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

РАЗРАБОТКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

Студент

Научный руководитель

_ Р. Р. Биктимиров д. В. Попов

Москва 2025

СОДЕРЖАНИЕ

B	веде	ние	3
1	Рег	истрация нейтрино	5
	1.1	Теоретическая часть	5
	1.2	Экспериментальная часть	10
2	Сра	авнение ФЭУ	13
	2.1	Ход работы	13
	2.2	Представление результатов и анализ полученных данных	15
За	клю	учение	19
C	писо	к использованных источников	20

ВВЕДЕНИЕ

В современной фундаментальной физике основополагающей теоретической моделью, которая связывает между собой взаимодействия элементарных частиц и описывает их, является Стандартная модель (СМ). Но СМ не является завершенной и имеет ряд нерешенных вопросов. Для ответа на них следует расширить СМ путем проведения экспериментов, затрагивающих неизведанные секторы физики элементарных частиц, а также активно обращать внимание на новые теоретические модели, выводящие фундаментальную физику за рамки привычной картины Мира.

Одним из направлений для открытия новой физики может послужить нейтрийнная физика. Например, вопросы о массовой иерархии нейтрино, их природе и т.д. до сих пор остаются без ответа в рамках СМ.

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, рождающихся в результате процессов β-распадов продуктов деления ядерного топлива в реакторе. Исследование реакторных антинейтрино, например, позволит: 1) изучить реакторную антинейтринную аномалию (RAA) [1; 2], которая заключается в отклонении экспериментально определенной интенсивности потока антинейтрино от теоретических предсказаний, — для развития нейтринной физики; 2) проводить независимый дистанционный мониторинг состояния топлива реактора — для обеспечения безопасности людских жизней и природы [3; 4].

С этой целью ведется разработка детектора, состоящего из отдельных модулей, каждый из которых является независимым сцинтилляционным спектрометром. Спектрометр представляет собой пластиковый (полистирол с добавками ПОПОП и п-терфенил) сцинтиллятор размерами $(70 \times 5 \times 5)$ см, сигнал с которого снимается вакуумными ФЭУ с диамет-

3

ром фотокатода 46,5 мм.

Задачи:

- 1) определение спектрометрических характеристик и сравнение по ним всех сцинтилляторов и ФЭУ;
- 2) определение спектрометрических характеристик каждого отдельного модуля;
- 3) подбор оптимальной конфигурации блока (сборки из нескольких спектрометров) модульного детектора реакторных антинейтрино.

1. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРИНО

1.1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Нейтрино (антинейтрино) является нейтральной частицей, которая очень слабо взаимодействует с веществом. Сечение взаимодействия в зависимости от энергии находится в интервале от 10^{-43} до 10^{-34} см². Несмотря на столь малые значения обеспечить приемлемую статистику регистрации нейтрино (достижимо значение порядка 1000 событий в день) все же возможно: в физике реакторных антинейтрино широкое распространение получил метод, основанный на реакции обратного бета-распада (OEP) — процесса взаимодействия антинейтрино и протона с последующим рождением нейтрона и позитрона:

$$\bar{\nu}_e + p \to n + e^+. \tag{1.1.1}$$

ОБР обладает достаточно высоким сечением реакции среди всех реализуемых на практике процессов, уступая лишь упругому рассеянию антинейтрино на ядрах.

Для идентификации взаимодействия используется метод задержанных совпадений: 1) Регистрируется сигнал от замедленного до теплового нейтрона (регистрируется продукт(-ы) реакции захвата нейтрона на поглотителе, а не сам нейтрон, см. подраздел 1.1). Данный сигнал выступает в роли "триггера"счета событий ОБР. 2) Регистрируется сигнал от позитрона, в котором содержится информация об потерянной позитроном кинетической энергии в веществе $T_{e^+} = E_{e^+} - m_{e^+}$ и энергии от двух аннигиляционных γ -квантов с энергией каждого $E_{\gamma} = m_{e^-}$. Между приходом сигналов от позитрона и нейтрона проходит время, необходимое для термализации нейтрона, зависящее от характеристик замедлителя и поглотителя (обычно порядка нескольких микросекунд).

После регистрации реакции ОБР из законов сохранения энергии и

импульса восстанавливается энергия антинейтрино $E_{\bar{\nu}_e}$:

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

где $E_{e^+} = E_{\text{vis}} - m_{e^-}$, E_{vis} — непосредственно регистрируемая энергия на эксперименте; $E_p = m_p$ (в системе покоя протона), $E_n \approx m_n$ (пренебрегаем энергией отдачи нейтрона). Следовательно, опираясь на 1.1.2, энергия антинейтрино равняется:

$$E_{\bar{\nu}_e} \approx E_{\mathrm{vis}} + (m_n - m_p - m_{e^-}) \approx E_{\mathrm{vis}} + 0.782 \text{ M} \circ \mathrm{B},$$

где $(m_n - m_p - m_{e^-}) = E_{\bar{\nu}}^{\text{порог.}} = 0.782 \text{ МэВ} -$ пороговая энергия антинейтрино, необходимая для протекания ОБР.

Для обеспечения приемлемой статистики необходим большой объем рабочего вещества, поэтому довольно часто с этой целью используют органические сцинтилляторы, которые можно использовать как цельный детектор (жидкие органические сцинтилляторы), так и составной детектор (пластиковые органические сцинтилляторы). Отдельным преимуществом пластиковых сцинтилляторов является возможность их изготовления практически любой формы и размера, что сильно расширяет их возможности и диапазон для применения.

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

Регистрация заряженных частиц

Заряженная частица, проходя через вещество, теряет часть своей кинетической энергии на ионизацию атомов и их возбуждение. В органических сцинтилляторах процесс возбуждения типа: **заряженная частица** + **молекула** приводит к образованию возбужденной *молекулы растворителя*, снятие возбуждения которой может происходить двумя способами. 1) Через колебательные уровни молекулы (безызлучательная передача энергии — т.н. тушение). 2) Через переход валентных электронов в основные состояния с испусканием коротковолновых фотонов, которые с большой долей вероятности поглощаются самим растворителем (его спектр поглоще-

6

ния и спектр высвечивания должны иметь малую область перекрытия для того, чтобы быть прозрачным к собственному излучению, что на практике трудонодостижимо). Далее возбуждение (бо́льшая часть которого снимается за счет тушения) 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 могут попасть на фотодатчик, но в большинстве случаев в сцинтиллятор добавляют еще и 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 [5].

Рассмотрим процесс регистрации незаряженных частиц более подробно на примере регистрации γ-квантов и регистрации нейтронов.

Регистрация γ -квантов

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

1) При фотоэффекте гамма-квант взаимодейтсвует с электронами K-, L- и M- оболочек атома, полностью поглощаясь и передавая всю энрегию электрону. Атом переходит в возбужденное состояние, которое снимается либо излучением характерестического излучения, либо вылетом Оже-электрона. Сечение фотоэффекта пропорционально атомному номеру Z поглотителя в 5-ой степени:[6]

$$\sigma_{\rm ph} \sim Z^5. \tag{1.1.3}$$

2) При комптон-эффекте гамма-квант рассеивается на внешнем электроне атома на некоторый угол и дальше взаимодействует с веществом. Обычно энергия связи внешнего электрона в атоме много меньше энергии гамма-кванта, поэтому такой электрон в приближении может считаться свободным (но таковым не является). Сечение комптоновского рассеяния на свободном электроне зависит выражается формулой Клейна-Нишины [7]:

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

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

 m_e — масса электрона, c — скорость света; $\varepsilon = \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}$ — приведенная энергия гамма-кванта, E_{γ} — энергия гамма-кванта.

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

$$\sigma_{\rm c}^{\rm a} \sim Z \cdot \sigma_{\rm c}.$$

Отношение энергии гамма-кванта после рассеяния E'_{γ} к изначальной энергии гамма-кванта E_{γ} определяется формулой:

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

где θ_{γ} — угол рассеяния фотона в лабораторной системе. Кинетическая энергия электрона определяется соотношением:

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

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

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

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

$$E_{\gamma} \ge 2m_e c^2$$

Для рождения пары в кулоновском ядре электрона понадобится энергия в 2 раза выше:

$$E_{\gamma} \ge 4m_e c^2.$$

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

$$\sigma_{\rm p} \sim Z^2. \tag{1.1.8}$$



Рисунок 1.1.1 — Зависимость сечения взаимодействия σ γ -квантов с веществом от их приведенной энергии $\frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}$.

Регистрация нейтронов

Регистрация происходит по продуктам реакций нейтронов с веществом: заряженным частицам, γ -квантам, ядрам отдачи. 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 подробнее процесс регистрации медленных, в частности тепловых, нейтронов, т.к. образовавшийся в процессе OБР-а 1.1.1 нейтрон (обладающий энрегией примерно 15 кэВ) далее замедляется до теплового (0,025 эВ).

Наиболее распространенные реакции, используемые для регистрации тепловых нейтронов:

1)

$$\begin{array}{l} n+_{5}^{10} \mathcal{B} \rightarrow_{5}^{11} \mathcal{B}^{*} \\ & \stackrel{11}{_{5}} \mathcal{B}^{*} \rightarrow \alpha +_{3}^{7} \mathcal{Li} \ (6\%), \ E_{\text{реакции}} = 2,78 \ \text{M} \ni \mathcal{B} \\ & \stackrel{11}{_{5}} \mathcal{B}^{*} \rightarrow \alpha +_{3}^{7} \mathcal{Li} + \gamma \ (94\%), \ E_{\text{реакции}} = 2,3 \ \text{M} \ni \mathcal{B}, \ E_{\gamma} = 0,48 \ \text{M} \ni \mathcal{B} \end{array}$$

2)
$$n + {}^{3}_{2} \text{He} \rightarrow p + {}^{3}_{1} \text{H}, E_{\text{реакции}} = 0,77 \text{ M} \Rightarrow \text{B}$$

3) $n + {}^6_3 \text{Li} \rightarrow \alpha + {}^3_1 \text{H}, E_{\text{реакции}} = 4,78 \text{ МэВ}$

При использовании ядерных реакций измеряется энергия вторичных частиц, а не энергия теплового нейтрона — в данном случае будет зафиксирован только факт его регистрации.

1.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Регистрация фотонов сцинтилляций

Свет, вылетающий из сцинтиллятора, может регистрироваться с помощью различных фотодетекторов, наибольшее распространение из которых получил вакуумный фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) (см. рис 1.2.1). Одним из важных параметров ФЭУ является квантовая эффективность фотокатода — отношение числа фотонов, поглощение которых вызвало образование фотоэлектронов, к общему числу поглощённых фотонов. Значение квантовой эффективности, как правило, не превосходит 30%. Другим важным параметром ФЭУ является его спектр поглощения, с которым для достижения наилучшей регистрации важно согласовывать спектр высвечивания сцинтиллятора.



Рисунок 1.2.1 — Схема работы ФЭУ на примере сцинтилляционного детектора.

Разрешение детектора

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

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

$$\Delta z(\Pi \amalg \Pi B) = 2.355 \sigma_z. \tag{1.2.2}$$

На практике иногда удобнее пользоваться относительным разрешением δ , которое представляет отношение величины разрешения к измеряемой величине:

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

Из вида выражений 1.2.2 и 1.2.3 следует, что при уменьшении значения σ_z кривая распределения измеряемой величины будет становиться все уже, пока при $\sigma_z = 0$ не примет вид дельта-функции, т.е. значение величины будет известно с бесконечной точностью. Из чего следует, что для получения более качественных результатов измерений необходимо стремиться к минимизации разрешения.

Неоднородность светособирания детектора

Для детекторов реакторных антинейтрино требуется большой объем рабочего вещества, поэтому следующей важной характеристикой детектора является его неоднородность, т.е. зависимость количества фотонов, вылетевших из сцинтиллятора, от точки, в которую ионизирующая частица попала в рабочий объем (неоднородность также негативно сказывается на разрешении детектора (энергетическом, координатном)). Основной вклад в неоднородность вносит прозрачность вещества — расстояние, которое необходимо пройти свету, рожденному в сцинтилляторе, в его среде, чтобы интесивность этого света уменьшилась в e раз:

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

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

2. СРАВНЕНИЕ ФЭУ

2.1. ХОД РАБОТЫ

Схема установки для измерения ФЭУ представлена на рис. 2.1.1.



Рисунок 2.1.1 — Функциональный вид установки для измерения ФЭУ (не в масштабе).

ФЭУ 1, питаемый источником высокого напряжения, устанавливается в кювете 2 для соблюдения соосности с расположенным на расстоянии 3,5 см от него оптическим диффузором 3, предназначенным для рассеивания узкого пучка света, испускаемого LED-драйвером 4 (далее — *источник*), находящимся на расстоянии 1,5 см от диффузора. Сигналы с ФЭУ поступали на FAN-IN FAN-OUT, с которого они дальше выводились на АЦП, записывающий уже оцифрованные импульсы в память ПК для дальнейшей их обработки, и на осциллограф, позволяющий наблюдать аналоговые сигналы и определять их характеристики.

Паспортная информация измеряемых в данной работе ФЭУ представлена в таб. 2.1.1.

Таблица 2.1.1 — Паспортные характеристики измеряемых ФЭУ. QE(%) — квантовая эффективность, $SK(\mu A/Lm)$ — чувствительность фотокатода, $SKb(\mu A/Lm)$ — чувствительность к голубому свету, $Gain(10^7)$ — усиление, DC(nA) темновой ток.

$N_{^{0}}$	Название	QE(%)	${ m SK}(\mu{ m A}/{ m Lm})$	$\mathrm{SKb}(\mu\mathrm{A/Lm})$	$\operatorname{Gain}(10^7)$	DC(nA)
	PVA2409-Y9082	27,42	81,62	11,6	1,94	8,23
2	PVA2409-Y1382	27,28	78,92	11,64	2,24	32,42
co C	PVA2410-Y1265	23, 43	59,91	9,73	2,67	3,94
4	PVA2410-Y1277	24,06	55,92	9,79	1,65	1,93
Ŋ	PVA2409-Y9039	26, 39	72,33	11,08	1,78	4,4
9	PVA2409-Y9053	26,02	73,92	10,99	2,04	8,72
2	PVA2409-Y1375	26,45	70,08	11,05	1,67	4,56
∞	PVA2409-Y9064	25,66	75	10,93	1,95	7,85
6	PVA2410-Y1268	23,08	61,88	9,77	1,74	3,51
10	PVA2309-1207	24,53	69, 31	10,67	1,73	6,05
11	PVA2409-Y9173	26,94	79,28	11,42	1,8	6,48
12	PVA2405-Y1670	24,74	65,97	10,2	2,99	7,24
13	PVA2209-Y1310	22,61	90,75	9,74	2,38	9,8
14	PVA2409-Y1353	25,77	71,52	10,74	2,07	10,27
15	PVA2409-Y9056	24,44	76,67	10,7	1,69	9,73
16	PVA2410-Y1270	23, 29	63,09	9,99	2,45	5,21
17	PVA2409-Y9079	26,42	72,61	10,89	2,16	19,96

2.2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

Зависимость отклика ФЭУ от яркости источника

Измерена зависимость отклика от яркости источника для всех ФЭУ на подаваемом напряжении 1250 В: яркость источника менялась от 40% до 100% с шагом 5%. По полученным данным построена зависимость квадрата абсолютного разрешения $\sigma_{\rm Q}^2$ кривой отклика (представляющей собой гауссиану) от ее среднего значения μ .



Рисунок 2.2.1 — Зависимость дисперсии кривой отклика от среднего значения при фиксированной яркости источника (каждая точка соответствует определенной яркости). Красная линия — результат аппроксимации полученной зависимости линейной функцией в области μ от 0 до 8000 номера канала.

Из рис. 2.2.1 следует, что насыщение ФЭУ (отколение зависимости между дисперсией и средним кривой отклика от линейной функции) начинается от 5000 номера канала АЦП (примерно соответствует амплитуде сигнала равной 600 мВ). Данное обстоятельство накладывает опредленное ограничение на диапазон рабочих амплитуд сигналов, что учитывалось при всех дальнейших измерениях.

Зависимость отклика $\Phi \Theta V$ от подаваемого напряжения

Измерена зависимость отклика ФЭУ от подаваемого на него напряжения U: напряжение изменялось от 900 до 1225 В с шагом 25 В при яркости источника, составляющей 78%. По полученным данным:

1) построена зависимость среднего значения кривой отклика μ от напряжения, которая аппроксимировалась эмпирической зависимостью [8]:

$$\mu = \frac{a^n}{(n+1)^{kn}} \cdot U^{kn}, \qquad (2.2.1)$$

где U — подаваемое напряжение; k — эмпирическая постоянная, зависящая от материала фотокатода ФЭУ (принимает значение в диапазоне 0,7–0,9); n — количество динодов (для всех измеряемых ФЭУ оно равняется 10); a — свободный параметр, принимающий положительные значения.



Рисунок 2.2.2 — Зависимость среднего значения кривой отклика ФЭУ от подаваемого на него напряжения.

Из рис. 2.2.2 видно, что зависимость полностью соотносится с эмпирическим законом 2.2.1.

2) построена зависимость относительного разрешения $\delta = \frac{2.355 \cdot \sigma}{\mu}$ (в %) от подаваемого напряжения (см. рис. 2.2.3).



Рисунок 2.2.3 — Зависимость относительного разрешения кривой отклика ФЭУ от подаваемого напряжения.

По виду этой зависимости для всех ФЭУ определен рабочий диапазон напряжений (950-1150 В), в котором относительное разрешение практически не изменяется. Это позволит калибровать детекторы относительно друг друга по величине амплитуды без потери в разрешении.

Сравнение ФЭУ по их отклику на подаваемое напряжение

В области рабочего диапазона ФЭУ было подсчитано среднее значение относительного разрешения для каждого ФЭУ (см. рис. 2.2.4):

$$<\delta_{\mathfrak{N}^{\mathfrak{g}}}>=\sum_{U}rac{\delta_{\mathfrak{N}^{\mathfrak{g}}}^{(U)}}{9},$$

где № — номер ФЭУ, а суммирование по U ведется от 950 до 1150 В с шагом 25 В. Для этой выборки подсчитано среднее и СКО: $\mu_{\delta} = 15, 5(\%)$, СКО = 0, 6(%). В эту область не попали только 4 ФЭУ: №1 и №2 (обладают лучшими разрешениями), №7 и №9, №4 и №13 (обладают худшими разрешениями).



Рисунок 2.2.4 — Разброс средних значений для относительных разрешений всех ФЭУ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было произведено измерение основных «спектрометрических» характеристик различных ФЭУ. По полученным данным:

- найден предел на амплитуды сигналов (до 600 мВ);
- определен рабочий диапазон напряжения питания (от 950 до 1150 В);
- в рабочей области (по амплитуде и напряжению) ФЭУ полностью соотносится с эмпирическим законом [8].

Так же произведено сравнение ФЭУ между собой по величине их относительного разрешения: существенных отличий по этому параметру обнаружено не было — для дальнейшей работы будут использованы все образцы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- Zhang C., Qian X., Fallot M. Reactor antineutrino flux and anomaly. 2023. – arXiv: 2310.13070 [hep-ph].
- Копейкин В., Панин Ю., Сабельников А. Измерение отношения кумулятивных спектроа бета-частиц от продуктов деления ²³⁸U и ²³⁹Pu для решения задач физики реакторных антинейтрино // Ядерная физика. — 2021.
- 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. The Theory and Practice of Scintillation Counting / J. B. Birks [et al.]. 1964.
- Marmier P., Sheldon E. // Physics of Nuclei and Particles. Academic Press, 1970.
- Klein O., Nishina Y. Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac // Zeitschrift für Physik. — 1929. — T. 52. — C. 853.
- Hamamatsu Photonics K.K. Photomultiplier tubes. Fourth. 2017. C. 48-49.