

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 539.1.07

**ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

**СРАВНЕНИЕ МОДУЛЕЙ ОРГАНИЧЕСКИХ ПЛАСТИКОВЫХ
СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ
АНТИНЕЙТРИНО**

Студент _____ Р. Р. Биктимиров

Научный руководитель _____ Д. В. Попов

Москва 2024

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Регистрация нейтрино	5
1.1 Теоретическая часть	5
1.2 Экспериментальная часть	10
2 Проведение эксперимента	13
2.1 Ход работы	13
2.2 Функция отклика детектора	14
2.3 Представление результатов и анализ полученных данных . .	15
Заключение	18
Список использованных источников	19

ВВЕДЕНИЕ

В современной фундаментальной физике основополагающей теоретической моделью, которая связывает между собой взаимодействия элементарных частиц и описывает их, является Стандартная модель. Но она не является завершённой и имеет ряд нерешённых проблем. Для их решения следует расширить её путем проведения новых экспериментов, которые позволят ответить на вопросы, оставшиеся без ответа в Стандартной модели, и путем построения новой теории, согласующейся с экспериментальными данными. Следовательно, одной из основных задач фундаментальной науки является выход за рамки Стандартной модели.

Одним из направлений для новой физики может послужить нейтринная физика — например, Стандартная модель не может объяснить наличие масс нейтрино, их иерархию и их природу. Источники нейтрино делятся на три группы: космические, от естественных источников на Земле, от искусственных источников. Искусственными источниками в основном служат ускорители частиц и ядерные реакторы. В свою очередь, ядерные реакторы являются самым интенсивным искусственным источником электронных антинейтрино: они рождаются в результате процессов β -распада продуктов деления ядерного топлива в реакторе. Их исследование позволит: 1) исследовать реакторную антинейтринную аномалию (РАА)[1], которая заключается в отклонении измеренной интенсивности потока антинейтрино от предсказаний (для чего была предложена концепция осцилляций нейтрино в стерильные нейтрино, которая в настоящее время активно опровергается результатами последних экспериментов[2]), для построения новой физики; 2) проводить независимый мониторинг состояния топлива реактора, не прибегая к внешним воздействиям на него, для обеспечения безопасности людских жизней и природы[3; 4]. В свою очередь, это возможно благодаря тому, что поток реакторных антинейтрино характеризуется высокой интенсивностью, а основные процессы, происходящие в реакторе, изучены.

Одним из методов регистрации реакторных антинейтрино служит сцинтилляционный метод: сцинтилляционное вещество, взаимодействуя с заряженными частицами и гамма-квантами, излучает фотоны, которые уже непосредственно регистрируются. При экспериментальном определении характеристик нейтрино важно учитывать множество факторов, влияющих на точность измерений. Одним из таких факторов при определении энергии является энергетическое разрешение.

Цель заключается в сборке блока для модульного детектора реакторных антинейтрино на основе органических пластиковых сцинтилляторов и определении его спектрометрических характеристик.

Задачи:

- 1) определение спектрометрических характеристик каждого отдельного модуля;
- 2) сравнение модулей сцинтилляторов по их спектрометрическим характеристикам;
- 3) подбор оптимальной конфигурации блока модульного детектора реакторных антинейтрино.

1. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРИНО

1.1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Нейтрино (антинейтрино) является нейтральной частицей, имеющей очень малое сечение реакции взаимодействия с веществом: в зависимости от энергии оно находится в интервале от 10^{-43} до 10^{-34} см²]. Однако регистрация и определение параметров возможны: в физике реакторных антинейтрино широкое распространение получил метод, основанный на реакции обратного бета-распада (ОБР) — процесс взаимодействия антинейтрино и протона с последующим рождением нейтрона и позитрона:



1) ОБР обладает достаточно высоким сечением реакции среди всех реализуемых на практике процессов, уступая лишь упругому рассеянию антинейтрино на ядрах]; 2) для идентификации взаимодействия используется метод задержанных совпадений: регистрируется сигнал от позитрона, в котором содержится информация об потерянной позитроном энергии в веществе E_{e^+} и энергии от двух аннигиляционных γ -квантов с энергией каждого $E_\gamma = 0,511$ МэВ = m_{e^-} , и регистрируется триггерный сигнал, выступающий в роли счета событий ОБР, от продукта(-ов) реакции захвата замедленного до теплового нейтрона на поглотителе; между приходом сигналов от позитрона и нейтрона проходит время, необходимое для его термализации, зависящее от характеристик замедлителя и поглотителя, но обычно имеющего порядок 10^{-6} с]]. Далее из законов сохранения энергии и импульса восстанавливается энергия антинейтрино $E_{\bar{\nu}_e}$:

$$E_{\bar{\nu}_e} + E_p = E_n + E_{e^+}, \quad (1.1.2)$$

где $E_{e^+} = E_{\text{vis}} - 2 \cdot m_{e^-}$, E_{vis} — непосредственно регистрируемая энергия на эксперименте; $E_p \approx m_p$ и $E_n \approx m_n$ в силу закона сохранения импульса.

Следовательно, опираясь на 1.1.2, энергия антинейтрино равняется:

$$E_{\bar{\nu}_e} \approx E_{\text{vis}} + (m_n - m_p - 2m_{e^-}).$$

Для обеспечения приемлемой статистики в рабочем веществе необходима большая концентрация протонов, поэтому довольно часто с этой целью используют органические сцинтилляторы (жидкие, пластиковые), состоящие в основном из атомов водорода и различных соединений углерода. Отдельным преимуществом пластиковых сцинтилляторов является возможность их изготовления практически любой формы и размера, что сильно расширяет их возможности и диапазон для применения, выходя за рамки спектрометрии[].

Рассмотрим вопрос регистрации частиц в них. С точки зрения регистрации частицы классифицируют на заряженные и незаряженные.

А. Заряженная частица, проходя через вещество, теряет часть своей кинетической энергии на ионизацию атомов и их возбуждение. Процесс возбуждения типа: **заряженная частица + молекула** приводит к образованию возбужденной молекулы растворителя, снятие возбуждения которой происходит либо через колебательные уровни молекулы (тепловое движение — т.н. тушение, через которое снимается большая часть энергии), либо через переход валентных электронов в основные состояния с испусканием коротковолновых фотонов, которые с огромной долей вероятности поглощаются самим растворителем — его спектр поглощения и спектр высвечивания должны иметь малую область перекрытия для того, чтобы быть прозрачным к собственному излучению, что на практике труднодостижимо. Далее возбуждение передается на центры флуоресценции, снятие возбуждения которых сопровождается испусканием фотонов большей длины волны, прозрачных для растворителя — необходимо согласовать спектр поглощения этой компоненты со спектром эмиссии растворителя. Уже эти фотоны попадают на фотодатчик (в большинстве случаев используют вторую компоненту, — сместитель спектра — спектр эмиссии которой должен максимально совпадать со спектром чувствительности фотодетектора). Количество фотонов, попавших на фотодетектор из пластикового сцинтиллятора, пропорционально энергии, потерянной заряженной частицей в нем, но только в области малых потерь энергии — в общем же

случае зависимость количества фотонов от энергии частицы описывается законом Биркса[1].

Б. Регистрация незаряженных частиц подразделяется на: регистрацию γ -квантов и на регистрацию нейтронов.

1. γ -кванты регистрируются через их взаимодействие со средой детектора. Обычно выделяют 3 типа взаимодействий: фотоэффект; комптон-эффект; рождение пар.

1) При фотоэффекте гамма-квант взаимодействует с электронами K -, L - и M - оболочек атома, полностью поглощаясь и передавая всю энергию электрону. Атом переходит в возбужденное состояние, которое снимается либо излучением характеристического излучения, либо вылетом Оже-электрона. На свободном электроне фотоэффект не существует, так как закон сохранения импульса и энергии не выполняются одновременно. Сечение фотоэффекта пропорционально атомному номеру Z поглотителя в 5-ой степени:[5]

$$\sigma_{ph} \sim Z^5. \quad (1.1.3)$$

2) При комптон-эффекте гамма-квант рассеивается на внешнем электроде атома (может даже на свободном) на некоторый угол и дальше взаимодействует с веществом. В отличие от фотоэффекта это взаимодействие происходит и на свободных электронах. А так как обычно энергия связи электрона в атоме много меньше энергии гамма-кванта, то такой электрон в приближении может считаться свободным. Сечение комптоновского рассеяния для свободного электрона зависит от энергии фотона, и выражается формулой Клейна-Нишины[6]:

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left[\left(\frac{(1 + \varepsilon)}{\varepsilon^2} \cdot \frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right], \quad (1.1.4)$$

где $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ — классический радиус электрона, где e — заряд электрона,

m_e — масса электрона, c — скорость света; $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ — приведенная энергия фотона, E_γ — кинетическая энергия фотона.

При комптоновском рассеянии на атомах сечение будет пропорционально атомному номеру Z , умноженному на сечение на свободном электроне.

троне:

$$\sigma_c^a \sim Z \cdot \sigma_c.$$

Отношение энергии гамма-кванта после рассеяния E'_γ к изначальной энергии гамма-кванта E_γ определяется формулой:

$$\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta_\gamma)}, \quad (1.1.5)$$

где θ_γ — угол рассеяния фотона в лабораторной системе.

Кинетическая энергия электрона определяется соотношением:

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{\theta}{2E_\gamma \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \quad (1.1.6)$$

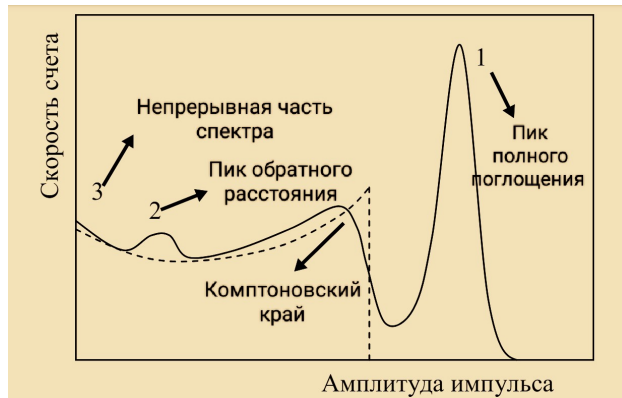


Рисунок 1.1.1 — Вид амплитудного спектра, полученный на неорганическом сцинтилляторе NaI(Tl): пик пологого поглощения обусловлен, в основном, фотоэффектом, комptonовское плато определено видом выражения 1.1.5, комptonовский край — максимальной энергией гамма-кванта после рассеяния.

3) Третий тип взаимодействия характеризуется рождением пары электрона с позитроном. Рождение пары в кулоновском поле ядра возможно при энергии фотона, превышающей некоторое значение:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m} c^2, \quad (1.1.7)$$

где m - масса ядра. Так как $m \gg m_e$, то последним членом можно прене-

бречь:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2.$$

Но для рождения пары в кулоновском ядре электрона уже понадобится энергия в 2 раза выше:

$$E_\gamma \geq 4m_e c^2.$$

В основном рождение электрон-позитронных пар происходит в поле ядер атомов, сечение этого процесса пропорционально Z во 2-й степени[]:

$$\sigma_p \sim Z^2. \quad (1.1.8)$$

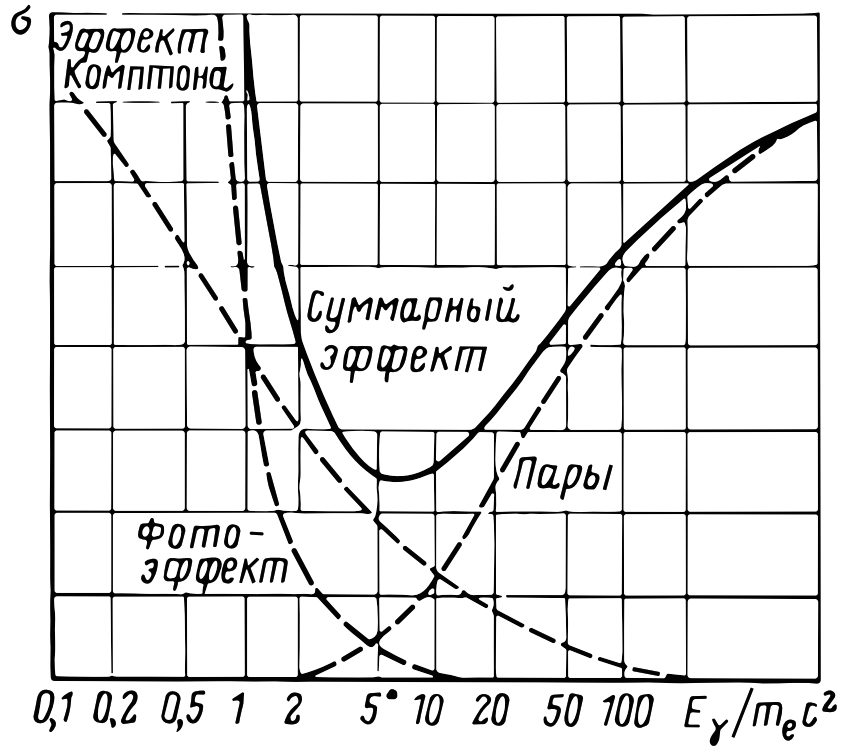


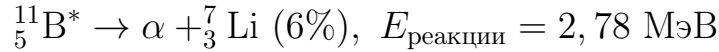
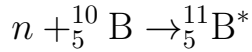
Рисунок 1.1.2 — Зависимость сечения взаимодействия σ γ -квантов с веществом от их приведенной энергии $\frac{E_\gamma}{m_e c^2}$

2. Нейтроны, как и γ -кванты, регистрируют через их взаимодействие с веществом: они взаимодействуют только с ядрами атомов вещества. Выделяют три вида взаимодействия: упругое рассеяние; неупругое рассеяние; ядерные реакции. С точки зрения регистрации нейтроны подразделяют на две группы: быстрые с энергиями более 100 кэВ; медленные с энергиями менее 100 кэВ. Рассмотрим только регистрацию медленных, т.к. в процессе

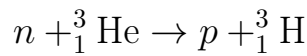
1.1.1 $\bar{\nu}_e$ передает нейтрону огромную часть своего импульса и очень маленькую часть своей энергии, равную приблизительно 15 кэВ[].

Наиболее удобные реакции, используемые для регистрации:

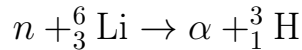
•



•



•



При использовании ядерных реакций измеряется энергия вторичных частиц, а не энергия медленного нейтрона, в данном случае будет зафиксирован только факт его регистрации. Наиболее удобной с точки зрения реализации из представленных реакций является поглощение нейтрона на борном поглотителе с образованием γ -кванта с фиксированной энергией.

1.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В силу центральной предельной теоремы, статистически экспериментальные результаты часто имеют характер нормального распределения и описываются функцией Гаусса:

$$N(z; z_0, \sigma_z) = \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_z^2}}, \quad (1.2.1)$$

где σ_z^2 - дисперсия измеряемой величины z ; z_0 - математическое ожидание величины z .

Основным критерием, на основании которого можно судить о качестве детектора, является его разрешающая способность по отношению к той величине, которую необходимо измерить (энергию, время, простран-

ственные координаты и т.д.). Часто за величину разрешения принимают полную ширину распределения на его полувысоте — ПШПВ (за величину разрешения также могут принимать среднеквадратичное отклонение измеряемой величины). Для нормального распределения она будет равняться:

$$\Delta z(\text{ПШПВ}) = 2.355\sigma_z. \quad (1.2.2)$$

Из вида уравнения 1.2.1 следует, что при уменьшении значения σ_z , разброс измеряемой величины будет тоже уменьшаться, а при $\sigma_z \rightarrow 0$ распределение примет вид дельта-функции, т.е. значение величины будет известно с бесконечной точностью. Из этого следует, что чем разрешение меньше по своей величине, тем оно лучше.

На практике для определения качества детектора используют другую характеристику — относительное разрешение δ , равное отношению величины разрешения к измеряемой величине:

$$\sigma = \frac{\Delta z}{z}. \quad (1.2.3)$$

Для детекторов реакторных антинейтрино требуется большой объем вещества детектора, поэтому следующей важной характеристикой детектора является его неоднородность, т.е. зависимость количества фотонов, вылетевших из детектора, от точки, в которую ионизирующая частица попала в рабочий объем. Основной вклад в неоднородность вносит прозрачность вещества - расстояние, которое необходимо пройти свету, рожденному в сцинтилляторе, в его среде, чтобы интенсивность этого света уменьшилась в e раз:

$$I(x; \Lambda) = I_0 \cdot e^{-\frac{x}{\Lambda}}, \quad (1.2.4)$$

где I_0 - изначальная интенсивность; Λ - прозрачность, $[\Lambda] = \text{см}$. Так же вклад вносит и неравномерное распределение флуоресцирующих веществ в объеме детектора, обусловленное технологией изготовления сцинтиллятора.

Свет, вылетающий из сцинтиллятора, может регистрироваться с помощью различных фотодетекторов, наибольшее распространение из кото-

рых получил вакуумный фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) (см. рис 1.2.1).

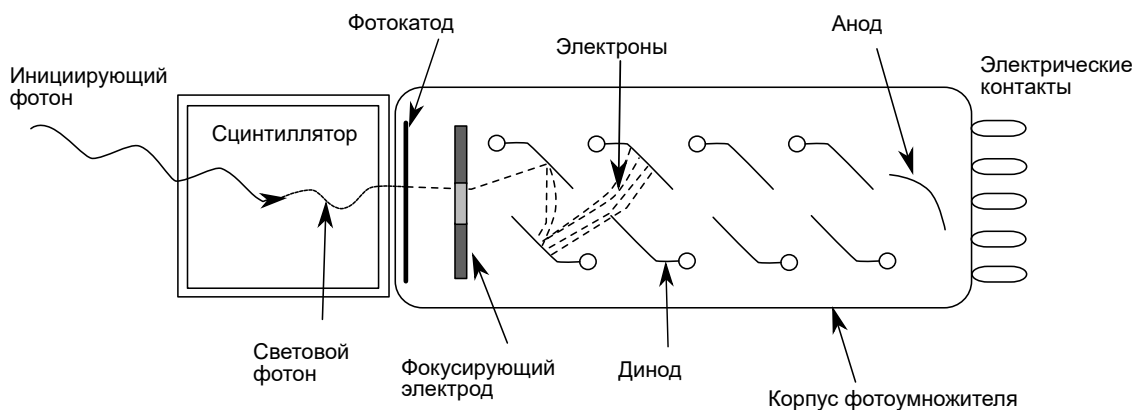


Рисунок 1.2.1 — Схема работы ФЭУ

Одним из важных параметров ФЭУ является квантовая эффективность фото катода — отношение числа фотонов, поглощение которых фото катодом вызвало образование фотоэлектронов, к общему числу поглощённых фотонов. Значение квантовой эффективности как правило не превосходит 30%. Другим важным параметром ФЭУ является чувствительность фото катода — его спектр поглощения, с которым для достижения наилучшей регистрации важно согласовывать спектр высвечивания сместителя спектра.

2. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. ХОД РАБОТЫ

Схема установки для сравнения пластиковых сцинтиллятора представлена на рис. 2.1.1.



Рисунок 2.1.1 — Функциональный вид установки

Свет, рожденный за счет процессов взаимодействия излучения радиоактивного источника с сцинтиллятором, находящимся в отражателе, попадает на ФЭУ, который снимает сигнал с торца сцинтиллятора (ФЭУ и сцинтиллятор находятся в кювете для соблюдения соосности). Сигнал с ФЭУ передается на модуль электроники, а после модуль передает суммарный сигнал на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) «САЕН», преобразующий аналоговый импульс в оцифрованный, а затем записывающий его в ячейки памяти. Далее уже оцифрованные данные передаются на персональный компьютер (ПК), где происходит последующая обработка.

Пластиковый сцинтиллятор был выполнен из полистирола с спектросмещающими добавками: п-терфенил сцинтилляционный и 1,4-Ди-(5-фенил-2-оксазолил)бензол (ПОПОП); сцинтиллятор представляет собой прямоугольный параллелепипед с квадратным поперечным сечением размерами (70 × 5 × 5) см. Использовалась модель ФЭУ «GoHi N4021-2». Источ-

никами радиоактивного излучения служил ^{137}Cs .

2.2. ФУНКЦИЯ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА

В данной работе функция отклика детектора позволяет определить по рассчитываемому методом Монте—Карло спектру энерговыделения вид зарядового спектра, наблюдаемого на реальном эксперименте:

$$S(Q) = \int_0^{E_{\max}} S_{\text{th}}(E) \cdot N \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_E(E)} \cdot e^{-\frac{(E - kQ - b)^2}{2\sigma_E^2(E)}} dE, \quad (2.2.1)$$

где $S_{\text{th}}(E)$ — „теоретическая“ функция, получаемая путем подгонки аналитической функцией спектра энерговыделения, полученного методом Монте—Карло; E — энергия; $\sigma_E(E)$ — энергетическое разрешение, зависящее от энергии: $\sigma_E(E) = E \cdot \sqrt{\alpha + \frac{\beta}{E} + \frac{\gamma}{E^2}}$, где α — параметр, характеризующий максимально допустимое относительное разрешение при высоких энергиях; β — статистический параметр, зависящий от числа фотоэлектронов; γ — параметр шумов электроники; k — коэффициент пропорциональности между наблюдаемой энергией E_{vis} и условным зарядом Q в линейном приближении: $E_{\text{vis}} = k \cdot Q + b$, где коэффициент b отвечает за смещение нуля по оси энергии; N — нормировка. Функция Гаусса является фактором, который отвечает за разброс измеряемой величины от истинной, обусловленный статистическим характером регистрации данных.

2.3. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Для пластиковых сцинтилляторов были измерены зарядовые спектры от источника радиоактивного излучения ^{137}Cs . Спектры снимались в зависимости от расстояния источников до торцов бруска от 5 до 65 см с шагом в 10 см. Далее была проведена аппроксимация полученных спектров построенной модельной зависимостью функции отклика детектора 2.2.1 (см. рис. 2.3.1).

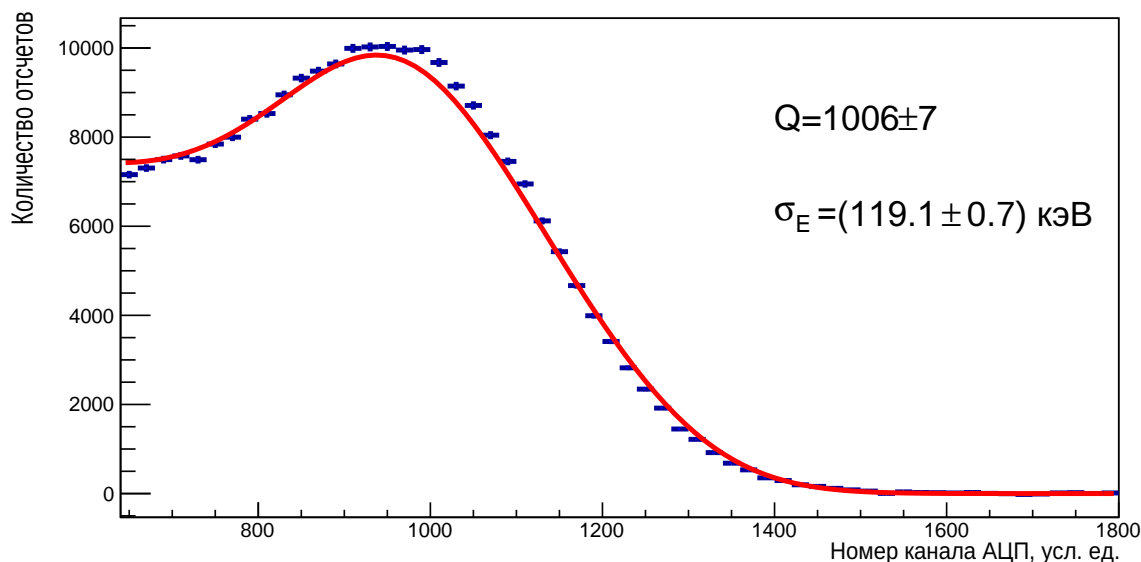


Рисунок 2.3.1 — Аппроксимация зарядового спектра 6-го сцинтиллятора ^{137}Cs в точке 35 см.

По полученным данным было построено распределение пика комптоновского края девяти сцинтилляторов Q от среднего значения $\langle Q \rangle$ для каждой точки (см. рис. 2.3.2, таб. 2.3.1). Далее было построено распределение энергетического разрешения σ_E (в единицах от ПШПВ) девяти сцинтилляторов от среднего значения $\langle \sigma_E \rangle$ для каждой точки (см. рис. 2.3.3, таб. 2.3.2).

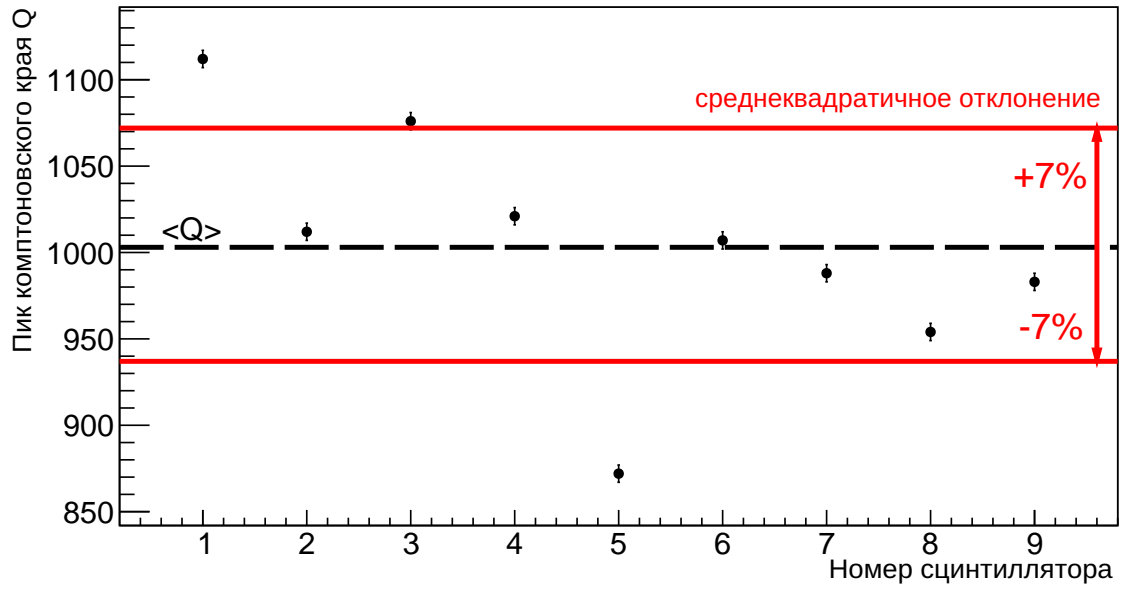


Рисунок 2.3.2 — Распределение условного заряда Q для 9 модулей в точке 35 см.

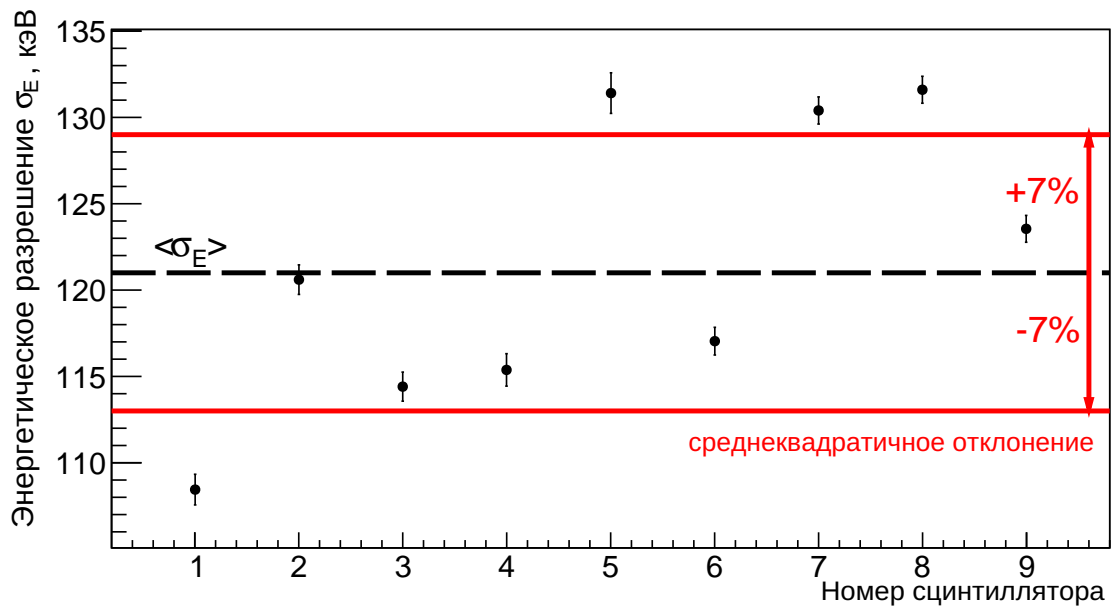


Рисунок 2.3.3 — Распределение энергетического разрешения σ_E для 9 модулей в точке 35 см.

Таблица 2.3.1 — Зависимость среднего значения комптоновского края $\langle Q \rangle$ от положения источника r .

r	$\langle Q \rangle$	Δ_Q
5	1113	62
15	1066	62
25	1026	68
35	1003	69
45	989	76
55	981	80
65	988	84

Таблица 2.3.2 — Зависимость среднего значения энергетического разрешения $\langle \sigma_E \rangle$ от положения источника r .

r	$\langle \sigma_E \rangle$, кэВ	Δ_{σ_E} , кэВ
5	129	8
15	125	12
25	122	12
35	121	8
45	130	9
55	122	14
65	125	9

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было произведено сравнение модулей органических пластиковых сцинтилляторов по их спектрометрическим характеристикам.

По предварительной оценке:

- разброс собираемого заряда относительно среднего для 9 модулей составляет $\Delta_Q = 70$ усл. ед., $\frac{\Delta_Q}{\langle Q \rangle} = 7\%$;
- разброс энергетического разрешения от среднего составляет $\Delta_E = 4$ кэВ, $\frac{\Delta_E}{\langle \sigma_E \rangle} = 7\%$.

По результатам сравнения сильных отличий между сцинтилляторами не оказалось, поэтому для дальнейшей работы будут использованы все образцы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Zhang C., Qian X., Fallot M.* Reactor antineutrino flux and anomaly. — 2023. — arXiv: [2310.13070](https://arxiv.org/abs/2310.13070) [hep-ph].
2. *Копейкин В., Панин Ю., Сабельников А.* ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ СПЕКТРОВ БЕТА-ЧАСТИЦ ОТ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ^{238}U и ^{239}Pu ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ФИЗИКИ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО // ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА. — 2021.
3. *Mikaelian L. A., Borovoi A.* Possibilities of the practical use of neutrinos // Soviet Atomic Energy. — 1978.
4. Neutrino Control of Reactors for the Application of the IAEA Safeguards to Floating Nuclear Power Units / E. Velikhov [et al.]. — 2022.
5. *MARMIER P., SHELDON E.* // Physics of Nuclei and Particles. — Academic Press, 1970.
6. *Klein O., Nishina Y.* Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac // Zeitschrift für Physik. — 1929. — Т. 52. — С. 853.