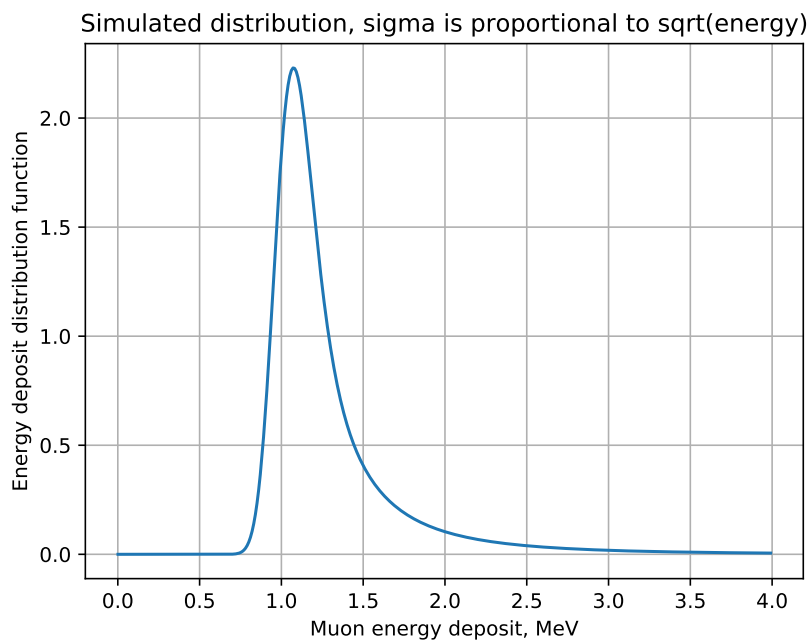


Рисунок 3.32 — Пример теоретического распределения мюонного сигнала в канале детектора.

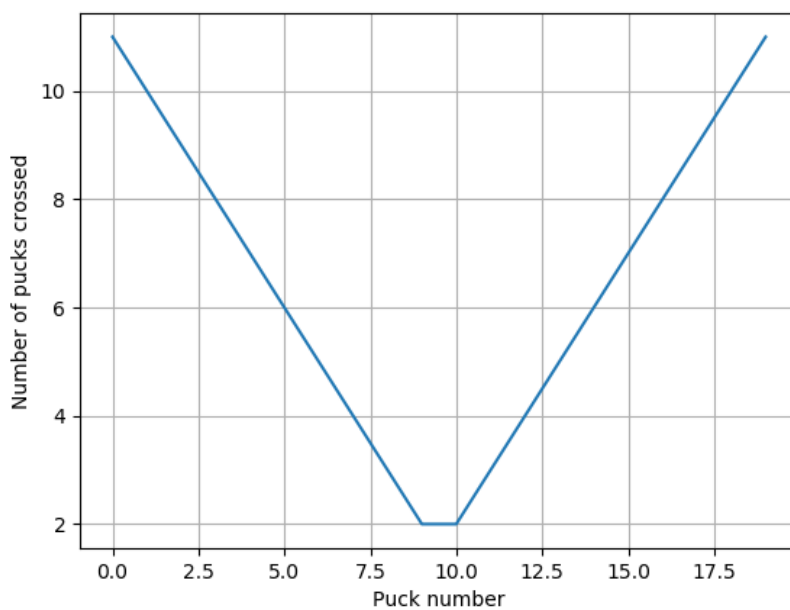


Рисунок 3.33 — Минимальное количество шайб, которые должен пройти мюон для его регистрации n -ым каналом детектора.

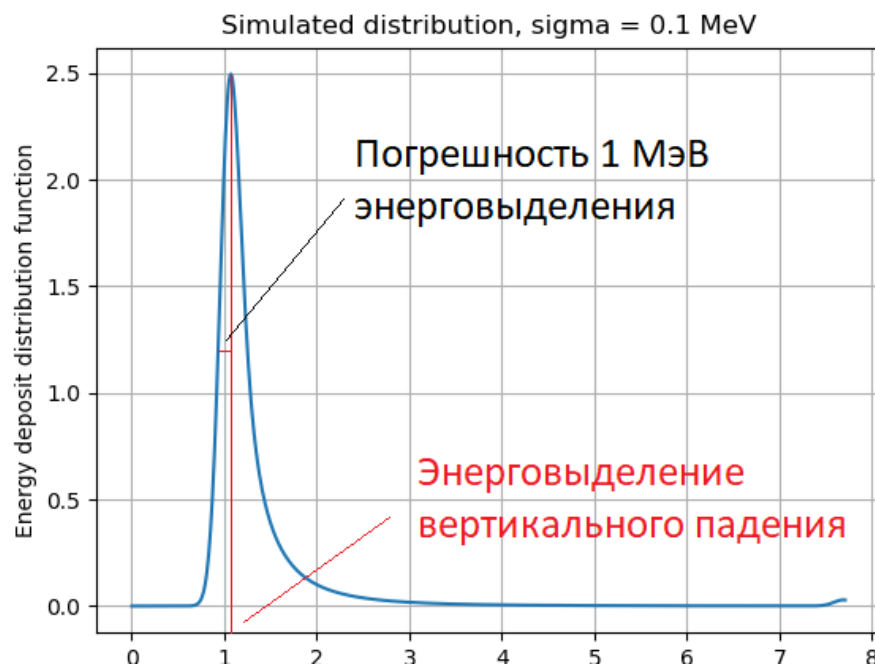


Рисунок 3.34 — Простой способ калибровки. Калибровочный коэффициент находится из положения пика экспериментального распределения. Погрешность 1 МэВ энерговыведения находится как среднеквадратичное отклонение левой части пика, которая есть ни что иное как гауссиана.

Заключение

Прототип детектора, представленный в настоящей работе, обладает рядом важных особенностей:

- Простота конструкции и небольшие массово-габаритные характеристики. Важно отметить, что детектор не требует тяжёлой защиты и громоздких коллиматоров, а также использует весь объём своей активной части для регистрации частиц.
- Детектор состоит из пластикового сцинтиллятора, что делает его более радиационно стойким по сравнению с полупроводниковыми детекторами, а также более прочным по сравнению с газовыми детекторами.
- Сегментация детектора позволяет восстанавливать энергию частиц в дифференциальном режиме с достаточно хорошей точностью. Если использовать переднюю шайбу детектора лишь как экран, это позволит затормозить низкоэнергичные частицы; при этом станет возможной эксплуатация детектора даже во время интенсивных солнечных событий.
- Также сегментация детектора позволяет ему работать в интегральном режиме, хорошо восстанавливая спектр частиц при больших их потоках.

Лабораторные испытания, а также симуляции показали, что настоящий детектор подходит для регистрации избранных частиц. Несмотря на относительно плохое разрешение каждой шайбы прототипа детектора по отдельности, сегментация детектора позволяет различать частицы в дифференциальном режиме с точностью до 5%. Применение регуляризации Турчина позволяет восстанавливать спектр частиц в интегральном режиме с точностью до 7% [5; 16].

В будущем планируется улучшить дизайн детектора таким образом, чтобы его можно было эксплуатировать в космосе. Также предполагается разработать новую электронику, которая позволит детектору работать в космосе в указанных в настоящей работе режимах.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда в рамках гранта No. 17-72-20134.

Настоящая работа выполнена в группе методики ядерно-физических экспериментов при ИЯИ РАН и МФТИ. Автор благодарит своего научного ру-

ководителя Нозика А. за постановку задачи и методические рекомендации, оказанные в ходе выполнения работы. Автор благодарен Зелёному М. за ценные советы по работе с Geant4 и поддержку. Автор благодарит Зимовцу И. за постановку задачи перед нашей научной группой. Автор выражает личную благодарность Ивашкину А. за оказанную помощь и поддержку в реализации экспериментальной части работы. Автор благодарен Известному А. за помощь в калибровке прототипа детектора. Автор выражает благодарность Пальмину В. за проделанную работу при анализе данных прототипа детектора. Автор благодарен Абрамовой Т. за разработку и реализацию алгоритмов для обработки данных детектора в интегральном режиме.

Список литературы

1. *Miroshnichenko Leonty*. Solar Cosmic Rays. — 2015. — Vol. 405.
2. *Malandraki Olga E., Crosby Norma B.* Solar Energetic Particles and Space Weather: Science and Applications // Solar Particle Radiation Storms Forecasting and Analysis / Ed. by Olga E. Malandraki, Norma B. Crosby. — 2018. — Vol. 444 of *Astrophysics and Space Science Library*. — Pp. 1–26.
3. <https://hamamatsu.su/>.
4. <https://www.dupont.com/brands/tyvek.html>.
5. Designing Proton and Electron Detector for Monitoring Solar Cosmic Rays / M. E. Zelenyi, E. M. Stadnichuk, A. A. Nozik et al. // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. — 2019. — Vol. 46, no. 1. — Pp. 23–25. — URL: <https://doi.org/10.3103/S106833561901007X>.
6. *F. Turchin V., Z. Nozik V.* Statistical regularization of solving ill-posed problems // *Physics of the atmosphere and the ocean*. — 1969.
7. Review of Instruments / Martin Wuest, David S. Evans, James P. McFadden et al. // *ISSI Scientific Reports Series*. — 2007. — . — Vol. 7. — Pp. 11–116.
8. Design, development, and calibration of a high energy proton telescope for space radiation studies / R.H Redus, B.K Dichter, M.R Oberhardt et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2002. — Vol. 482, no. 1. — Pp. 281 – 296. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201014619>.
9. *Fillius R. W., McIlwain C. E.* Measurements of the Jovian radiation belts // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1974. — Vol. 79, no. 25. — Pp. 3589–3599. — URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA079i025p03589>.
10. *Sellers Francis Bach, Hanser Frederick A.* Design and calibration of the GOES-8 particle sensors: the EPS and HEPAD // *GOES-8 and Beyond* / Ed. by Ed-

- ward R. Washwell; International Society for Optics and Photonics. — Vol. 2812. — SPIE, 1996. — Pp. 353 – 364. — URL: <https://doi.org/10.1117/12.254083>.
11. *Garrard T. L., Gehrels N., Stone E. C.* The Galileo Heavy Element Monitor // The Galileo Mission / Ed. by C. T. Russell. — Dordrecht: Springer Netherlands, 1992. — Pp. 305–315. — URL: https://doi.org/10.1007/978-94-011-2512-3_12.
 12. *Böhm, E., Kharytonov, A., Wimmer-Schweingruber, R. F.* Solar energetic particle spectra from the SOHO-EPHIN sensor by application of regularization methods // *A&A*. — 2007. — Vol. 473, no. 2. — Pp. 673–682. — URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077216>.
 13. The ULYSSES Cosmic Ray and Solar Particle Investigation / Simpson, J. A., Anglin, J. D., Balogh, A. et al. // *Astronomy and Astrophysics Supplement Series (ISSN 0365-0138)*. — 1992. — Vol. 92, no. 2. — Pp. 365–399. — URL: [http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1992A\\$%\\$26AS...92..365S](http://articles.adsabs.harvard.edu/full/1992A$%$26AS...92..365S).
 14. *Ferrando P.* MeV to GeV electron propagation and modulation: Results of the KET-telescope onboard Ulysses // *Advances in Space Research*. — 1997. — Vol. 19, no. 6. — Pp. 905 – 915. — The Heliosphere at Solar Minimum and Beyond. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117797003013>.
 15. *Agostinelli S. et al.* Geant4—a simulation toolkit // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2003. — Vol. 506, no. 3. — Pp. 250 – 303. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
 16. Prototype of a segmented scintillator detector for particle flux measurements on spacecraft / Egor Stadnichuk, Tatyana Abramova, Mikhail Zelenyi et al. // *arXiv.org*. — 2020. — May. — URL: [arXiv:2005.02620](https://arxiv.org/abs/2005.02620).
 17. Application of Turchin’s method of statistical regularization / Mikhail Zelenyi, Mariia Poliakova, Alexander Nozik, A. A. Khudyakov. — 2018.
 18. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/enc/e083.htm>.
 19. <http://www.yeint.ru/kuraray/>.

20. <http://www.caen-group.com/jsp/Template2/CaenProd.jsp?idmod=651&parent=14>.
21. Evaluation of a Silicon ^{90}Sr Betavoltaic Power Source / Jefferson Dixon, Aravindh Rajan, Steven Bohlemann et al. // *Scientific Reports*. — 2016. — Dec. — Vol. 6, no. 1. — P. 38182. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep38182>.