Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“»
(НИЯУ МИФИ)

ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

# ИЗУЧЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ И ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СОБЫТИЙ С ПОМОЩЬЮ МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИ МОДЕРНИЗИРОВАННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА DANSS

Научный руководитель
к.ф.-м.н. _____ И. Г. Алексеев

Студент _____ Е. М. Юско

Москва 2025

# Содержание

**1 Введение** **3**

1.1 Цель работы . . . . . 3

1.2 Основные задачи . . . . . 3

1.3 Актуальность . . . . . 3

**2 Теоретическая часть** **4**

2.1 Нейтрино и нейтринные осцилляции . . . . . 4

2.2 Стерильное нейтрино . . . . . 5

2.3 Эксперимент DANSS . . . . . 5

**3 Практическая часть** **8**

3.1 Моделирование сигнала . . . . . 8

3.2 Анализ импульсов . . . . . 9

3.3 Выделение триггеров . . . . . 11

3.4 Продольная координата и учёт затухания . . . . . 11

3.5 Выделение позитронного кластера . . . . . 14

3.6 Анализ событий . . . . . 15

**4 Заключение** **20**

**5 Список литературы** **21**

# 1. Введение

## *1.1. Цель работы*

Обработка результатов Монте-Карло-моделирования модернизированного эксперимента DANSS. Выделение позитронного кластера и оценка энергетического разрешения детектора.

## *1.2. Основные задачи*

1. Создание модели сигнала модернизированного детектора DANSS на основе Монте-Карло-моделирования.
2. Определение продольной координаты сигнала, учёт поправки к энергии, связанной с затуханием.
3. Разработка алгоритма для выделения в сигнале позитронного кластера.
4. Оценка энергетического разрешения.

## *1.3. Актуальность*

Открытие осцилляций в стерильное состояние нейтрино позволит расширить Стандартную модель, а также объяснить наблюдающиеся в некоторых экспериментах аномалии. Изучение осцилляций требует измерения энергии нейтрино, для проведения которого важно знать энергетическое разрешение детектора.

# 2. Теоретическая часть

## *2.1. Нейтрино и нейтринные осцилляции*

В Стандартную модель входят три аромата нейтрино: электронное $\nu_e$, мюонное $\nu_\mu$ и таонное $\mu_\tau$, — а также соответствующие антинейтрино $\tilde{\nu}_e$, $\tilde{\nu}_\mu$ и $\tilde{\nu}_\tau$. Масса нейтрино крайне мала: для самого лёгкого сорта установлена верхняя граница $m < 0{,}8\,\text{эВ}$ [1]. Кроме того, единственным взаимодействием, в котором участвуют нейтрино, является слабое. Поэтому сечение процессов с участием этой частицы очень мало, что значительно затрудняет попытки её регистрации.

Состояния нейтрино с определённым ароматом не имеют определённой массы, а вместо этого являются смесью трёх массовых состояний. Связь между ароматовыми и массовыми состояниями записывается с помощью матрицы Понтекорво — Маки — Накагавы — Сакаты $U$ [2]:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix}. \tag{1}$$

При движении массовые состояния эволюционируют по-разному, из-за чего аромат изменяется. Это явление называется *нейтринными осцилляциями*.

Частота осцилляций зависит от величин разностей квадратов масс $\Delta m^2_{ij} = m_i^2 - m_j^2$. Их значения достаточно малы [3]:

$$\Delta m^2_{21} = (7{,}53 \pm 0{,}18) \cdot 10^{-5}\ \text{эВ}^2, \tag{2}$$

$$\left|\Delta m^2_{32}\right| = (2{,}15 \pm 0{,}05) \cdot 10^{-3}\ \text{эВ}^2, \tag{3}$$

и осцилляции начинают проявляться на расстояниях порядка километров.

Нейтринные осцилляции были предложены Б. Понтекорво [4] и позволяют объяснить наблюдавшийся в экспериментах дефицит солнечных нейтрино.

## 2.2. Стерильное нейтрино

В некоторых экспериментах наблюдается дефицит или, напротив, избыток нейтрино того или иного аромата по сравнению с теоретическим значением. Одним из возможных объяснений этого является существование ещё одной, четвёртой разновидности нейтрино $\nu_s$. Из измерения ширины Z-бозона известно количество активных видов нейтрино — $2{,}92 \pm 0{,}05$ [3], поэтому если четвёртый аромат существует, то он не должен участвовать не только в электромагнитном и сильном, но и в слабом взаимодействии. Поэтому такое гипотетическое четвёртое нейтрино получило название стерильного. Обнаружить стерильное нейтрино можно по его вкладу в осцилляции. Имеющиеся экспериментальные данные можно объяснить, только если осцилляции в стерильное состояние происходят на расстояниях порядка метров, что приводит к сравнительно большому значению $\Delta m^2_{14} \sim 1\,\text{эВ}^2$.

На таком расстоянии можно пренебречь осцилляциями в известные состояния. В этом приближении вероятность для электронного нейтрино с энергией $E$, пройдя расстояние $L$, остаться электронным, равна

$$P_{ee} = 1 - \sin^2(2\theta_{ee}) \sin^2\left(1{,}27 \cdot 10^6\ \text{эВ}^{-1} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \frac{\Delta m^2_{14} L}{E}\right). \tag{4}$$

## 2.3. Эксперимент DANSS

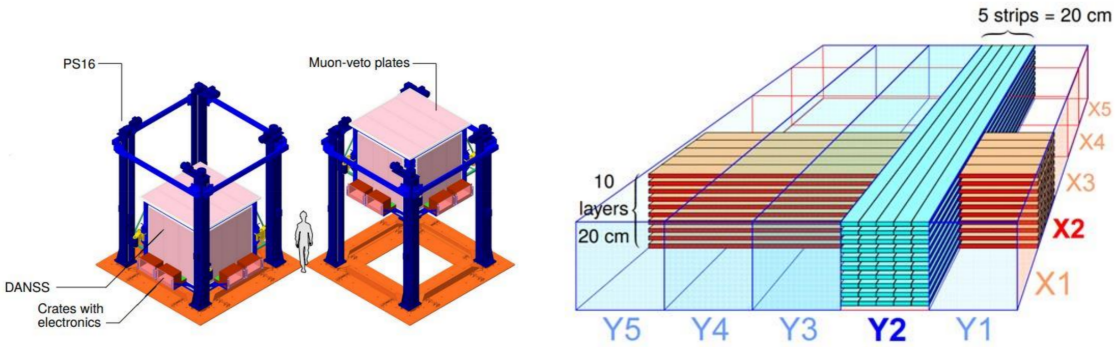


*Рис. 1: Детектор DANSS на подвижной платформе (слева) и расположение сцинтилляционных стрипов (справа)*

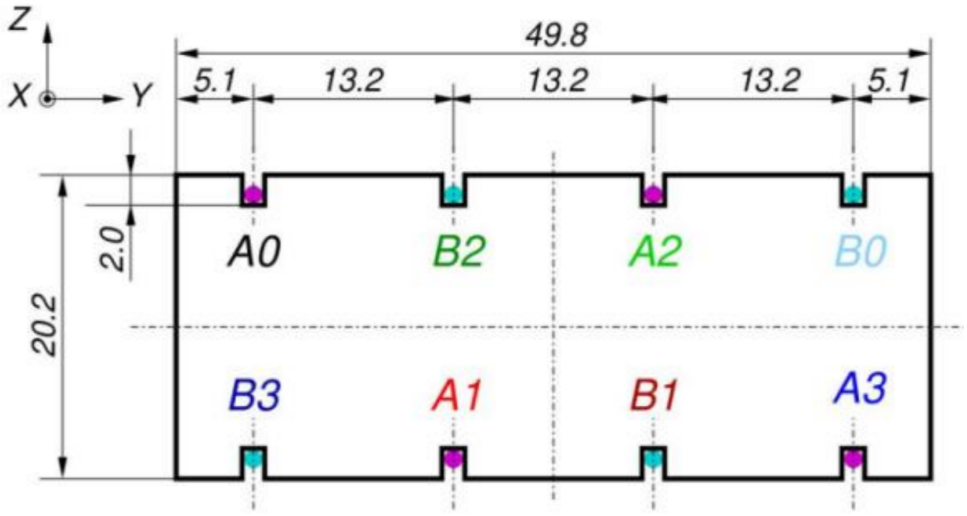


*Рис. 2: Сечение стрипа модернизированного детектора*

Одним из экспериментов, занимающихся поисками стерильного нейтрино, является DANSS (Detector of AntiNeutrino based on Solid Scintillator) [5][6]. Детектор расположен под одним из реакторов Калининской АЭС.

Чувствительный объём детектора (куб со стороной 1м) составлен из 2500 стрипов из пластикового сцинтиллятора с примесью гадолиния. Вдоль стрипов проходит спектросмещающее волокно, которое просматривается при помощи вакуумных и кремниевых фотоумножителей. Детектор расположен на подвижной платформе, позволяющей изменять расстояние между реактором и детектором в диапазоне $10{,}9 \div 12{,}9$ м (рис. 1).

Регистрация нейтрино основана на реакции обратного бета-распада (ОБР):

$$\tilde{\nu}_e + p \to e^+ + n. \tag{5}$$

Практически вся энергия нейтрино переходит в энергию позитрона, поэтому за вычетом порога реакции в $1{,}8$ МэВ их можно считать примерно равными:

$$E_e \approx E_\nu - 1{,}8 \text{ МэВ}. \tag{6}$$

Позитрон быстро выделяет в веществе свою энергию и аннигилирует с образованием двух гамма-квантов. Нейтрон сначала замедляется до тепловых энергий,

после чего захватывается на ядре гадолиния. Таким образом, каждое событие ОБР сопровождается двумя сигналами: мгновенным позитронным и задержанным нейтронным.

В настоящее время идёт процесс модернизации детектора [7]. Новый DANSS будет иметь бóльшие размеры: сторона куба увеличится до 1,2м. Кроме того, стрипы будут просматриваться кремниевыми фотоумножителями с обеих сторон, что позволит определять продольную координату по разности времён между сигналами на двух концах. Модернизированная конструкция DANSS включает в себя 60 слоёв по 24 параллельных стрипа размером $2 \times 5 \times 120$ см$^3$ каждый (рис. 2). Слои уложены так, что стрипы в двух соседних слоях лежат перпендикулярно друг другу. Между слоями помещена плёнка, содержащая гадолиний для регистрации нейтронов.

# 3. Практическая часть

## *3.1. Моделирование сигнала*

Настоящая работа основывается на имеющихся результатах моделирования методом Монте-Карло, которые в числе прочего содержат:

1) номер сработавшего КФУ;
2) время его срабатывания;
3) количество сработавших пикселей (т. е. амплитуда сигнала).

На языке программирования C++ была написана программа, которая на основе этих результатов создаёт модель сигнала детектора — бинарный файл, аналогичный тому, который мог бы был быть получен непосредственно от детектора. Файл разделён на отдельные записи, каждая из которых содержит:

1) время начала записи;
2) номер стрипа, которому соответствует запись;
3) два сигнала длиной $512$ нс, оцифрованных с частотой $125$ МГц (один отсчёт АЦП $1\text{отс.} = 8\text{нс}$), один из которых соответствует левому, а второй — правому КФУ данного стрипа.

Каждому сработавшему пикселю КФУ ставится в соответствие сигнал, описываемый формулой (рис. 3)

$$f(t) = A_0 e^{3(1+\ln\xi-\xi)}, \tag{7}$$

где

$$\xi = \frac{t - t_0}{2\tau}, \tag{8}$$

$t_0$ — момент срабатывания пикселя, $A_0 = 20$ у. е. — амплитуда сигнала, $\tau = 15$ нс — параметр, отвечающий за длительность сигнала. Для каждого КФУ импульсы от всех сработавших пикселей суммируются, накладываясь друг на друга; полученная сумма оцифровывается и записывается в файл.

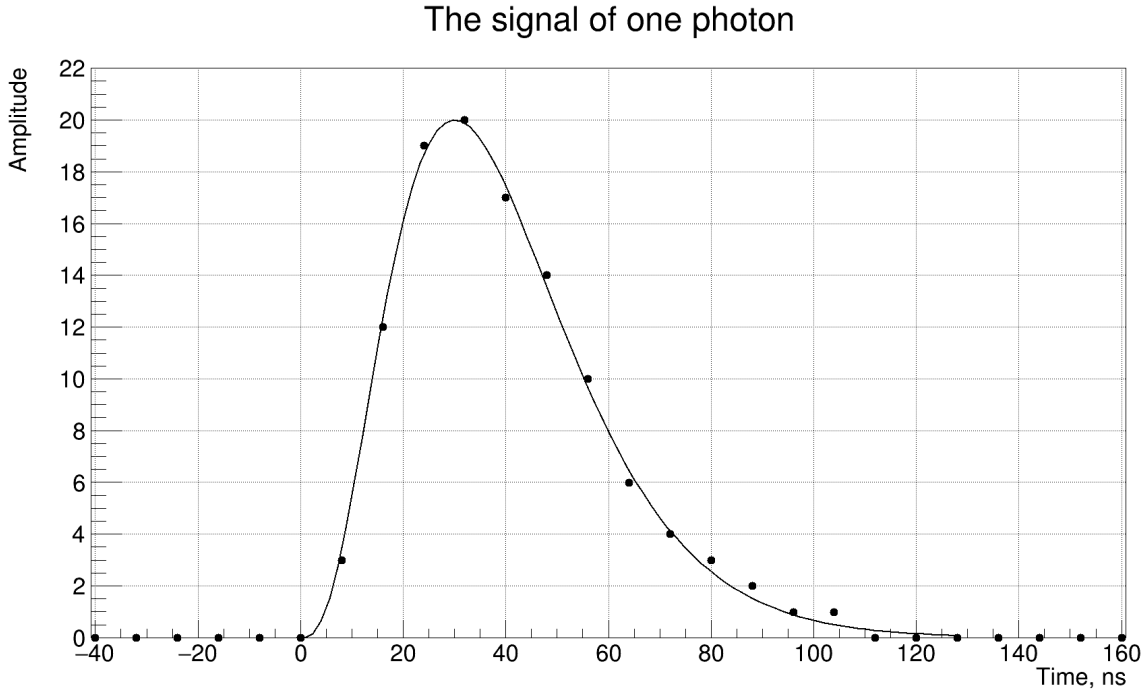


*Рис. 3: Импульс, создаваемый одним пикселем КФУ до (сплошная линия) и после оцифровки (точки). Оцифровка происходит с частотой* $125$ *МГц* ($8$ *нс)*

При создании модели предполагается, что события ОБР происходят один раз в секунду. При этом ко времени начала каждого события прибавляется случайное значение в диапазоне $0 \div 8$ нс. Каждая запись создаётся так, чтобы первый содержащийся в ней импульс начинался через $20$ отс. $= 160$ нс после начала записи.

## *3.2. Анализ импульсов*

Следующий шаг — выделение в сигнале отдельных импульсов и определение их основных характеристик. Считается, что импульс начинается, когда сигнал начинает превышать пороговое значение $A_{\text{пор}} = 5$ у. е. Последовательность анализа приведена ниже и проиллюстрирована на рис. 4.

1. Определение временны́х границ импульса $t_{\text{н}}$ и $t_{\text{к}}$ по пересечению с $A_{\text{пор}}$.
2. Определение максимального значения $A_{\text{макс}}$, достигаемого между $t_{\text{н}}$ и $t_{\text{к}}$.
3. Определение величины первого локального максимума $A_1$ (подавляющее большинство сигналов имеет единственный максимум, поэтому $A_1 = A_{\text{макс}}$).

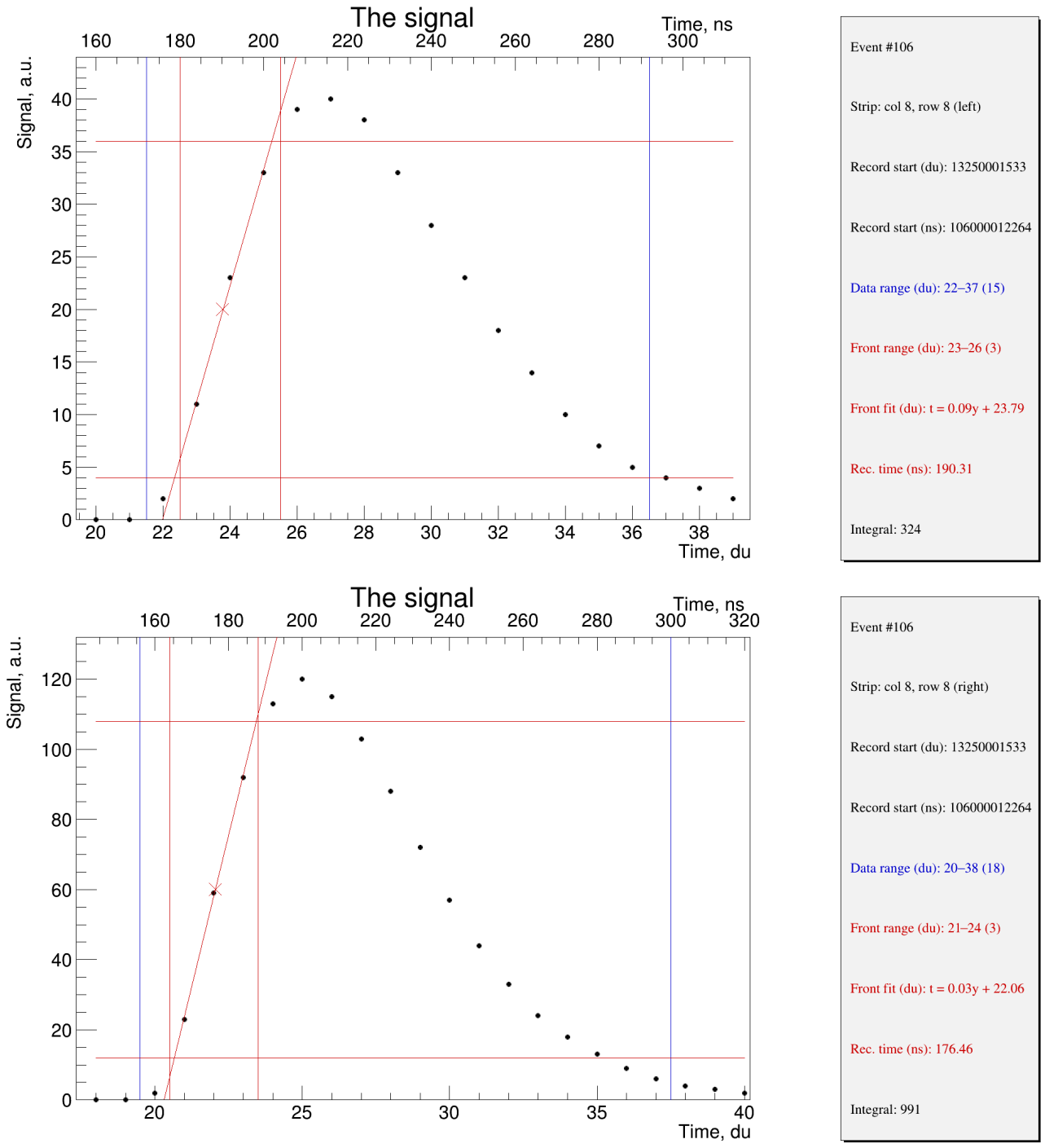


*Рис. 4: Примеры анализируемых импульсов. Верхнее изображение — сигнал с левого, нижнее — с правого КФУ одного и того же стрипа. Время отсчитывается от начала записи. Синие прямые — определённые алгоритмом границы импульса, в пределах которых определяется интеграл. Красными прямыми демонстрируется процедура восстановления переднего фронта. Красный крест — точка пересечения фронта с уровнем половины амплитуды*

4. Определение времени начала и окончания переднего фронта $t_{\text{фн}}$ и $t_{\text{фк}}$. За эти времена принимаются моменты времени, когда сигнал начал превышать соответственно $10\ \%$ и $90\ \%$ от $A_1$.
5. Определение временной отметки, соответствующей импульсу. Для этого через все точки фронта (т. е. лежащие между $t_{\text{фн}}$ и $t_{\text{фк}}$) методом наименьших квадратов проводится прямая. В качестве времени импульса берётся момент пересечения этой прямой с уровнем $0{,}5A_1$.
6. Определение интеграла; для этого суммируются значения во всех точках от $t_{\text{н}}$ до $t_{\text{к}}$.

## *3.3. Выделение триггеров*

Далее программа объединяет импульсы в *триггеры*. Под триггером понимается группа сигналов, лежащих достаточно близко друг к другу. При этом из рассмотрения исключаются сигналы со стрипов, в которых сработал лишь один из КФУ. Далее два сигнала, полученные на двух концах одного стрипа, будем называть *хитом*.

Наиболее ранний хит создаёт первый триггер и открывает временное окно шириной $T_{\text{триг}} = 300$ нс. Все хиты, попадающие в это окно, включаются в состав триггера. Первый хит, не попадающий в окно, создаёт следующий триггер и т. д.

В идеальном случае каждому событию ОБР должно соответствовать ровно два триггера: от позитронного и от нейтронного сигналов. Однако, как показывает анализ, около 7 % событий состоят из единственного триггера. Это можно объяснить тем, что нейтрон в таких событиях покидает пределы детектора, не давая никакого сигнала.

## *3.4. Продольная координата и учёт затухания*

В сцинтилляционном детекторе энергия выделяется в виде световой вспышки, фотоны которой регистрируются при помощи КФУ. Интеграл полученного сигнала пропорционален количеству фотонов и, следовательно, выделившейся энергии.

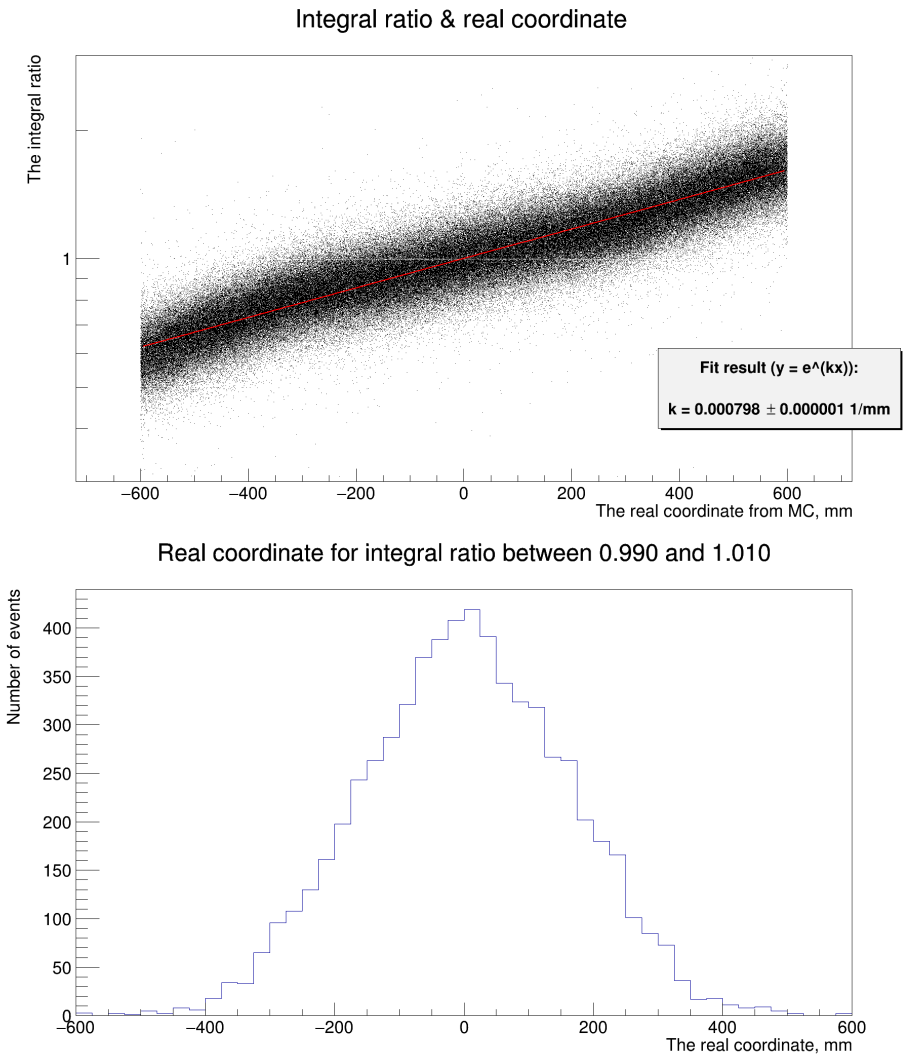


*Рис. 5: Зависимость отношения интегралов на концах стрипа от продольной координаты (сверху) и горизонтальное сечение этой зависимости (снизу)*

Для более точного определения энергии следует также учитывать затухание, которое испытывает свет, двигаясь по спектросмещающему волокну. Чем большее расстояние проходит свет от точки, где произошла сцинтилляция, до КФУ, тем меньше оказывается зарегистрированный в итоге сигнал. Таким образом, прежде чем заниматься дальнейшим анализом, величину интеграла сигнала с каждого КФУ следует домножить на коэффициент, зависящий от продольной координаты сцинтилляции.

Существует два способа определения продольной координаты. Во-первых, можно использовать уже обсуждавшееся выше затухание. Интегралы сигналов на двух концах должны быть одинаковы, если вспышка произошла в центре стрипа. Чем

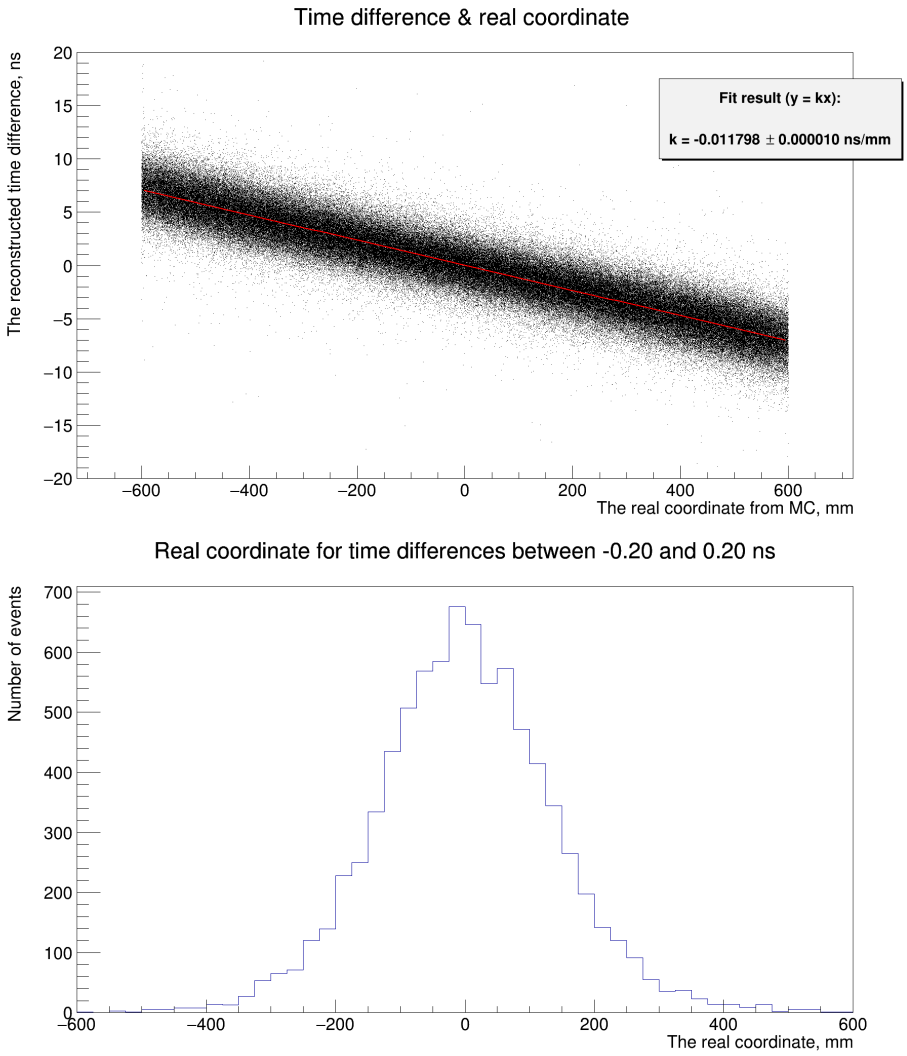


*Рис. 6: Зависимость разности времён на концах стрипа от продольной координаты (сверху) и горизонтальное сечение этой зависимости (снизу)*

дальше от центра произошла сцинтилляция, тем больше будет разница между интегралами. Во-вторых, свет распространяется по спектросмещающему волокну с конечной скоростью, поэтому при удалении вспышки от середины стрипа будет увеличиваться и разность между временами появления сигналов на двух концах.

На рис. 5 показана зависимость между отношением интегралов на двух концах стрипа и продольной координатой сцинтилляции, известной из Монте-Карло. Аналогичная зависимость для разности времён приведена на рис. 6. В дальнейшем анализе координата определяется только по разности времён.

Итак, следующий этап анализа — определение для каждого хита продольной

координаты и учёт связанной с затуханием поправки к интегралу. Для этого используется зависимость величины затухания от координаты, которая была заложена в Монте-Карло-модель.

## *3.5. Выделение позитронного кластера*

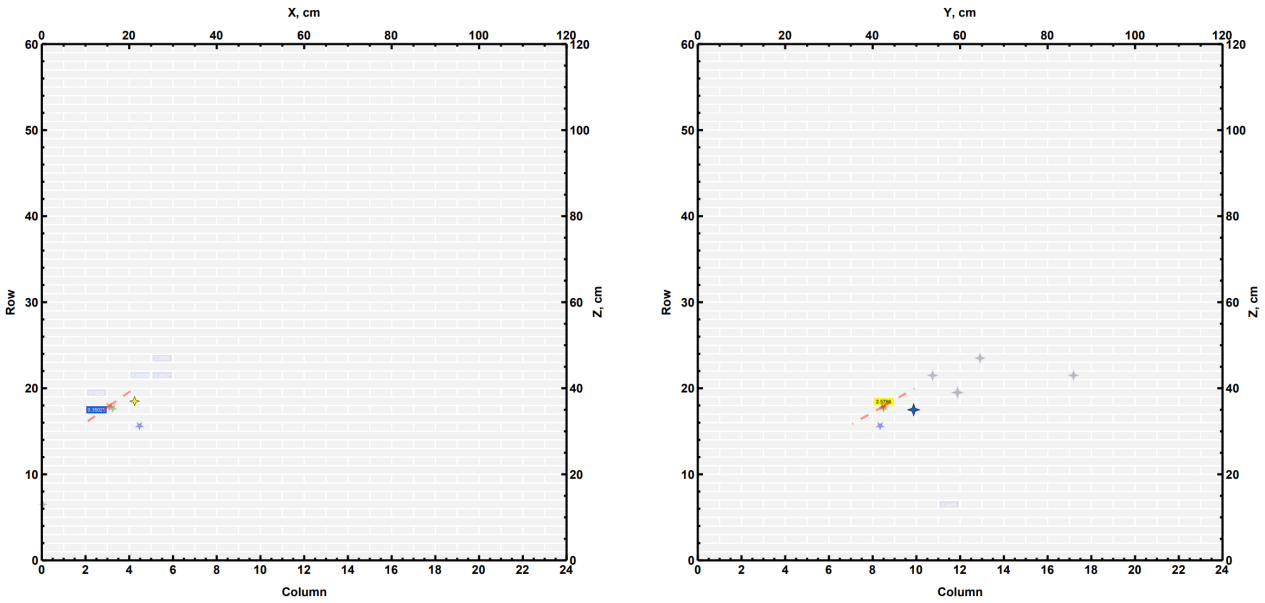


*Рис. 7: Визуализация позитронного триггера одного из событий в двух проекциях для энергии нейтрино 4 МэВ. Сработавшие стрипы, расположенные перпендикулярно проекции, выделены цветом. Четырёхконечные звёзды обозначают их продольную координату, цвет показывает величину интеграла зарегистрированного сигнала (жёлтый — максимальный интеграл). Стрипы, не вошедшие в состав позитронного кластеры, обозначены бледным цветом. Пятиконечные звёзды — истинные координаты частиц из Монте-Карло: зелёная — точка, где произошло событие ОБР, синяя — координаты захвата нейтрона, красная — точка аннигиляции позитрона, красные пунктирные линии — направления вылета аннигиляционных гамма-квантов*

Из последующего анализа исключаются события, в которых:

1) количество триггеров отлично от двух;
2) суммарный интеграл второго триггера не превышает 20 000у. е. (что примерно соответствует 1 МэВ);
3) стрип с наибольшим энерговыделением является крайним сбоку или лежит в двух верхних или двух нижних слоях.

Среди оставшихся событий каждое состоит из двух триггеров. Больше всего нас интересует первый из них, который относится к позитрону. Определив энергию позитрона, мы можем воспользоваться простым соотношением (6), чтобы получить энергию нейтрино. Однако вклад в суммарную энергию триггера может вносить не только позитрон, но и до двух аннигиляционных гамма-квантов. *Позитронным кластером* будем называть совокупность хитов, относящихся непосредственно к позитрону (не гамма-квантам). Для выделения позитронного кластера применялся следующий алгоритм. На всех шагах, кроме первого, алгортм игнорирует хиты с энерговыделением менее 2000 у. е. (что примерно соответствует $0,1$ МэВ). Далее запись $\{r, c\}$ будет обозначать хит в стрипе под номером $c$ в слое под номером $r$.

1. В кластер добавляется хит с максимальным энерговыделением (будем обозначать этот хит $\{r_0, c_0\}$).
2. В кластер добавляются хиты $\{r_0, c_0 \pm 1\}$ (при наличии), если расстояние (с учётом продольной координаты) между ними и $\{r_0, c_0\}$ не превышает $l_{\text{макс}} = 0,4$ м.
3. Если в кластер был добавлен $\{r_0, c_0 \pm 1\}$, то далее добавляется $\{r_0, c_0 \pm 2\}$ (при наличии), если расстояние между ним и $\{r_0, c_0 \pm 1\}$ не превышает $l_{\text{макс}}$.
4. Далее рассматриваются хиты в соседних слоях: $\{r_0 \pm 1, c\}$. Все хиты для данного слоя разделяются на группы так, чтобы посреди группы не было стрипов, не имеющих сигнала, а также чтобы расстояние между соседними хитами группы не превышало $l_{\text{макс}}$. В кластер добавляются хиты группы, наиболее близкой к $\{r_0, c_0\}$, если хотя бы один из них удалён от $\{r_0, c_0\}$ не более чем на $l_{\text{макс}}$.
5. Если в кластер был добавлен хотя бы один хит вида $\{r_0 \pm 1, c\}$, то процедура, аналогичная п. 4, повторяется для следующего слоя: $\{r_0 \pm 2, c\}$.

## *3.6. Анализ событий*

Описанным выше образом были обработаны результаты моделирования для моноэнергетических нейтрино с энергиями от 2 МэВ до 11 МэВ с шагом 1 МэВ (по 1 000 000 событий ОБР для каждой энергии).

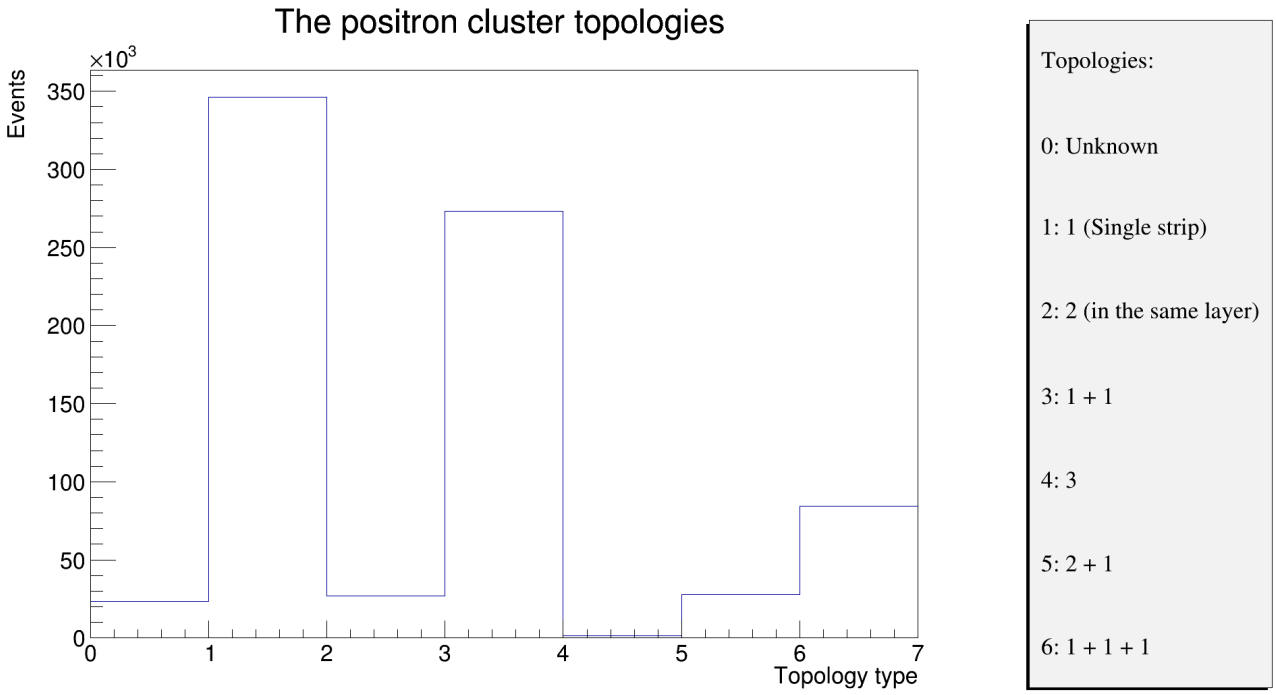


*Рис. 8: Распределение событий по топологиям позитронного кластера для энергии нейтрино* 4 *МэВ*

Изучалась топология найденных позитронных кластеров. На рис. 8 показано распределение событий по топологиям кластеров для нейтрино с энергией 4 МэВ. На гистограмме приведены следующие виды кластеров:

- 1 — единственный хит (1);
- 2 — два хита в соседних стрипах одного и того же слоя (2);
- 3 — два хита в соседних слоях (1+1);
- 4 — три хита в соседних стрипах одного и того же слоя (3);
- 5 — два хита в одном слое и один хит в соседнем (2+1);
- 6 — три хита в трёх соседних слоях (1+1+1);
- 0 — любая другая конфигурация.

На рис. 9 приведены распределения интегралов позитронных кластеров отдельно для каждой энергии нейтрино. Отдельно выделены распределения для наиболее часто встречающихся топологий: 1 (синий), 1+1 (зелёный) и 1+1+1 (красный). Видно (особенно для небольших энергий нейтрино), что распределение для топологии 1+1 смещено относительно распределения для топологии 1. Это может означать, что разделение позитрона и гамма-квантов происходит недостаточно эф-

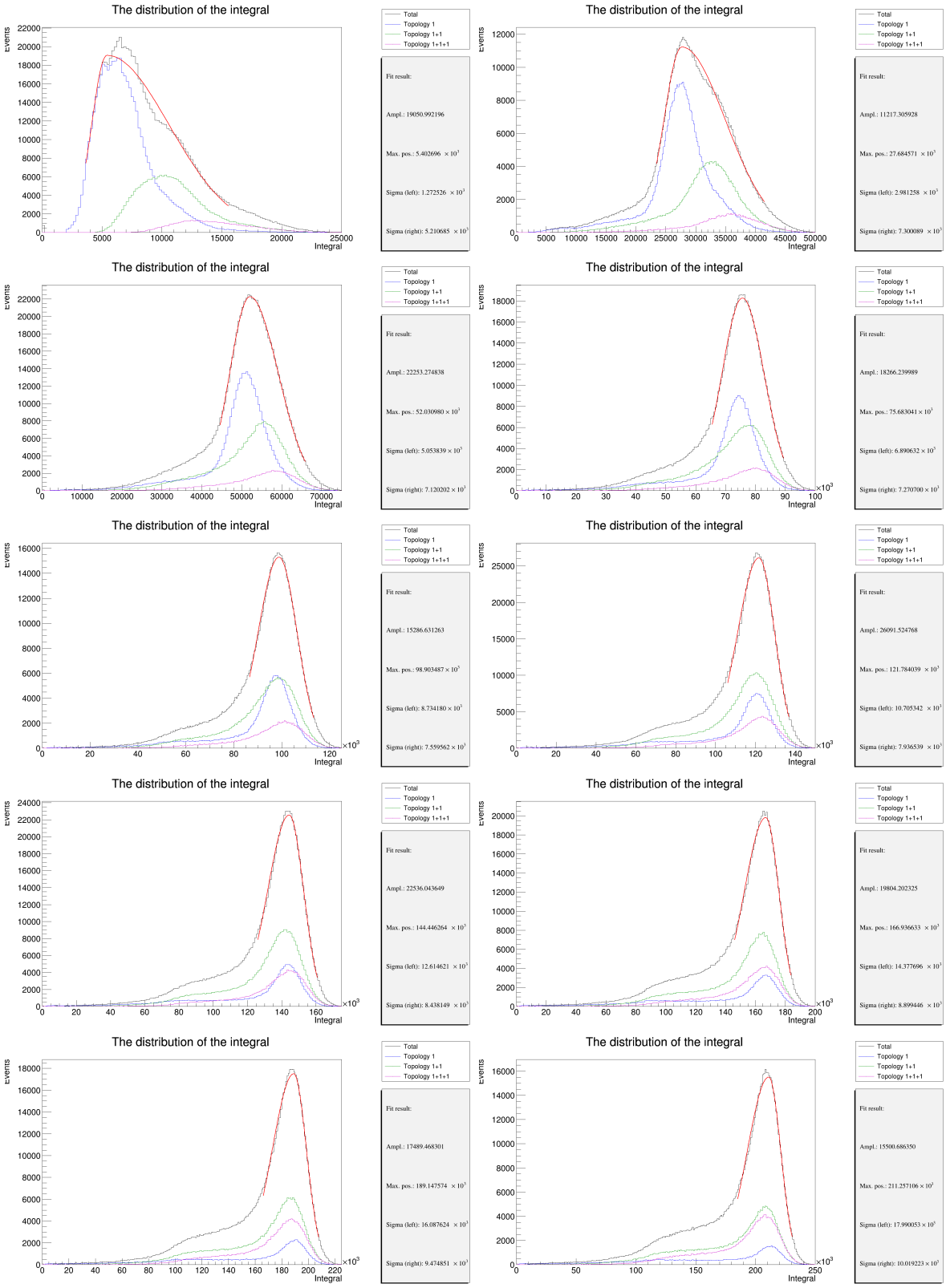


*Рис. 9: Распределение интегралов триггеров для моноэнергетических нейтрино от* 2 *МэВ до* 11 *МэВ*

фективно.

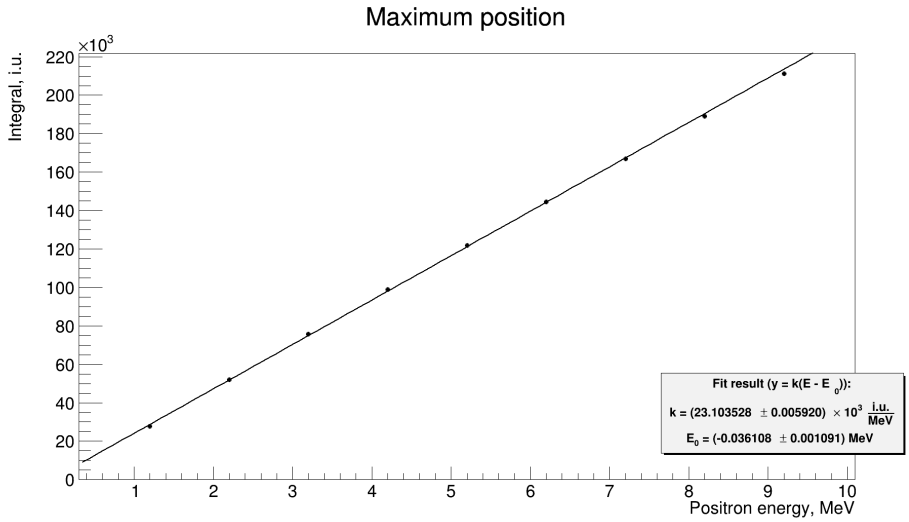


*Рис. 10: Зависимость положения максимума распределения интеграла позитронных триггеров от энергии позитрона*

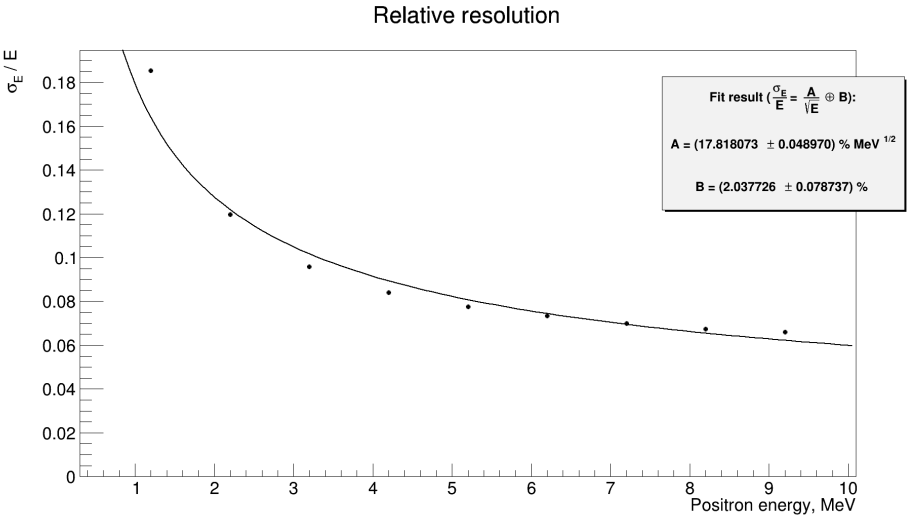


*Рис. 11: Зависимость относительного энергетического разрешения от энергии нейтрино*

Суммарное распределение для каждой энергии нейтрино аппроксимировались несимметричной функцией Гаусса (красная линия)

$$f\left(x; A, x_0, \sigma_1, \sigma_2\right) = \begin{cases} A \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_1^2}\right), & x < x_0, \\ A \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_2^2}\right), & x \geqslant x_0. \end{cases} \tag{9}$$

По результатам аппроксимации была построена зависимость положения мак-

симума $\varepsilon_0$ от энергии позитрона $E$ (рис. 10), которую хорошо описывает прямая

$$\varepsilon_0 = k\,(E - E_0)\,, \tag{10}$$

где

$$k = 23{,}1 \cdot 10^3 \ \frac{\text{у. е.}}{\text{МэВ}}, \tag{11}$$

$$E_0 = -0{,}04 \ \text{МэВ}. \tag{12}$$

Погрешность измерения энергии определяется шириной $\sigma = \frac{(\sigma_1 + \sigma_2)}{2}$. Её можно выразить в энергетических единицах: $\sigma_E = {}^{\sigma}\!/_{k}$. На рис. 11 была построена зависимость величины ${}^{\sigma_E}\!/_{E}$ (т. е. относительного энергетического разрешения) от $E$, которая аппроксимировалась функцией

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{A}{\sqrt{E}} \oplus B \equiv \sqrt{\left(\frac{A}{\sqrt{E}}\right)^2 + B^2}, \tag{13}$$

$$A = 17{,}8 \ \% \ \text{МэВ}^{1/2}, \tag{14}$$

$$B = 2{,}04 \ \%. \tag{15}$$

# 4. Заключение

В ходе работы на языке программирования C++ была написана программа, которая на основе результатов моделирования методом Монте-Карло создаёт бинарный файл с моделью сигнала детектора. Был разработан алгоритм для выделения среди сигнала позитронного кластера. В качестве промежуточного шага алгоритм также определяет продольную координату сцинтилляции по разности времён сигналов на двух концах стрипа и вводит поправку к энергии, связанную с затуханием. По найденным позитронным кластерам была получена грубая оценка энергетического разрешения (относительно энергии позитрона):

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{18\ \%\ \text{МэВ}^{1/2}}{\sqrt{E}} \oplus 2{,}0\ \%. \tag{16}$$

Анализ полученных данных указывает на то, что разделение сигналов от позитрона и гамма-квантов при выделении кластера является недостаточно эффективным, поэтому в дальнейшем планируется усовершенствование этого алгоритма.

# 5. Список литературы


1. Aler, V. [et al.] Direct meutrino-mass measurement with sub-electronvolt sesitivity / The KATRIN Collaboration // Nature Physics. - 2022. - №18.
2. Naval, S. [et al.] Neutrino Masses, Mixing, and Oscillations / Particle Data Group // Phys. Rev. D. – 2024 – Vol. 110 – P. 30001.
3. Naval, S. [et al.] Review of Particle Physics / Particle Data Group // Phys. Rev. D. – 2024 – Vol. 110 – P. 30001.
4. Понтекорво, Б. М. Нейтринные опыты и вопрос о сохранении лептонного заряда / Б. М. Понтекорво // ЖТЭФ. – 1967 – Т. 53, вып. 5(11). – С. 1717–1725.
5. Alekseev, I. [et al.] DANSS: Detector of the reactor AntiNeutrino based on Solid Scintillator / I. Alekseev [et al.] // JINST. – 2016 – Vol. 11, no. 11 – P. 11011
6. Alekseev, I. [et al.] Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment / DANSS Collaboration // Phys. Lett. B. – 2018 – Vol. 787 – P. 56–63.
7. Skrobova, N. Upgrade of the DANSS detector of reactor antineutrino / DANSS Collaboration // PoS ICHEP. – 2022 – P. 1171