

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 531.3, 539.1.05

На правах рукописи

ЮСКО ЕВГЕНИЙ МИХАЙЛОВИЧ

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

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н.

_____ И. Г. Алексеев

Москва 2026

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

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

Студент _____ Е. М. Юско

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

Рецензент,
к.ф.-м.н. _____ А. М. Коновалов

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Зав. каф. № 40,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорыхватов

Рук. учеб. прог.,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
1 Нейтрино в Стандартной модели	5
1.1 Нейтринные осцилляции в вакууме	5
1.2 Осцилляции между двумя состояниями	8
1.3 Осцилляции между тремя состояниями	8
2 Получение и регистрация нейтрино	9
3 Стерильное нейтрино	10
3.1 Экспериментальные указания	10
3.2 Стерильное нейтрино	12
3.3 Эксперимент DANSS	12
Основная часть	14
1 Модернизированный детектор DANSS	14
2 Моделирование сигнала	16
2.1 Монте-Карло	16
2.2 Формат файла с сигналом	16
2.3 Создание модели сигнала	17
3 Импульсы и триггеры	19
3.1 Обработка импульсов	19
3.2 Восстановление продольной координаты и энергии	21
3.3 Триггеры	22
3.4 Качество восстановления продольной координаты	23
4 Геометрия позитронного события	26
4.1 Топология позитронного кластера	26
4.2 Истинные топологии	26
4.3 Выделение кластера	27
4.4 Поиск гамма-хитов	30

5	Энергетическое разрешение	34
5.1	Зависимость от расстояния до края детектора	34
5.2	Энергия без поправки	39
5.3	Энергия с поправкой	42
5.4	Эффективность восстановления событий	43
	Заключение	48
	Список литературы	50

ВВЕДЕНИЕ

1 Нейтрино в Стандартной модели

Стандартная модель содержит три нейтральных лептона: электронное, мюонное и таонное нейтрино ν_e , ν_μ и ν_τ (а также их античастицы $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_\tau$). После открытия в 2002 году явления нейтринных осцилляций [1], предложенных Б. Понтекорво [2] и объясняющих наблюдавшийся дефицит солнечных нейтрино, стало понятно, что эти частицы не являются безмассовыми, как ранее считалось. Тем не менее, масса их чрезвычайно мала: современные измерения дают для самого лёгкого вида верхний предел в 0,45 МэВ [3].

Другая особенность нейтрино заключается в том, что из трёх фундаментальных взаимодействий, описываемых Стандартной моделью, они участвуют лишь в слабом и имеют крайне малое сечение взаимодействия, что значительно усложняет их регистрацию.

1.1 Нейтринные осцилляции в вакууме

В слабых взаимодействиях нейтрино рождаются в состояниях $|\nu_\alpha\rangle$ с определённым ароматом ($\alpha = e, \mu, \tau$). Эти ароматовые состояния образуют базис, однако гамильтониан, описывающий дальнейшее распространение нейтрино, в таком базисе оказывается недиагональным. Собственные состояния гамильтониана $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) обладают определёнными массами m_i и образуют массовый базис. Они могут быть представлены в виде суперпозиции

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle, \quad (1)$$

где

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \quad (2)$$

— унитарная матрица смешивания, называемая *матрицей Понтекорво — Маки — Накагавы — Сакаты*. Её унитарность позволяет записать

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i (U^\dagger)_{i\alpha} |\nu_i\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle. \quad (3)$$

Нетрудно получить выражение, описывающее свободную эволюцию массовых состояний (где через L обозначено пройденное расстояние):

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - p_i L)} |\nu_i\rangle. \quad (4)$$

Предполагая нейтрино ультрарелятивистскими, а энергию — фиксированной, представим импульс в виде

$$p_i = \sqrt{E^2 - m_i^2} \underset{E \gg m_i}{\simeq} E - \frac{m_i^2}{2E}. \quad (5)$$

Тогда (в ультрарелятивистском случае $t \simeq L$)

$$|\nu_i(t)\rangle \simeq \exp\left(-i\frac{m_i^2}{2E}t\right) |\nu_i\rangle, \quad (6)$$

а эволюция ароматовых состояний имеет вид

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* \exp\left(-i\frac{m_i^2}{2E}t\right) |\nu_i\rangle. \quad (7)$$

Вероятность перехода $\alpha \rightarrow \beta$ определяется выражением

$$P_{\alpha\beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} \exp\left(-i\frac{m_i^2}{2E}t\right) \right|^2, \quad (8)$$

которое можно привести к виду

$$P_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i < j} \operatorname{Re} \left(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right) \sin^2 X_{ij} + \\ + 2 \sum_{i < j} \operatorname{Im} \left(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right) \sin (2X_{ij}), \quad (9)$$

где

$$X_{ij} = \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}, \quad (10)$$

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2. \quad (11)$$

Полученная формула свидетельствует о том, что изменение аромата нейтрино носит осцилляционный характер, период которого может быть определён из условия $2X_{ij} = 2\pi$ [4]:

$$L_{ij}^{\text{осц}} = \frac{4\pi E}{|\Delta m_{ij}^2|}. \quad (12)$$

Таким образом, на характер осцилляций в значительной степени влияют величины разностей квадратов масс. Из экспериментов известны следующие их значения [4]:

$$\begin{aligned} \Delta m_{21}^2 &= (7,60 \pm 0,17) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2, \\ \Delta m_{32}^{\text{норм}2} &= (2,445 \pm 0,023) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2, \\ \Delta m_{32}^{\text{обр}2} &= (-2,52 \pm 0,04) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \end{aligned} \quad (13)$$

(знак величины Δm_{32}^2 доподлинно неизвестен; измерения дают несколько различающиеся результаты, если предполагать нормальный или обратный порядок масс).

Положив $\Delta m_{ij}^2 \sim 10^{-4} \text{ эВ}^2$, $E \sim 1 \text{ МэВ}$, можно оценить по порядку величины характерную длину осцилляций:

$$L_{ij}^{\text{осц}} \sim 4\pi \frac{10^6 \text{ эВ}}{10^{-4} \text{ эВ}^2} \sim 10^{11} \text{ эВ}^{-1} \sim 10^5 \text{ м}. \quad (14)$$

1.2 Осцилляции между двумя состояниями

Если осцилляции происходят всего между двумя состояниями, то матрица U может быть параметризована единственным параметром θ и записана в виде [4]

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Выражение (9) для вероятности тогда упрощается:

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta} &= \delta_{\alpha\beta} + (-1)^{\delta_{\alpha\beta}} \sin^2(2\theta) \sin^2 X = \\ &= \begin{cases} \sin^2(2\theta) \sin^2 X, & \alpha \neq \beta, \\ 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 X, & \alpha = \beta. \end{cases} \end{aligned} \quad (16)$$

1.3 Осцилляции между тремя состояниями

Параметризация матрицы смешивания для случая осцилляций между тремя состояниями имеет более сложный вид:

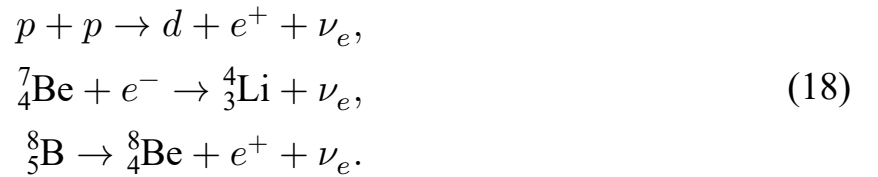
$$U = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}, \quad (17)$$

где $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, а углы смешивания θ_{ij} и фаза δ суть параметры [4].

2 Получение и регистрация нейтрино

Как отмечалось выше, сечение взаимодействия нейтрино с веществом чрезвычайно мало, поэтому для регистрации этих частиц стремятся использовать детектор с как можно бóльшим чувствительным объёмом и источник с как можно бóльшим потоком.

Одним из таких источников является Солнце. Среди многочисленных протекающих на нём термоядерных реакций имеются те, в результате которых рождаются электронные нейтрино, например [5]



Для получения антинейтрино может использоваться ядерный реактор. Антинейтрино в нём рождаются в результате бета-распада осколков деления ядерного топлива [6]:



Что касается регистрации, то, когда речь идёт об электронном антинейтрино, удобной реакцией является *обратный бета-распад* (ОБР)



Использование ОБР позволяет измерять и энергию антинейтрино: за вычетом порога реакции в 1,8 МэВ практически вся эта энергия переходит в энергию позитрона:

$$E_\nu \approx E_e + 1,8 \text{ МэВ}. \quad (21)$$

Регистрировать нейтрино любого аромата можно, например, с помощью реакций



Именно их использовали в эксперименте SNO для изучения солнечных нейтрино. [1]

3 Стерильное нейтрино

3.1 Экспериментальные указания

Существуют эксперименты, результаты которых могут указывать на то, что нейтринный сектор Стандартной модели неполон. Эти результаты можно объяснить, введя одно или несколько дополнительных нейтринных состояний [7]. Следует, однако, отметить, что есть и множество экспериментов, чьи результаты хорошо согласуются с имеющимися моделями и не требуют введения никаких дополнительных видов нейтрино.

Первые аномальные результаты были получены при изучении осцилляций $\tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\nu}_e$ в эксперименте LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector — «нейтринный детектор с жидким сцинтиллятором») [8]. Создаваемый на ускорителе LAMPF пучок протонов с кинетической энергией 798 МэВ использовался для получения большого количества пионов. Из них выделялись π^+ , которые претерпевали распад

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (24)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \tilde{\nu}_\mu + \nu_e. \quad (25)$$

Поскольку среди конечных частиц в этих реакциях нет $\tilde{\nu}_e$, то их регистрация означала бы наличие осцилляций $\tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\nu}_e$.

Детектор LSND представлял собой цилиндрическую ёмкость 8,3 м в длину и 5,7 м в диаметре, заполненную 167 т раствора жидкого сцинтиллятора. Центр детектора находился на расстоянии 30 от источника нейтрино. Концентрацию сцинтиллятора было решено сделать низкой (0,031 г/л), что обеспечило возможность обнаруживать не только сцинтилляционные вспышки, но и черенковское излучение. Регистрация антинейтрино осуществлялась за счёт реакции обратного бета-распада (20).

По результатам измерений был обнаружен избыток $\tilde{\nu}_e$ в $87,9 \pm 22,4 \pm 6,0$ событий по сравнению с ожидаемым фоном. Такой избыток можно было бы объяснить осцилляциями между известными состояниями, однако Δm^2 в таком случае должен превышать $0,2 \text{ эВ}^2$, что противоречит известным значениям (13).

Чтобы проверить этот результат, был начан эксперимент MiniBooNE, в котором изучалось наличие ν_e в пучках ν_μ (и $\tilde{\nu}_e$ в пучках $\tilde{\nu}_\mu$) [9][10]. Для получения

нейтрино использовался протонный пучок с кинетической энергией 8 ГэВ, который направлялся на бериллиевую мишень. Затем при помощи магнитного поля происходила фокусировка рождавшихся π^- и K^- и расфокусировка π^+ и K^+ , что давало поток нейтрино. Для получения потока антинейтрино полярность поля изменялась, так что π^+ и K^+ фокусировались, а π^- и K^- — расфокусировались.

Детектор располагался на расстоянии 541 м от мишени и представлял собой сферическую ёмкость диаметром 12,2 м, заполненную 800 т жидкого сцинтиллятора. Для ν_e было получено превышение фона на $128,8 \pm 20,4 \pm 38,3$ события, а для $\bar{\nu}_e$ — на $20,9 \pm 14,0$ события. Такие результаты означают $\Delta m^2 > 0,1 \text{ эВ}^2$.

Аномальные результаты других двух экспериментов: GALLEX [11] и SAGE [12] — объединяют под общим названием *галлиевой аномалии*. Оба эксперимента изучали солнечные нейтрино, которые регистрировались при помощи реакции обратного бета-распада на галлии:



Объём детектора GALLEX (GALLium experiment — «Галлиевый эксперимент») заполнялся 30,3 т раствора $\text{GaCl}_3\text{-HCl}$. Измерения длились от трёх до четырёх недель, после чего раствор извлекали. Образующийся за счёт взаимодействия нейтрино ${}^{71}_{32}\text{Ge}$ радиоактивен (его период полураспада составляет 11,43 сут.), что позволяло измерить количество образовавшихся атомов и, следовательно, поток нейтрино. Схожий принцип использовался и в SAGE (Russian-American Gallium Experiment — «Российско-американский галлиевый эксперимент»), но вместо раствора $\text{GaCl}_3\text{-HCl}$ объём химических реакторов заполнялся 50 т жидкого галлия.

Аномалия была обнаружена при проведении калибровок с помощью радиоактивных источников ${}^{51}\text{Cr}$ и ${}^{37}\text{Ar}$, испытывающих электронный захват:



При объединении результатов обоих экспериментов отношение измеренной частоты регистрации ν_e к предсказываемой составило $0,86 \pm 0,05$, т. е. значимость галлиевой аномалии составляет $2,7\sigma$ [13].

3.2 Стерильное нейтрино

Из измерения ширины распада Z^0 -бозона известно, что количество видов нейтрино, участвующих в слабом взаимодействии, составляет $2,996 \pm 0,003$ [4]. Поэтому новые типы нейтрино, существованием которых можно объяснить описанные выше аномалии, не должны участвовать ни в одном из трёх взаимодействий (отсюда название «стерильные»). Этим объясняется и то, что такие нейтрино не наблюдаются в экспериментах непосредственно.

В теории с одним стерильным нейтрино $|\nu_s\rangle$ матрица смешивания принимает вид

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Недостаток нейтрино в экспериментах в таком случае объясняется осцилляциями вида $\nu_\alpha \rightarrow \nu_s$, а избыток ν_e в пучках ν_μ — вида $\nu_\mu \rightarrow \nu_s \rightarrow \nu_e$. Аномалии наблюдались на расстояниях порядка десятков — сотен метров (значительно меньше характерной длины (14) осцилляций между известными состояниями), что указывает на достаточно большую разность квадратов масс $\Delta m_{14}^2 \sim \text{эВ}^2$.

3.3 Эксперимент DANSS

DANSS (Detector of AntiNeutrino based on Solid Scintillator — «Детектор антинейтрино с твёрдым сцинтиллятором») [14][15] — один из экспериментов, занимающихся поисками осцилляций в стерильное состояние нейтрино. Детектор представляет собой куб, составленный из длинных сцинтилляционных счётчиков с примесью гадолиния для регистрации нейтронов. Проходящее сквозь счётчики спектросмещающее волокно просматривается с помощью ФЭУ и КФУ.

Детектор расположен под одним из ядерных реакторов Калининской АЭС на подвижной платформе, которая позволяет изменять расстояние до реактора в диапазоне $10,9 \div 12,9$ м (рисунок 1). Сравнение энергетических спектров, полученных в разных положениях платформы, позволяет изучать осцилляции.

Регистрация антинейтрино основана на реакции обратного бета-распада (20). Образующийся при этом позитрон выделяет в веществе свою энергию (за выче-

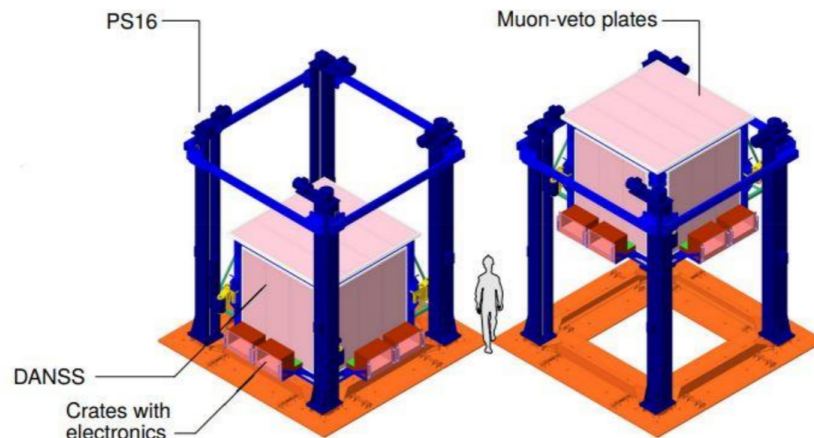


Рисунок 1 — Детектор DANSS на подвижной платформе

том порога ОБР равную энергии нейтрино: см. (21)), после чего аннигилирует, испуская два гамма-кванта с энергиями 511 кэВ каждый. Нейтрон, в свою очередь, замедляется до тепловых энергий. Для его регистрации в детекторе содержится гадолиний, имеющий большое сечение захвата тепловых нейтронов. Таким образом, обратный бета-распад в детекторе приводит к появлению двух сигналов: мгновенного позитронного и задержанного нейтронного.

В настоящее время идёт сборка модернизированного детектора [16]. Ожидается, что увеличенный объём и регистрация сигналов не с одной, а с обеих сторон каждого счётчика позволит улучшить энергетическое разрешение детектора и его чувствительность к осцилляциям в стерильное нейтрино.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

1 Модернизированный детектор DANSS

Опишем конструкцию модернизированной установки DANSS, Монте-Карло-модель которой используется в настоящей работе.

Чувствительный объём детектора представляет собой куб со стороной 1,2 м, составленный из 1392 сцинтилляционных счётчиков в форме параллелепипедов размерами $2 \times 5 \times 120 \text{ см}^3$. 24 параллельных горизонтальных счётчика образуют один слой; детектор состоит из 58 таких слоёв, причём счётчики в соседних слоях уложены перпендикулярно друг другу, как показано на рисунке 1.

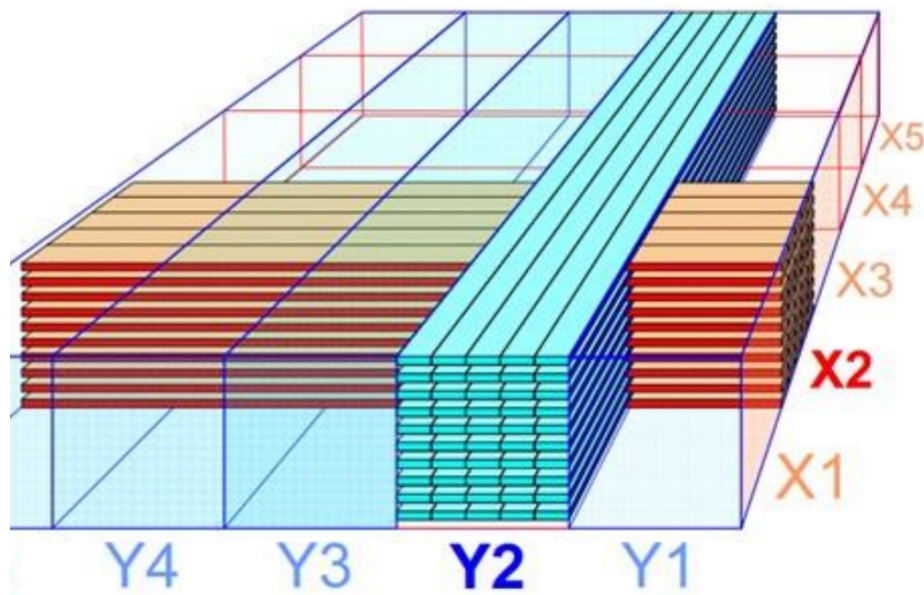


Рисунок 1 — Принцип расположения слоёв счётчиков

В качестве сцинтиллятора, из которого состоят счётчики, используется полистирол. Между слоями помещена плёнка, содержащая гадолиний, который позволяет регистрировать нейтроны. Вдоль каждого счётчика протянуты 8 спектрсмещающих волокон (рисунок 2), которые просматриваются кремниевыми фотумножителями, размещёнными на обоих концах счётчика.

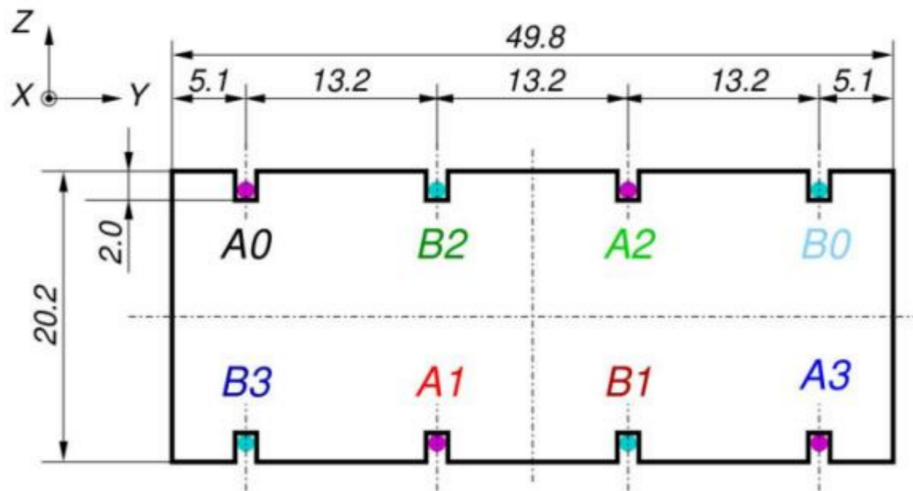


Рисунок 2 — Поперечное сечение счётчика

В дальнейшем будет использоваться правая декартова прямоугольная система координат, определённая следующим образом. Ось z направлена вертикально вверх, а оси x и y — горизонтально, причём ось x направлена вдоль счётчиков в самом нижнем слое. Слои нумеруются начиная с 0 в направлении оси z (т. е. снизу вверх). Счётчики в слое нумеруются начиная с 0 в направлении соответствующей горизонтальной оси. c -й счётчик в r -м слое будем обозначать $\{r, c\}$. Числа r и c далее будем называть *координатами счётчика*.

При рассмотрении одного слоя мы иногда будем вместо x и y использовать обозначения l (*продольная координата*) и $x_{\perp}$ (*поперечная координата*). l — это та из осей x и y , которая направлена вдоль счётчиков данного слоя, а $x_{\perp}$ — поперёк.

2 Моделирование сигнала

2.1 Монте-Карло

Отправной точкой настоящей работы являются результаты моделирования работы детектора методом Монте-Карло, а именно:

- регистрация нейтрино с энергиями, соответствующими энергетическому спектру ^{235}U (500 000 событий ОБР);
- регистрация моноэнергетических нейтрино с энергиями от 2 МэВ до 11 МэВ с шагом 1 МэВ (1 000 000 событий ОБР для каждой энергии).

Здесь и далее под *событием ОБР* (или просто *событием*) мы понимаем произошедшую в объёме детектора реакцию обратного бета-распада, в ходе которой образовались позитрон и нейтрон, и все последующие связанные с этой реакцией процессы. Среди этих процессов можно выделить те, которые вызваны позитроном, и те, которые вызваны нейтроном. Первую группу мы будем называть *позитронным событием*, а вторую — *нейтронным событием*.

Результаты Монте-Карло-моделирования в числе прочего включают:

- номер события ОБР, к которому относится сигнал;
- координаты счётчика, где КФУ зарегистрировали сигнал;
- количество фотонов, зарегистрированных с каждой стороны данного счётчика;
- время регистрации фотонов с каждой стороны данного счётчика.

2.2 Формат файла с сигналом

Для дальнейшего анализа необходимо представить данные в таком виде, в каком они могли бы были получены при работе реального детектора. Был предложен формат бинарного файла, предназначенный для хранения сигнала с детектора; а также написана программа, которая на основе результатов Монте-Карло-моделирования создаёт модель сигнала в этом формате.

Файл состоит из отдельных записей. Каждая запись относится к определённому счётчику и в числе прочего содержит:

- координаты счётчика;
- время начала записи;

- по 512 нс оцифрованного сигнала с каждой стороны счётчика. Оцифровка происходит с частотой 125 МГц (1 отс. = 8 нс), т. е. сигнал хранится в виде массива из 64 целых чисел.

Файл, созданный на основе Монте-Карло, содержит также информацию о временах событий ОБР (в файлах, полученных с реального детектора, такая информация, разумеется, будет отсутствовать).

2.3 Создание модели сигнала

Была написана программа, которая конвертирует результаты моделирования методом Монте-Карло в описанный выше формат. Для этого каждому зарегистрированному фотоумножителем фотону ставится в соответствие импульс вида

$$A_1(t) = A_0 \exp(3(1 + \ln \xi - \xi)), \quad (30)$$

где

$$\xi = \frac{t - t_0}{3\tau}, \quad (31)$$

t_0 — время регистрации фотона, $A_0 = 20$ е.а. — амплитуда импульса (е.а. — условные единицы амплитуды), $\tau = 15$ нс (рисунок 3). После этого все импульсы от одиночных фотонов, зарегистрированных в одном канале, суммируются, оцифровываются и записываются в файл.

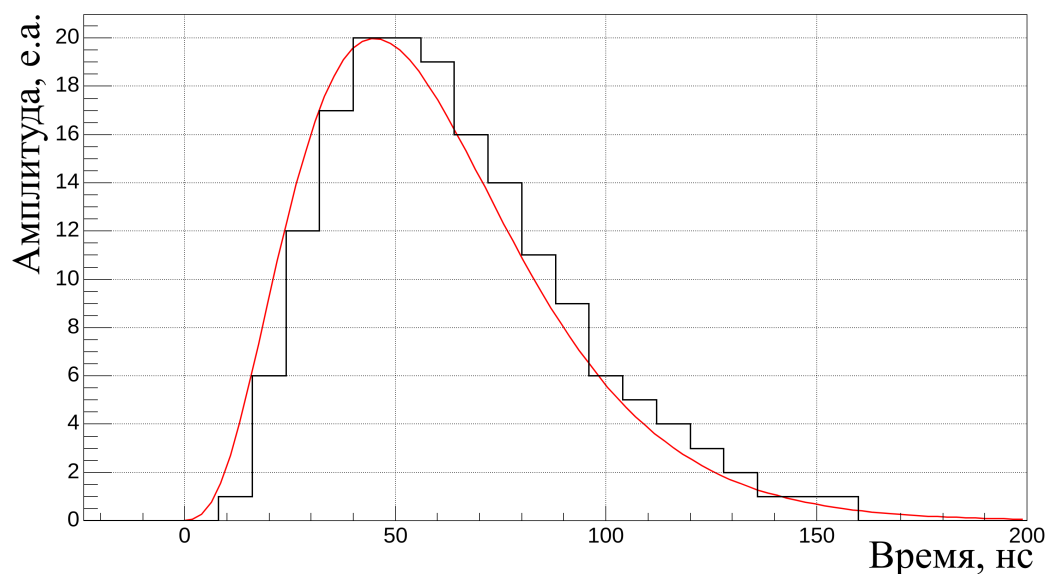


Рисунок 3 — Импульс, создаваемый одним пикселем КФУ, до (красная кривая) и после оцифровки (чёрная гистограмма)

Записи с сигналом создаются таким образом, чтобы первый содержащийся в ней импульс начинался через 20 отс. = 160 нс после начала записи. Этот отступ в дальнейшем предполагается использовать для определения нулевого уровня.

Если импульс не помещается в одну запись, то непосредственно после неё создаётся новая, содержащая продолжение импульса.

При создании модели сигнала предполагается, что события ОБР происходят один раз в секунду. При этом ко времени каждого события добавляется случайная величина от 0 до 1 отс. = 8 нс, чтобы обеспечить независимость отсчётов АЦП и событий ОБР.

3 Импульсы и триггеры

3.1 Обработка импульсов

Для последующего анализа в сигнале выделяются отдельные импульсы. Для этого поочерёдно просматриваются все записи в файле. Считается, что сигнал содержит импульс, если обнаружено превышение фонового порога $A_{\text{ф}} = 5$ е.а. После обнаружения очередного импульса начинается его обработка и определение параметров (рисунок 4).

Прежде всего определяются моменты $t_{\text{н}}$ и $t_{\text{к}}$, когда сигнал начинает и перестаёт превышать $A_{\text{ф}}$ (синие прямые на рисунке 4). Далее находится максимальное значение $A_{\text{макс}}$, достигаемое на этом промежутке, а также величина A_1 первого локального максимума. Практически всегда эти два числа совпадают, однако изредка в сигнале встречаются «двугорбые» импульсы, для которых $A_{\text{макс}} \neq A_1$ (для спектра ^{235}U таких импульсов около 0,015 %).

Для исследования переднего фронта определяются моменты $t_{\text{фн}}$ и $t_{\text{фк}}$, когда сигнал впервые превышает уровни $A_{\text{фн}} = 0,1A_1$ и $A_{\text{фк}} = 0,9A_1$ (красные прямые на рисунке 4). Через все точки, находящиеся между $t_{\text{фн}}$ и $t_{\text{фк}}$, методом наименьших квадратов проводится прямая. Время импульса $t_{\text{и}}$ определяется как момент пересечения этой прямой с уровнем ηA_1 . В дальнейшем анализе используется значение $\eta = 0$, которое, как будет показано в разделе 3.4, обеспечивает наилучшее координатное разрешение; т. е. время восстанавливается по пересечению фронта с нулём. Существуют два особых случая: когда в найденном промежутке оказывается единственная точка или не оказывается точек вовсе (такое, впрочем, случается крайне редко: около 0,005 % для спектра ^{235}U). В первом случае за время импульса принимается время, соответствующее единственной попавшей в интервал точке, а во втором — среднее арифметическое между временами последней точки, не превышающей $A_{\text{фн}}$, и первой точки, превышающей $A_{\text{фк}}$.

Ещё одна важная характеристика импульса — его интеграл. Он определяется суммированием всех точек от $t_{\text{фн}}$ до $t_{\text{к}}$.

Наконец, импульсы объединяются в пары. Пару могут образовать два импульса, зарегистрированные на противоположных концах одного и того же счётчика, если разность между их восстановленными временами не превышает $\Delta t_{\text{макс}} = 12$ нс. Далее такую пару мы будем называть *хитом*. Импульсы, оставшиеся без

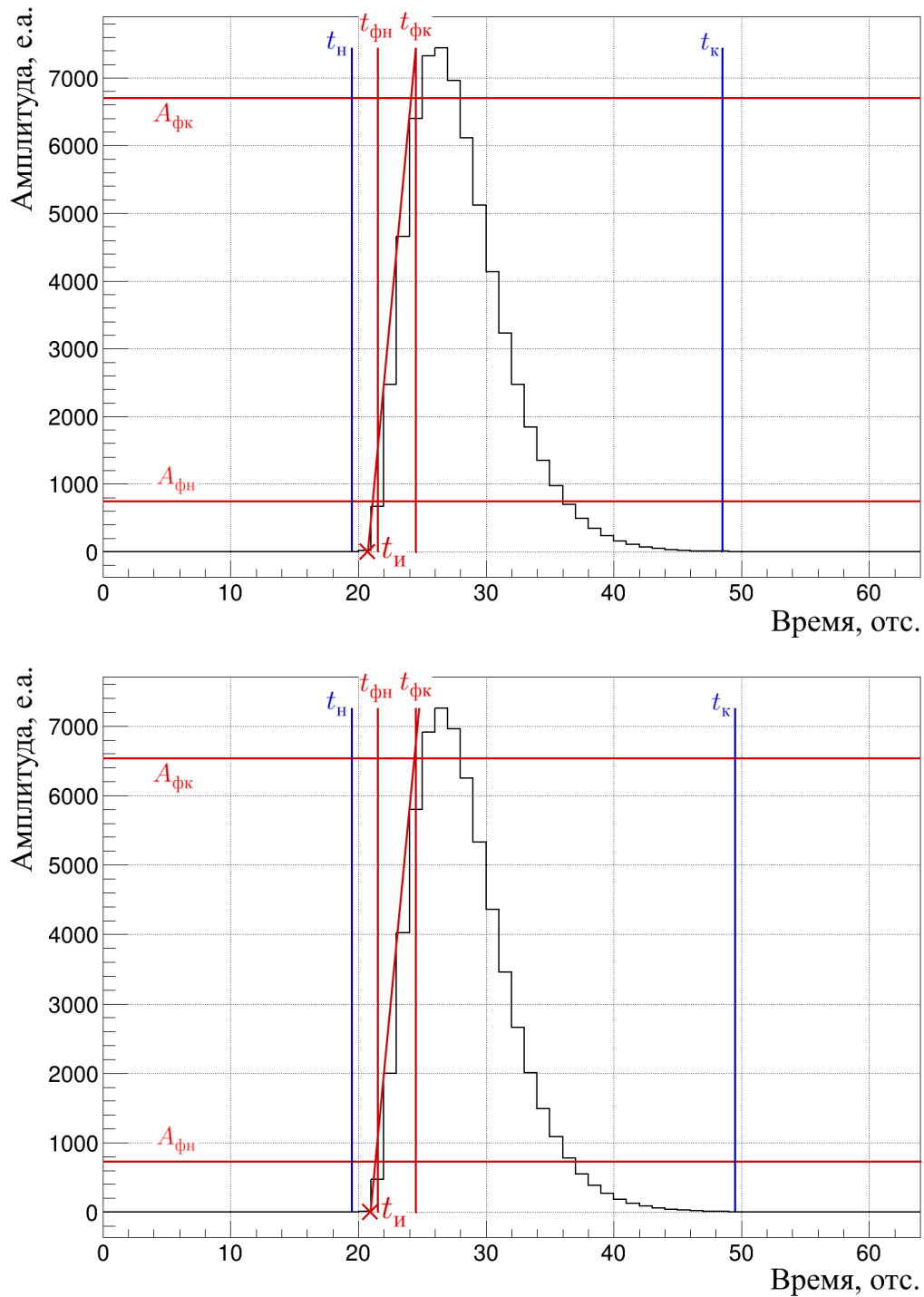


Рисунок 4 — Примеры анализируемых импульсов. Верхнее изображение — сигнал с левого, нижнее — с правого КФУ одного и того же счётчика. Время отсчитывается относительно начала записи. Синие прямые — восстановленные границы импульса. Красные прямые — демонстрация восстановления переднего фронта. Красный крест — восстановленное время импульса

пары, из дальнейшего анализа исключаются, что позволяет значительно снизить шумы фотоумножителей.

Итак, по завершении данного этапа мы имеем набор хитов, состоящих из двух импульсов, для каждого из которых определены:

- время,
- амплитуда,
- интеграл.

3.2 Восстановление продольной координаты и энергии

Геометрия детектора позволяет по координатам сработавшего счётчика сразу же определить координаты $x_{\perp}$ и z . Для нахождения же l можно воспользоваться тем, что каждый счётчик просматривается с обеих сторон.

Если энергосвечение произошло в центре счётчика, то расстояния от этой точки до обоих концов одинаковы, и соответствующие импульсы будут зарегистрированы одновременно. Чем дальше от центра находится источник вспышки, тем большим окажется разность времён между импульсами, поэтому по этой разности можно восстановить продольную координату.

Продольная координата определяется по формуле

$$l = k\Delta t, \quad (32)$$

где Δt — разность времён, $k = 7,5 \frac{\text{см}}{\text{нс}}$. Более подробная информация о связи между l и Δt содержится в разделе 3.4.

Энергия, выделившаяся в счётчике, в первом приближении пропорциональна суммарному интегралу импульсов хита. Однако для получения более точного результата следует учесть несколько поправок.

Во-первых, распространяясь по спектросмещающему волокну, свет испытывает затухание; так что чем дальше от КФУ произошла сцинтилляция, тем меньше будет интеграл зарегистрированного импульса при том же энергосвечении. Таким образом, интеграл необходимо разделить на коэффициент затухания $k_{\text{затух}}$, зависящий от продольной координаты l . На рисунке 5 показаны зависимости, заложенные в Монте-Карло-модель. Эти же зависимости использовались и в настоящей работе.

Ещё одним явлением, вносящим вклад в измеряемый интеграл, является *кросс-ток*. Когда срабатывает один из пикселей фотоумножителя, существует ненулевая вероятность α того, что один из родившихся при этом фотонов проникнет в

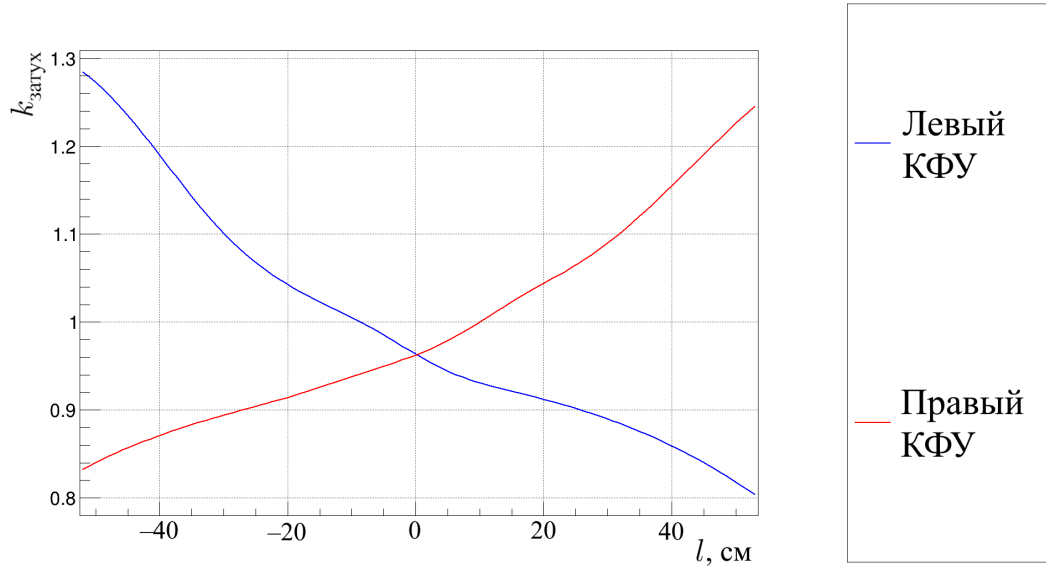


Рисунок 5 — Коэффициент затухания в зависимости от продольной координаты для левого и правого КФУ

соседний пиксель и будет им зарегистрирован. Это приводит к увеличению интеграла на коэффициент $1 + \alpha$. При восстановлении энергии использовалось значение $\alpha = 3\%$ (такое же значение было заложено в Монте-Карло-модель).

После учёта этих поправок остаётся перевести полученное значение в единицы энергии. Для этого интеграл делится на число фотоэлектронов, образующихся в КФУ при регистрации частицы единичной энергии ($Y = 200 \text{ МэВ}^{-1}$), и на интеграл импульса единичного фотона (см. (30)), равный

$$I_1 = \int_0^{+\infty} A_1(t) dt = 1339 \text{ е.а.} \cdot \text{нс} = 167 \text{ е.и.} \quad (33)$$

(е.и. = е.а. · отс. — условные единицы интеграла).

Итак, энергия E хита с суммарным интегралом I определяется по формуле

$$E = \frac{I}{I_1 k_{\text{затух}}(l) Y (1 + \alpha)}. \quad (34)$$

3.3 Триггеры

Характерной особенностью обратного бета-распада является наличие в сигнале от него двух разделённых во времени событий: позитронного и нейтронного. Чтобы выделить эти два события, все найденные хиты разделяются на триггеры.

Под *триггером* мы понимаем группу хитов, попадающих во временное окно шириной $\Delta t_{\text{триг}} = 300$ нс.

Распределение событий по количеству триггеров приведено на рисунке 6. Как и должно быть, в большинстве случаев триггеров ровно два. Наличие небольшого количества событий с единственным триггером объясняется тем, что нейтрон покидает пределы детектора, не успевая дать сигнал.

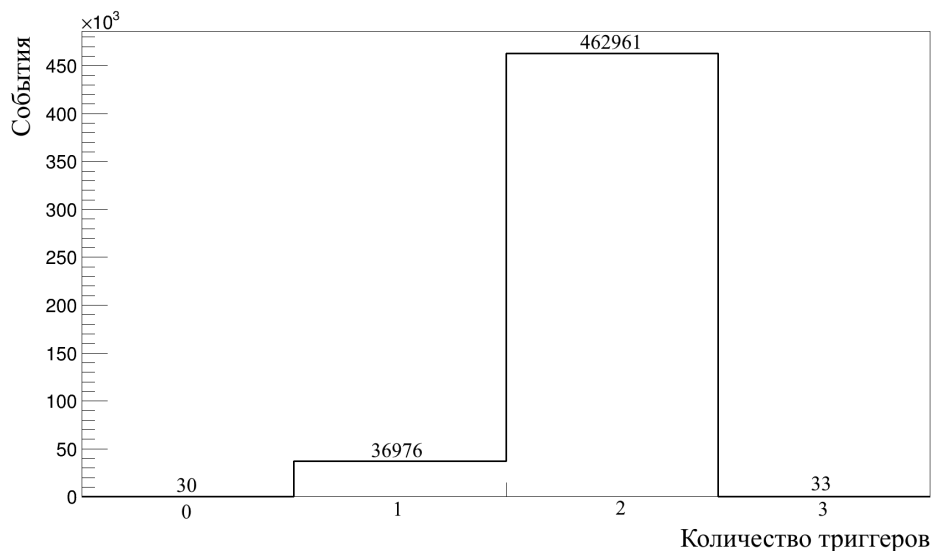


Рисунок 6 — Количество триггеров в событии для спектра ^{235}U

В дальнейшем анализе участвуют только те события, в которых:

- имеется ровно два триггера;
- суммарная энергия 2-го триггера превышает 1 МэВ;
- счётчик с наибольшим энерговыделением в 1-м триггере не является крайним сбоку и не лежит в двух верхних и двух нижних слоях.

Последнее условие позволяет уменьшить долю событий, в которых позитрон родился близко к краю детектора и мог покинуть чувствительный объём.

3.4 Качество восстановления продольной координаты

На рисунке 7 по горизонтальной оси отложена разность между временами импульсов на двух концах счётчика для наиболее энергичного хита позитронного триггера; по вертикальной оси — координата аннигиляции позитрона, взятая из Монте-Карло. Жёлтыми точками отложены события.

Полученная зависимость была разделена на 14 вертикальных сечений, обозначенных на рисунке 7 в виде горизонтальных погрешностей. Каждое такое се-

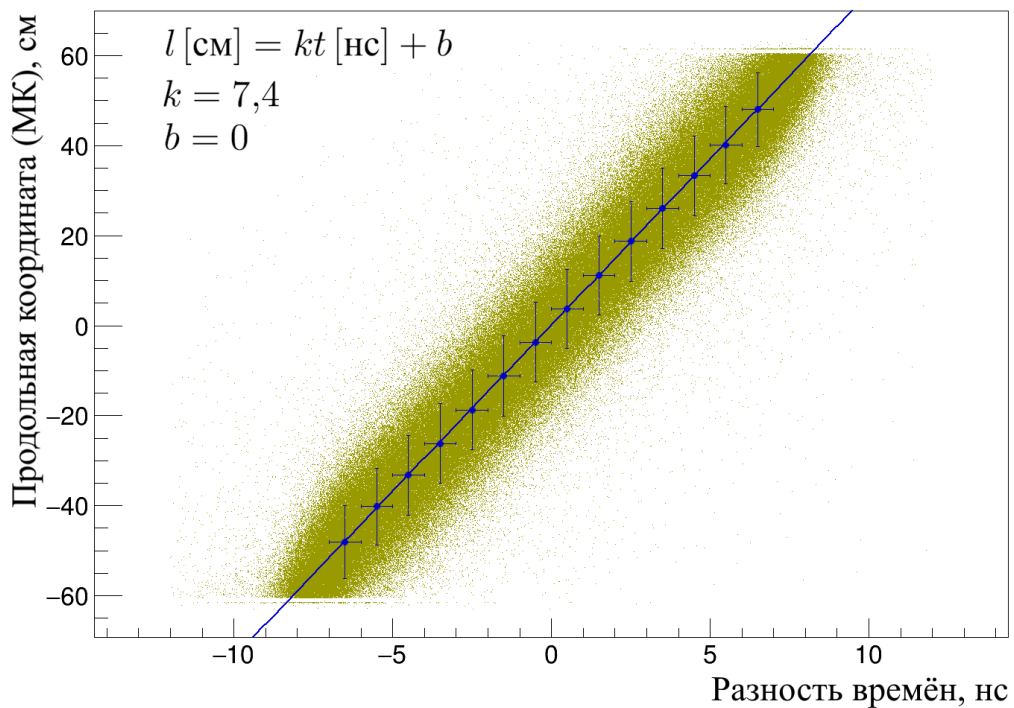


Рисунок 7 — Связь между разностью времён на двух концах счётчика и продольной координатой, полученной из Монте-Карло. Горизонтальные погрешности — ширины вертикальных сечений. Синие точки и их вертикальные погрешности — результаты подгонки сечений функцией Гаусса (рисунок 8)

чение было аппроксимировано функцией Гаусса (примеры представлены на рисунке 8). Результаты аппроксимаций нанесены на рисунок 7 в виде синих точек (среднее Гаусса) и их вертикальных погрешностей (ширина Гаусса).

Данная процедура была проделана для различных значений параметра η . На рисунке 9 показана зависимость средней ширины описанных выше аппроксимаций от η . Из рисунка видно, что наилучшее координатное разрешение достигается при $\eta = 0$, поэтому в настоящей работе используется именно такое значение этого параметра.

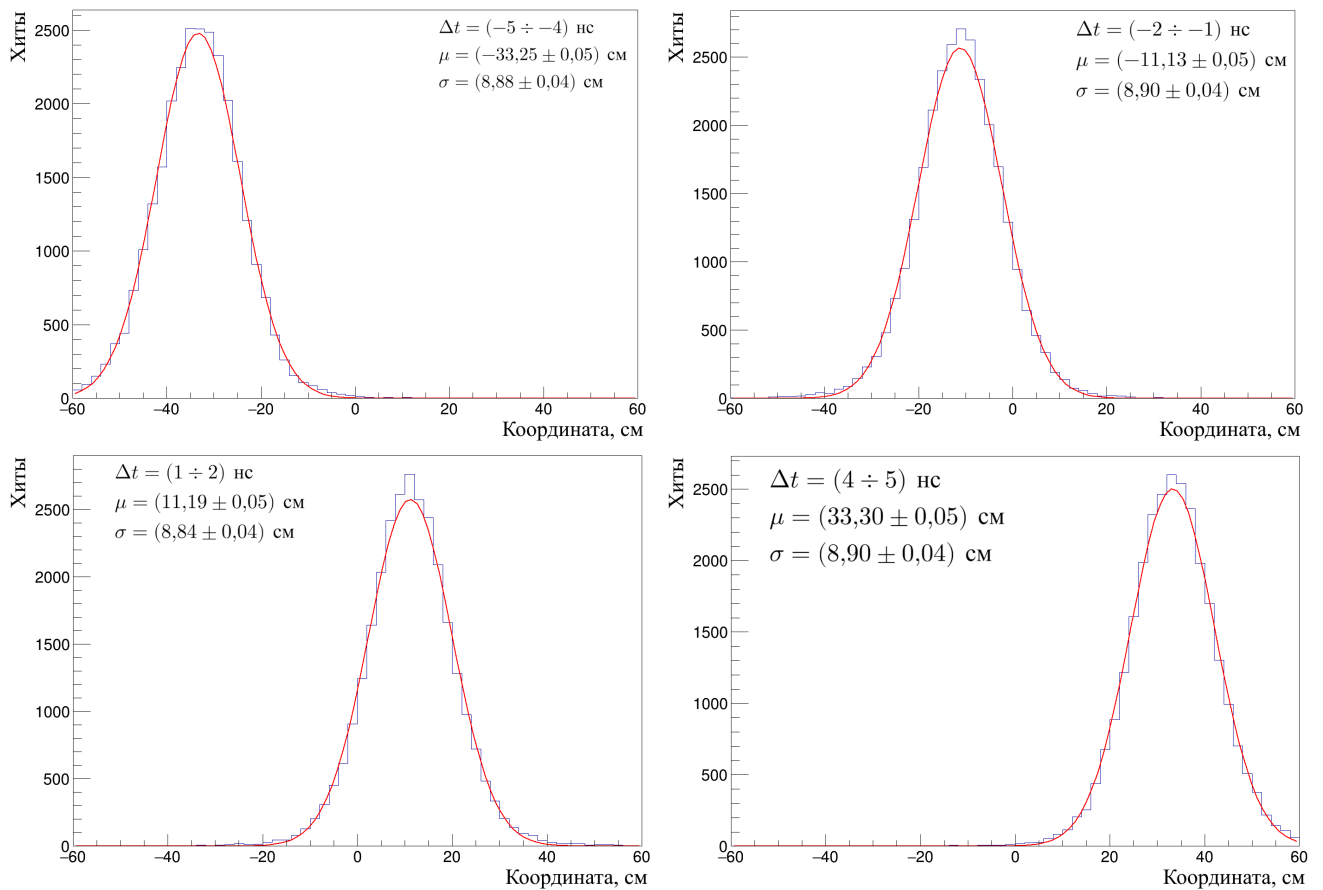


Рисунок 8 — Примеры вертикальных сечений зависимости, представленной на рисунке 7, и их подгонка функцией Гаусса

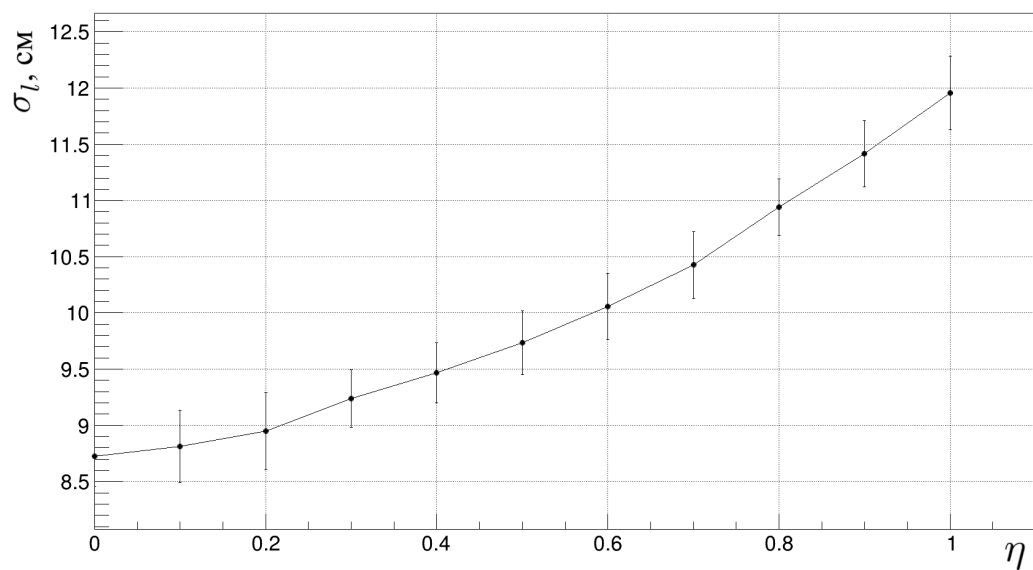


Рисунок 9 — Зависимость координатного разрешения от параметра η

4 Геометрия позитронного события

4.1 Топология позитронного кластера

Суммарная энергия всех хитов позитронного триггера не является хорошей оценкой энергии позитрона, поскольку вклад в неё, помимо самого позитрона, вносят ещё до двух аннигиляционных гамма-квантов. Поэтому следующим этапом работы была попытка выделить среди всего триггера хиты, относящиеся к позитрону. Совокупность этих хитов мы будем называть *позитронным кластером*.

Далее мы будем рассматривать *топологии* кластеров — то, каким образом расположены друг относительно друга счётчики, давшие сигнал. Топологии будем обозначать набором цифр. Количество цифр соответствует количеству слоёв, входящих в кластер. Каждая цифра — количество хитов в данном слое. Особо будем помечать слой, содержащий хит с максимальной энергией. Если такой хит является крайним в данном слое, то после соответствующей цифры будем ставить звёздочку (*), иначе — циркумфлекс (^) (последний случай, однако, является очень редким, поэтому обозначения с циркумфлексом использоваться практически не будут).

На рисунке 10 приведены примеры топологий. Топология 1^* состоит из единственного хита. Топология 2^* — из двух, 3^* — из трёх хитов, находящихся в одном слое. 11^* содержит два хита в соседних слоях. 12^* означает один хит в одном слое, ещё два (в т. ч. наиболее энергичный) — в соседнем и т. д. Обратим внимание на принципиальное отличие между топологиями 11^*1 и 111^* : в первой хит с максимальной энергией лежит в среднем слое, а во второй — в крайнем. Заметим также, что порядок, в котором перечисляются слои, роли не играет: 123^* и 3^*21 — обозначения одной и той же топологии.

4.2 Истинные топологии

Рассмотрим позитронный триггер некоторого события. Среди всех входящих в его состав хитов выделим те, в которых по данным Монте-Карло происходило выделение энергии позитроном. Отобранные таким образом хиты будем называть *истинным кластером*, а его топологию — *истинной топологией*.

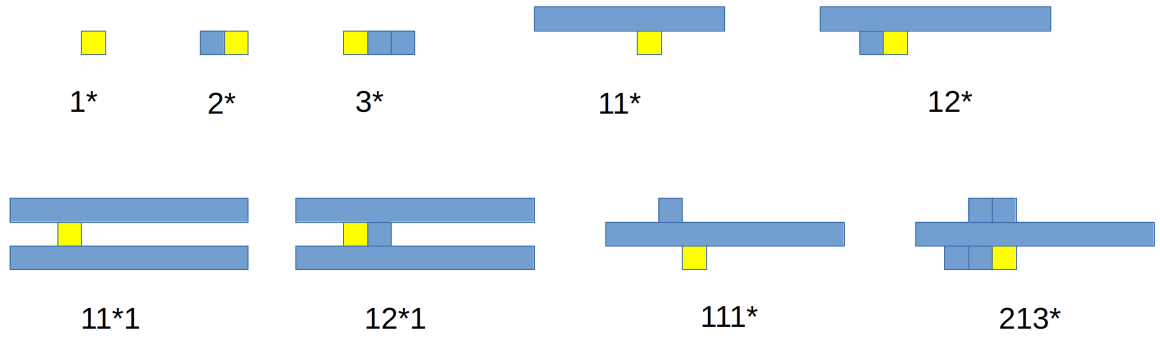


Рисунок 10 — Примеры топологий кластеров и их обозначения. Жёлтым цветом выделен хит с максимальной энергией

На рисунке 11 представлены распределения событий по истинным топологиям для различных энергий. Чем больше энергия нейтрино (и, следовательно, позитрона), тем более сложными и разнообразными оказываются топологии. Интерес представляет распределение для спектра ^{235}U как наиболее близкое к тому, что будет регистрировать реальный детектор, находясь под ядерным реактором.

Пояснения требуют «некорректные» топологии, обозначенные на рисунках восклицательным знаком. Кластеры с такой топологией отличаются тем, что между их хитами имеются промежутки. Это возможно, если рождение позитрона произошло вблизи края детектора. Такой позитрон может вылететь за пределы чувствительного объёма в одном слое, а затем вернуться в другом, не дав сигнала в промежуточных слоях. Мы не осуществляем никакой специальной обработки таких топологий в силу их редкости.

4.3 Выделение кластера

Ниже описан алгоритм выделения кластера среди хитов позитронного триггера. На всех шагах, кроме первого, рассматриваются только хиты с энергией не менее $E_{\text{мин}} = 0,1 \text{ МэВ}$. Расстояние между хитами проверяется с учётом продольной координаты. Кроме того, для вычисления расстояния иногда используется то, что мы называем *поправленными координатами* хита. Под этим термином понимаются координаты, в которых l заменяется на $x_{\perp}$ хита в соседнем слое (или на среднюю $x_{\perp}$ хитов в соседнем слое). Эта процедура позволяет снизить погрешность, поскольку $x_{\perp}$ известна со значительно большей точностью. Если на любом шаге алгоритма условие, накладываемое на расстояние, допускает несколько вза-

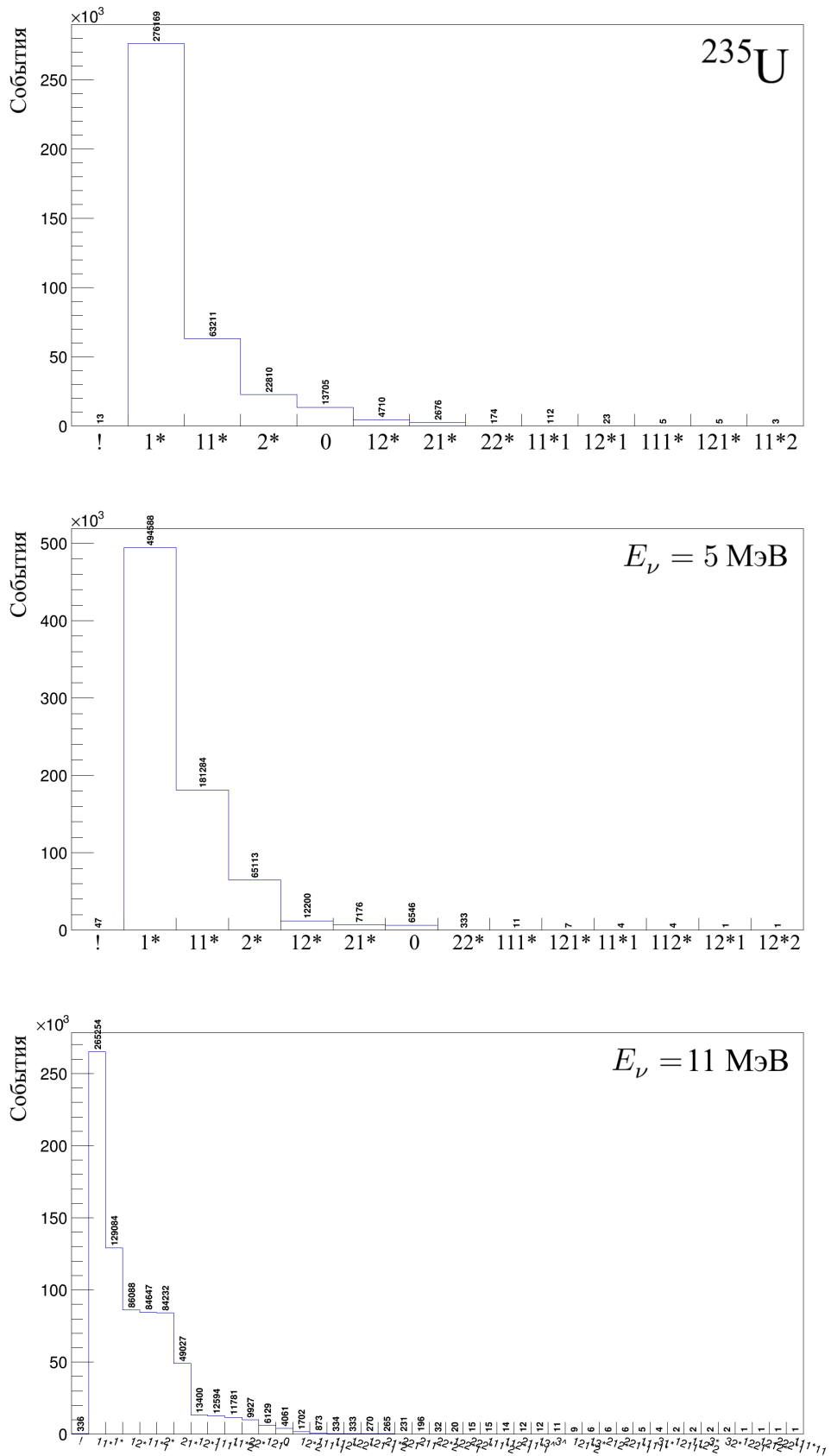


Рисунок 11 — Распределения событий по истинным топологиям для (сверху вниз): спектра ^{235}U , $E_\nu = 5 \text{ МэВ}$, $E_\nu = 11 \text{ МэВ}$

исключающих вариантов, то из них выбирается тот, для которого это расстояние минимально.

- 1) В кластер включается хит с максимальным энерговыделением. Далее мы будем обозначать его $\{r_0, c_0\}$ и называть *первичным хитом*.
- 2) В кластер добавляется либо $\{r_0, c_0 + 1\}$, либо $\{r_0, c_0 - 1\}$ (при наличии) при условии, что его расстояние до первичного хита не превышает $L_{\text{макс}} = 30$ см.
- 3) Слой $r_0 + 1$ просматривается на предмет хитов, для которых расстояние до средней координаты в слое r_0 не превышает $L_{\text{макс}}$. К каждому найденному таким образом кандидату $\{r_0 + 1, c_1\}$ может быть добавлен либо $\{r_0 + 1, c_1 + 1\}$, либо $\{r_0 + 1, c_1 - 1\}$, если расстояние между $\{r_0 + 1, c_1 \pm 1\}$ и поправленными координатами $\{r_0 + 1, c_1\}$ не превышает $L_{\text{макс}}$.
- 4) Аналогично просматривается слой $r_0 - 1$.
- 5) В кластер добавляется один из найденных на двух предыдущих шагах кандидатов из слоя $r_0 \pm 1$ и, возможно, соседний с ним хит.
- 6) Если в кластер добавлен хит из слоя $r_0 \pm 1$, то предпринимается попытка добавить:
 - либо один из кандидатов из слоя $r_0 \mp 1$ и, возможно, соседний с ним хит (при этом для вычисления расстояний используются поправленные средние координаты в слое r_0);
 - либо один хит из слоя $r_0 \pm 2$, если его расстояние до поправленных средних координат в слое $r_0 \pm 1$ не превышает $L_{\text{макс}}$.

При этом накладывается дополнительное условие, которое заключается в том, что суммарная энергия хитов в среднем слое должна превышать 2,5 МэВ.

Итак, по результатам работы алгоритма может быть получен кластер, состоящий из хитов не более чем в трёх слоях:

- один или два хита в слое r_0 ;
- не более двух хитов в слоях $r_0 \pm 1$;
- не более одного хита в слоях $r_0 \pm 2$.

Среди истинных топологий встречаются и такие, которые не могут быть выделены описанным алгоритмом, однако, как видно из рисунка 11, появляются они очень редко.

На рисунке 12 показаны распределения событий по топологиям кластеров, восстановленных описанным алгоритмом.

На рисунке 13 восстановленные топологии (по вертикали) сравниваются с истинными (по горизонтали).

4.4 Поиск гамма-хитов

Выделяя в детекторе свою энергию, позитрон аннигилирует с испусканием двух гамма-квантов с энергиями 0,511 МэВ. Эти гамма-кванты могут пройти через несколько счётчиков, ни с чем не взаимодействуя, а могут выделить значительную часть своей энергии практически сразу после рождения. В последнем случае эта энергия с большой вероятностью будет включена в кластер.

Чтобы лучше учитывать эту возможность, среди хитов, не вошедших в кластер, происходит поиск таких, которые с большой вероятностью могли быть вызваны гамма-квантами. Основным критерием для этого является энергия хита, которая должна находиться в диапазоне от 0,15 МэВ до 0,4 МэВ. Вторым критерий применяется в случае, когда таких хитов найдено более одного. Он заключается в том, что косинус угла разлёта гамма-квантов не должен превышать $-0,25$. В качестве угла разлёта берётся угол с вершиной в координатах поправленного первичного хита.

По результатам описанной процедуры может быть выделено ноль, один или два хита, которые будут помечены как *гамма-хиты* (если под критерии подходят более двух хитов, то из них выбираются два наиболее близких к поправленным координатам первичного хита). Далее будем обозначать количество обнаруженных гамма-хитов N_γ .

Таким образом, все события разделяются на три категории.

- 1) $N_\gamma = 0$. Поскольку вокруг кластера не обнаружено хитов, которые могли быть вызваны аннигиляционными гамма-квантами, мы можем ожидать, что значительная часть их энергии была выделена в кластере. Это, однако, не единственная возможность: гамма-кванты могли покинуть объём детектора, не выделив значительную энергию ни в кластере, ни за его пределами.
- 2) $N_\gamma = 1$. Один гамма-квант обнаружен за пределами кластера, поэтому попасть в кластер или покинуть чувствительный объём может только один гамма-квант.

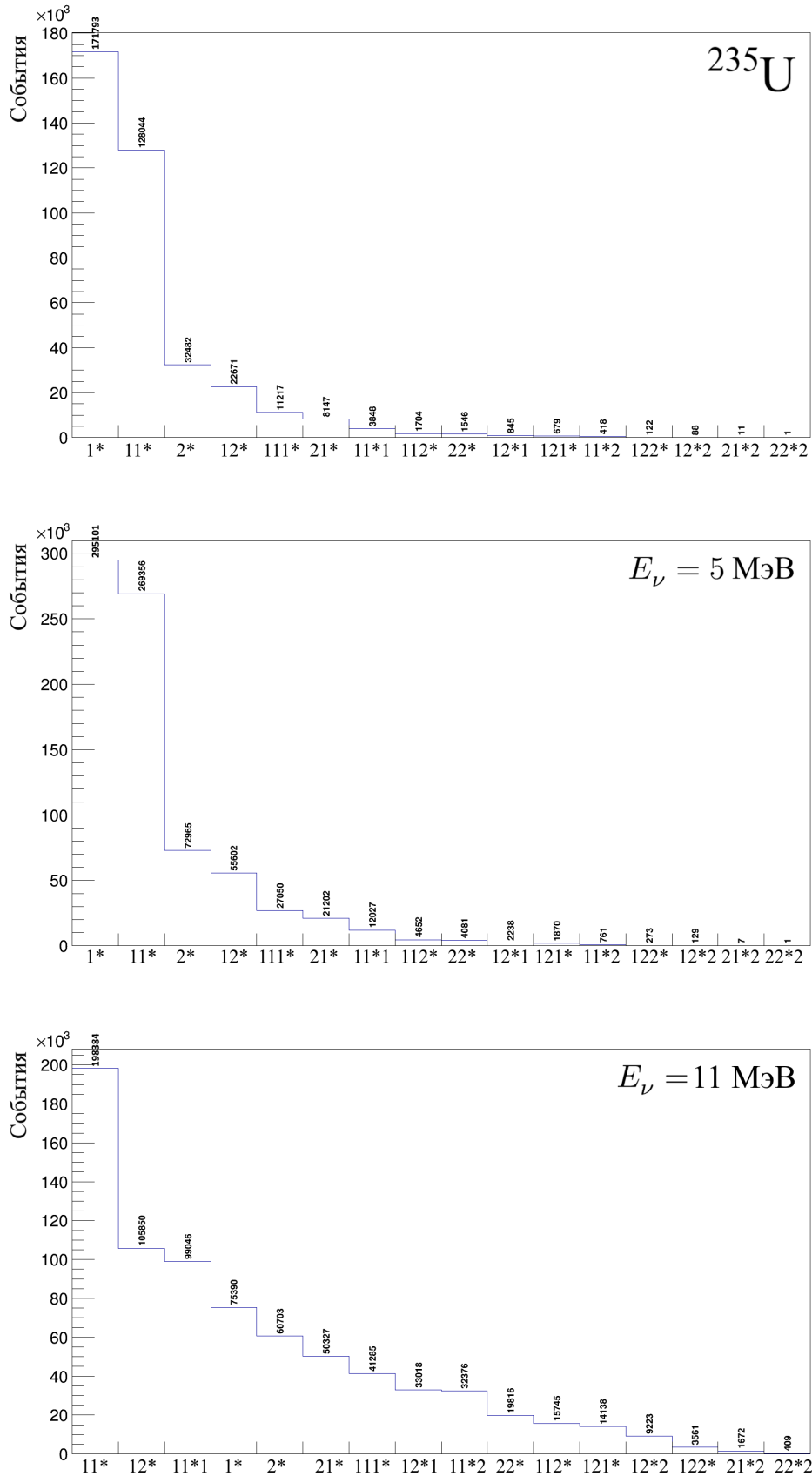


Рисунок 12 — Распределения событий по топологиям кластеров, восстановленных алгоритмом для (сверху вниз): спектра ^{235}U , $E_\nu = 5 \text{ МэВ}$, $E_\nu = 11 \text{ МэВ}$

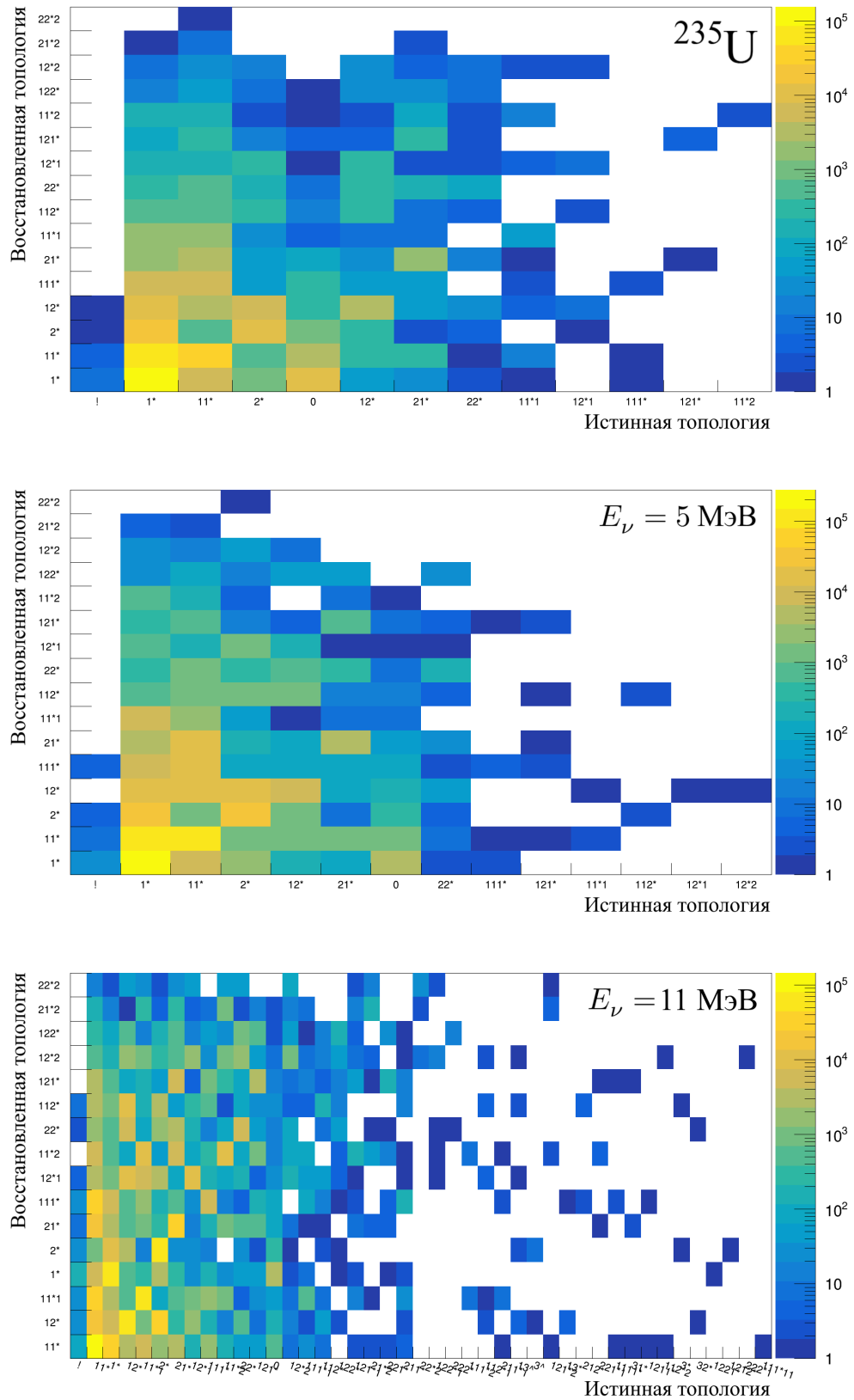


Рисунок 13 — Двумерные распределения событий по истинным и восстановленным топологиям кластеров для (сверху вниз): спектра ^{235}U , $E_\nu = 5 \text{ МэВ}$, $E_\nu = 11 \text{ МэВ}$

- 3) $N_\gamma = 2$. Оба гамма-кванта обнаружены за пределами кластера, поэтому есть основания предполагать, что ни один гамма-квант не дал вклада в энергию кластера и не покинул детектор. Для таких событий можно ожидать наилучшее энергетическое разрешение.

На рисунке 14 показано распределение событий по этим двум категориям.

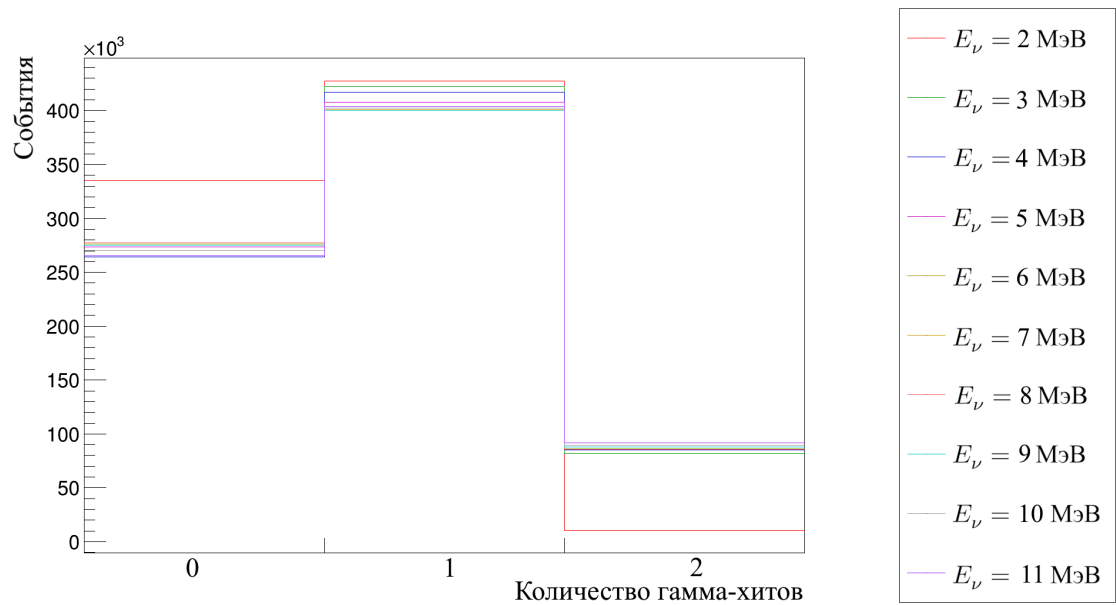


Рисунок 14 — Распределение событий по количеству найденных в них гамма-хитов

5 Энергетическое разрешение

5.1 Зависимость от расстояния до края детектора

Если гамма-хит не был обнаружен, то не представляется возможным достоверно определить, попал ли соответствующий гамма-квант в кластер или покинул пределы детектора. Очевидно, однако, что чем ближе к краю детектора, тем больше вероятность гамма-кванта покинуть чувствительный объём. Поэтому следующим этапом работы было изучение зависимости регистрируемой энергии от расстояния между координатами события и краем детектора (под координатами события мы понимаем поправленные координаты первичного хита: это наилучшая доступная нам оценка точки аннигиляции позитрона).

На рисунках 15, 16, 17 показаны двумерные распределения, построенные следующим образом. В детекторе вдоль оси x выделяется объём, ограниченный условиями $|y| < 35\text{ см}$, $|z| < 35\text{ см}$, и рассматриваются только события, лежащие в нём. По вертикальной оси откладывается абсолютное значение координаты x , по горизонтальной — полная энергия позитронного события. Горизонтальные сечения полученного распределения аппроксимируются несимметричной функцией Гаусса

$$f(x) = \begin{cases} A \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_l^2}\right), & x < x_0, \\ A \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_r^2}\right), & x > x_0. \end{cases} \quad (35)$$

Результаты аппроксимации нанесены на рисунок в виде чёрных точек (x_0) и их погрешностей (σ_l и σ_r).

Значительное снижение статистики в верхнем бине этого распределения связано с критериями отбора, описанными в разделе 3.3. Именно, были исключены события, первичный хит которых лежит в крайнем счётчике сбоку, что как раз соответствует верхнему бину на рисунке. События, которые всё же попадают в этот бин, лежат в слоях с чётными номерами: у таких событий вблизи края детектора находится не $x_\perp$, а l , и указанный критерий их не затрагивает.

В случае $N_\gamma = 0$ явно прослеживается зависимость зарегистрированной энергии от координаты: вблизи края детектора увеличивается вероятность, что гамма-квант покинул чувствительный объём, поэтому зарегистрированная энергия уменьшается. В случае же $N_\gamma = 2$ такой зависимости не наблюдается: мы

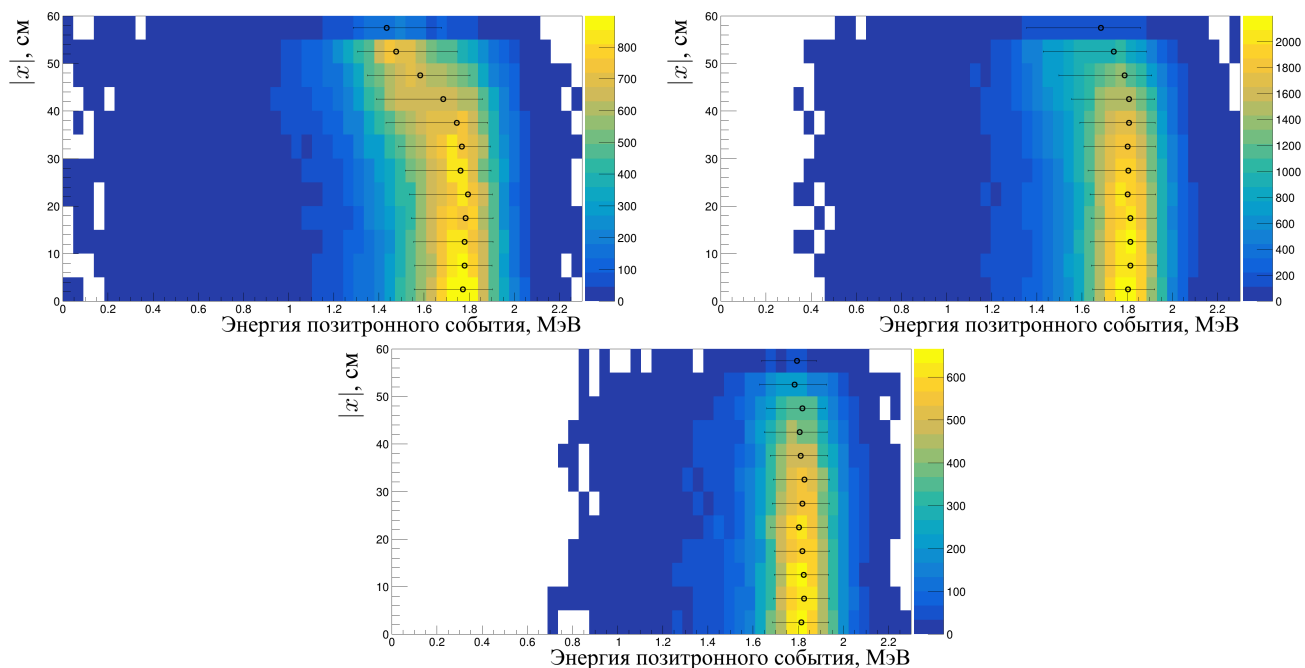


Рисунок 15 — Распределение событий по энергии позитронного триггера в зависимости от расстояния до края детектора для $E_\nu = 3\text{МэВ}$ и (слева направо, сверху вниз) $N_\gamma = 0, 1, 2$

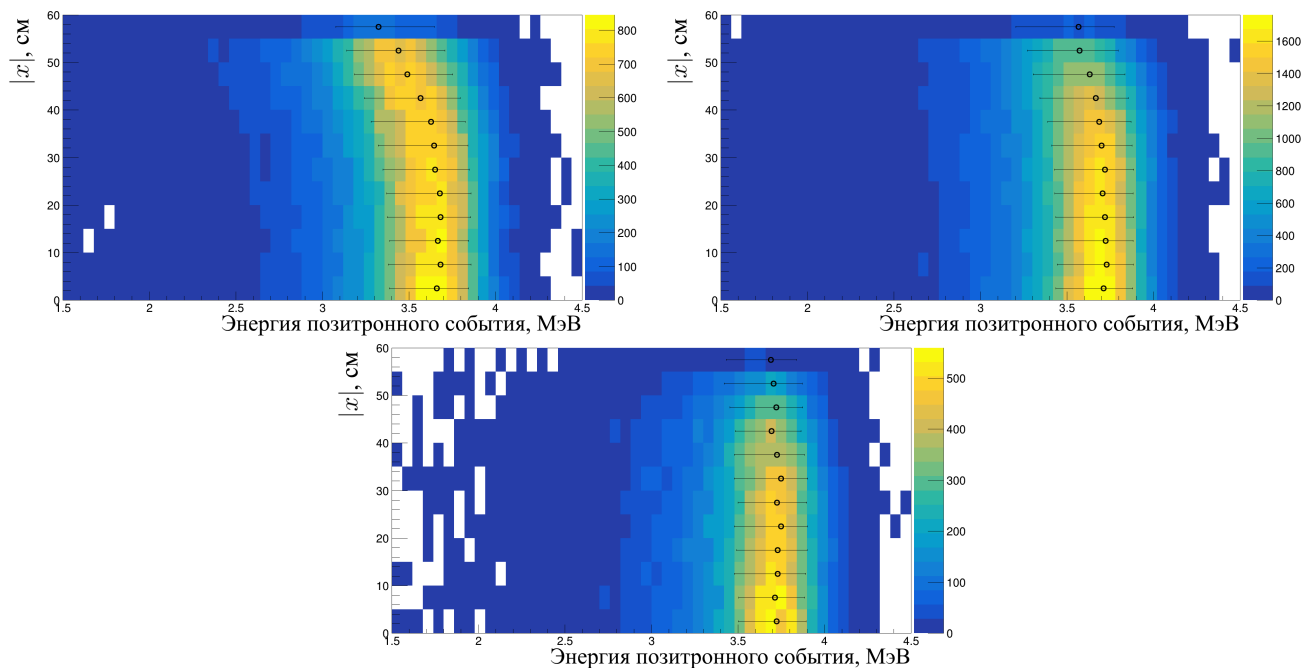


Рисунок 16 — Распределение событий по энергии позитронного триггера в зависимости от расстояния до края детектора для $E_\nu = 5\text{МэВ}$ и (слева направо, сверху вниз) $N_\gamma = 0, 1, 2$

зарегистрировали хиты от обоих гамма-квантов и знаем, что покинуть детектор они не могли.

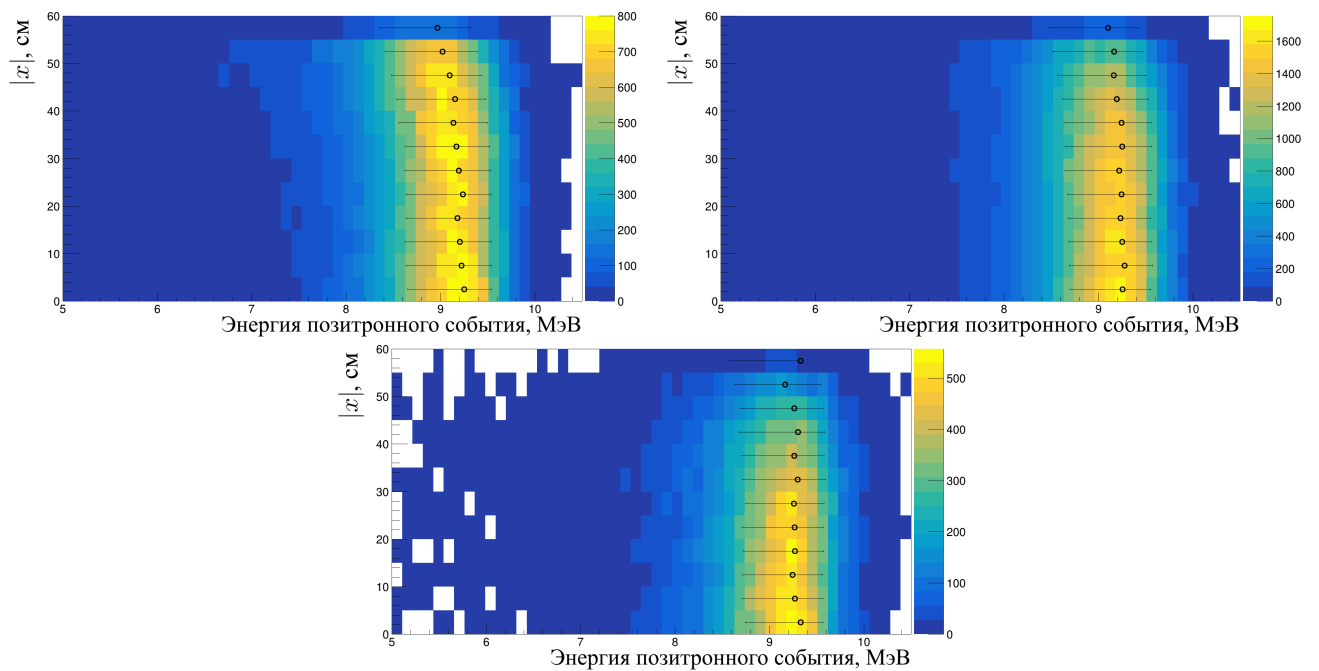


Рисунок 17 — Распределение событий по энергии позитронного триггера в зависимости от расстояния до края детектора для $E_\nu = 11$ МэВ и (слева направо, сверху вниз) $N_\gamma = 0, 1, 2$

Отметим также, что чем больше N_γ , тем меньше статистики наблюдается в верхних бинах распределения. Это объясняется тем, что вблизи края детектора гамма-кванты с большей вероятностью покидают чувствительный объём, тем самым уменьшая N_γ .

На рисунке 18 изображена полученная зависимость энергии от координаты (в качестве погрешностей взяты погрешности аппроксимации). Для подгонки точек использовалась экспоненциальная функция вида

$$E = a - be^{c|x|}, \quad (36)$$

крайняя правая точка в аппроксимации не участвовала ввиду отмечавшейся выше малой статистики.

Ни уносимая гамма-квантами энергия, ни их вероятность вылететь за пределы детектора не должны зависеть от энергии позитрона. Поэтому можно ожидать, что от неё не зависят и энергетические потери, связанные с вылетом гамма-квантов.

Изобразим эти потери в виде графика следующим образом. Сдвинем точки на рисунке 18 по вертикали таким образом, чтобы аппроксимирующая функция

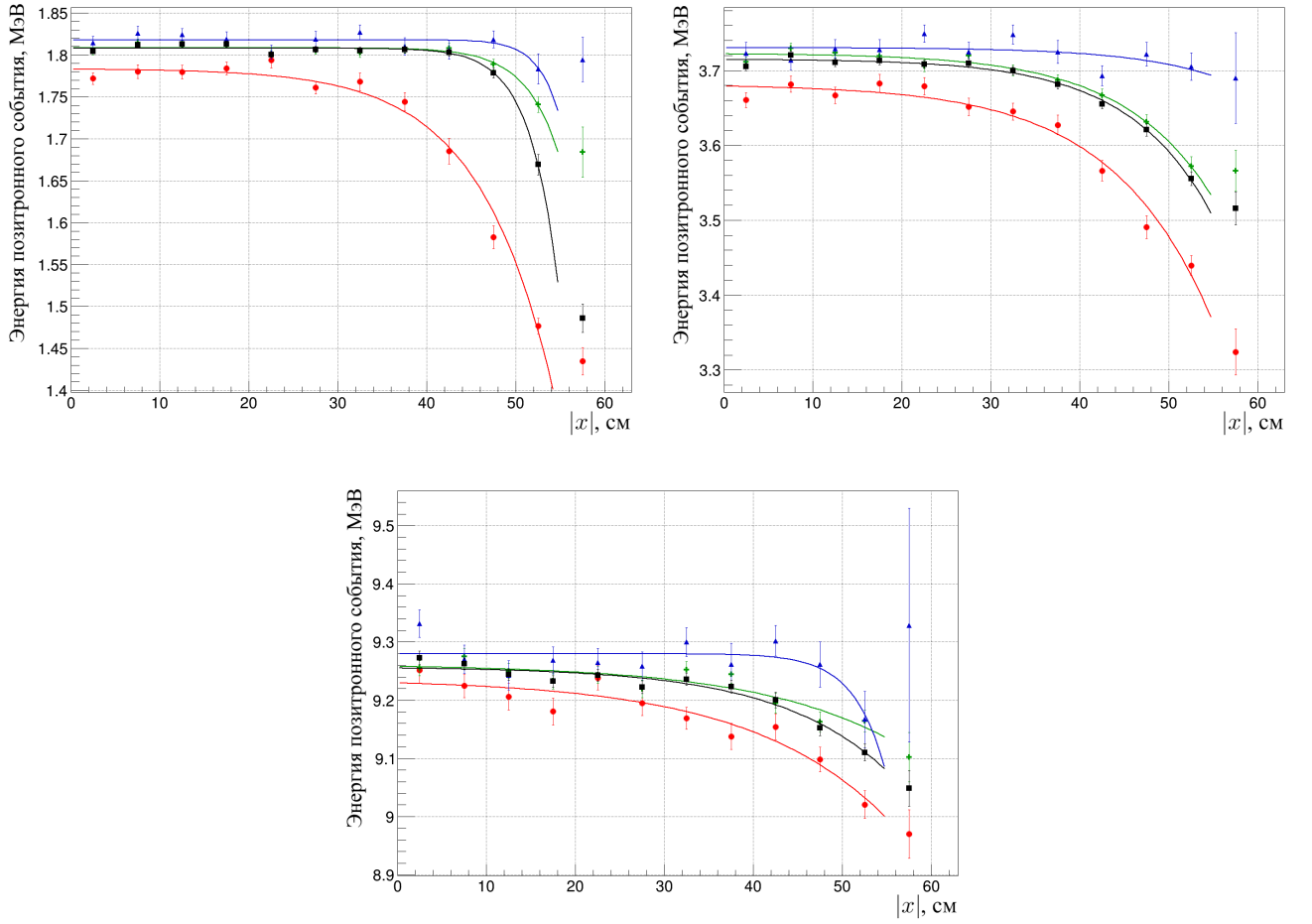


Рисунок 18 — Зависимость энергии позитронного события от расстояния до края детектора для (слева направо, сверху вниз) $E_\nu = 3\text{МэВ}$, 5МэВ , 11МэВ для $N_\gamma = 0$ (красный), $N_\gamma = 1$ (зелёный), $N_\gamma = 2$ (синий) и для всех событий (чёрный)

достигала нуля в точке $|x| = 0$. Затем домножим значения точек на -1 . Получившийся график изображён на рисунке 19.

Полученные кривые действительно лежат достаточно близко друг к другу (за исключением кривой, соответствующей $E_\nu = 2\text{МэВ}$). На рисунке 20 показаны потери, усреднённые для всех энергий нейтрино (кроме $E_\nu = 2\text{МэВ}$) и аппроксимированные функцией

$$\Delta E = a - ae^{c|x|}, \quad (37)$$

гарантированно исходящей из нуля (как и ранее, крайняя правая точка в аппроксимации не участвует). Полученные значения теперь можно использовать в качестве дополнительной поправки к зарегистрированной энергии.

Точка $E_\nu = 2\text{МэВ}$ выделяется среди остальных. Энергия образующегося в результате ОБР позитрона для неё составляет всего $2\text{МэВ} - 1,8\text{МэВ} = 0,2\text{МэВ}$, что более чем в два раза меньше энергии аннигиляционных гамма-квантов. Это

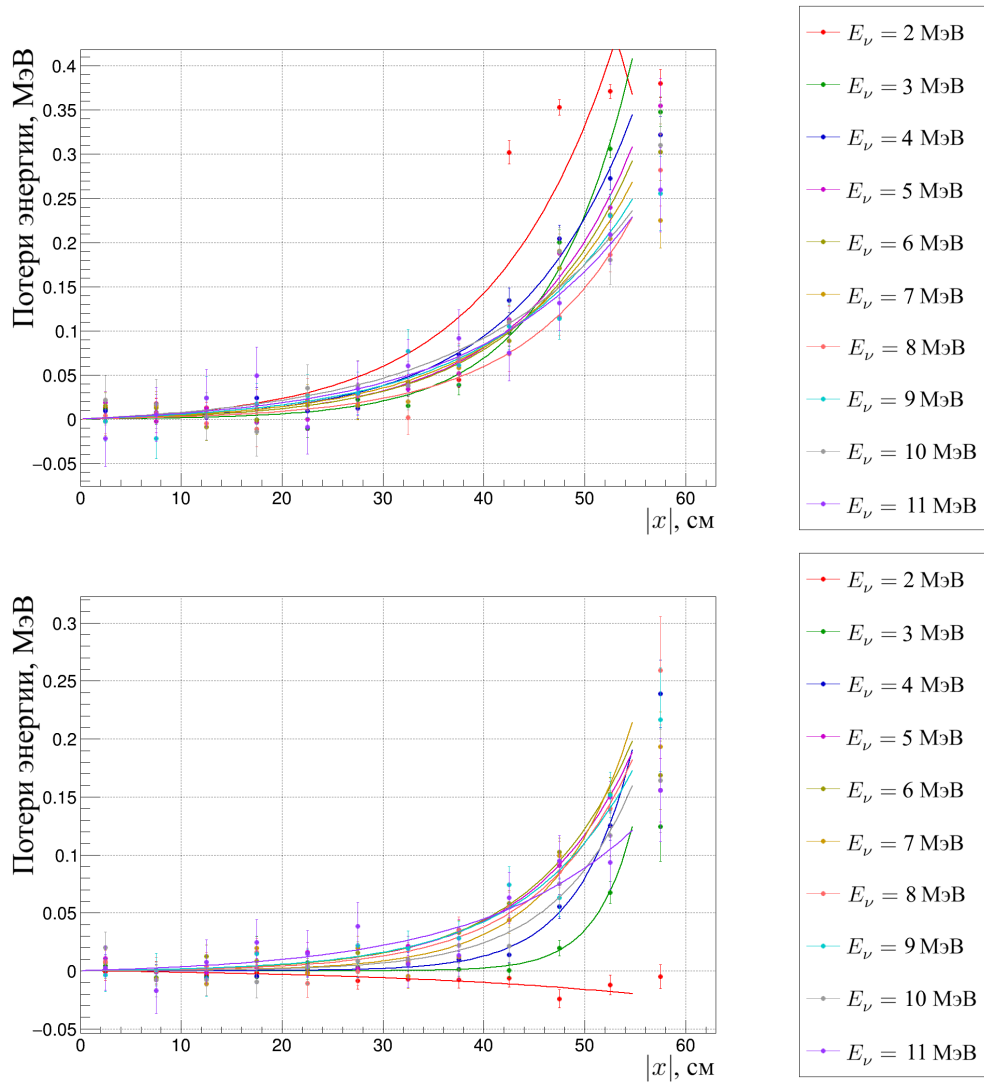


Рисунок 19 — Потери энергии за счёт вылета гамма-квантов для $N_\gamma = 0$ (сверху) и $N_\gamma = 1$ (снизу)

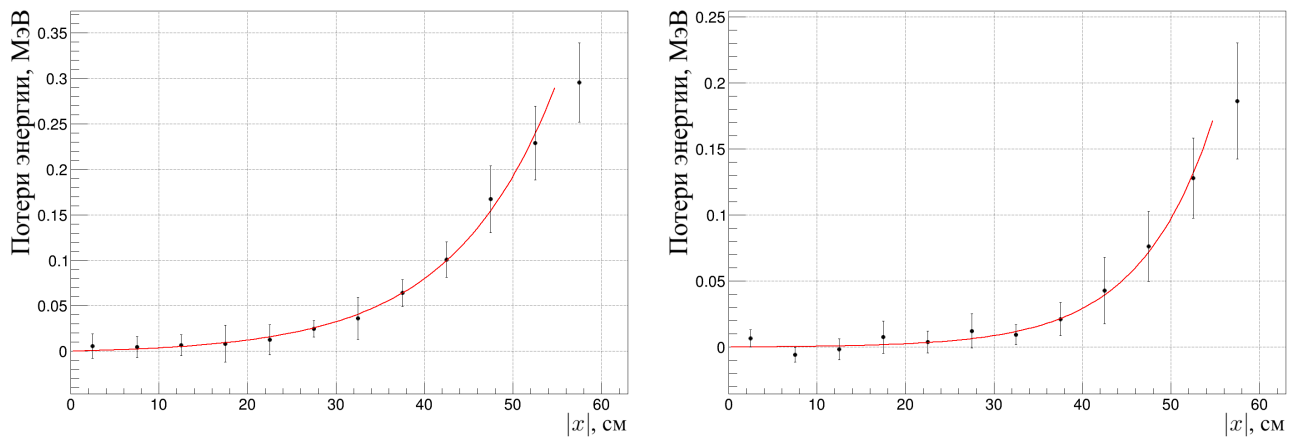


Рисунок 20 — Усреднённые потери энергии за счёт вылета гамма-квантов для $N_\gamma = 0$ (слева) и $N_\gamma = 1$ (справа)

приводит к тому, что при анализе подобных событий мы не можем эффективно отличить сигналы от позитрона и от гамма-квантов, поэтому качество восстановления таких событий значительно снижается. В связи с этим мы во многих случаях исключаем точку $E_\nu = 2 \text{ МэВ}$ из рассмотрения (как мы это сделали, например, на рисунке 20).

5.2 Энергия без поправки

На рисунке 21 приведены распределения по полной энергии позитронного события без учёта поправки на вылет гамма-квантов. Подгонка распределений проводилась несимметричной функцией Гаусса (см. (35)).

Как и следовало ожидать, наибольшую ширину имеют распределения для $N_\gamma = 0$, поскольку они включают в себя три пика, соответствующих различному количеству гамма-квантов, покинувшим детектор (эти пики заметны при маленьких энергиях нейтрино). Распределения для $N_\gamma = 1$ не могут включать события, в которых вылетели оба гамма-кванта, и состоят из двух пиков. Наконец, наилучшее разрешение достигается для $N_\gamma = 2$.

Результаты подгонки позволяют построить калибровочную прямую. Она изображена на рисунке 22. Связь между энергией нейтрино E_ν и регистрируемой энергией E аппроксимировалась прямой

$$E_\nu = kE + E_0. \quad (38)$$

Прямые, соответствующие меньшим значениям N_γ , лежат левее, т. е. регистрируемая энергия в таких событиях меньше. Результаты аппроксимации приведены в таблице 1.

Таблица 1 — Результаты аппроксимации калибровочной прямой и относительно-го энергетического разрешения (без поправки)

N_γ	0	1	2	Все
k	1,065	1,079	1,060	1,082
$E_0, \text{ МэВ}$	1,241	1,044	1,073	1,047
$A, \text{ МэВ}^{1/2}$	0,115	0,094	0,050	0,104
B	0,027	0,033	0,041	0,031
$\varepsilon, \text{ МэВ}$	1,874	1,699	1,55	1,733

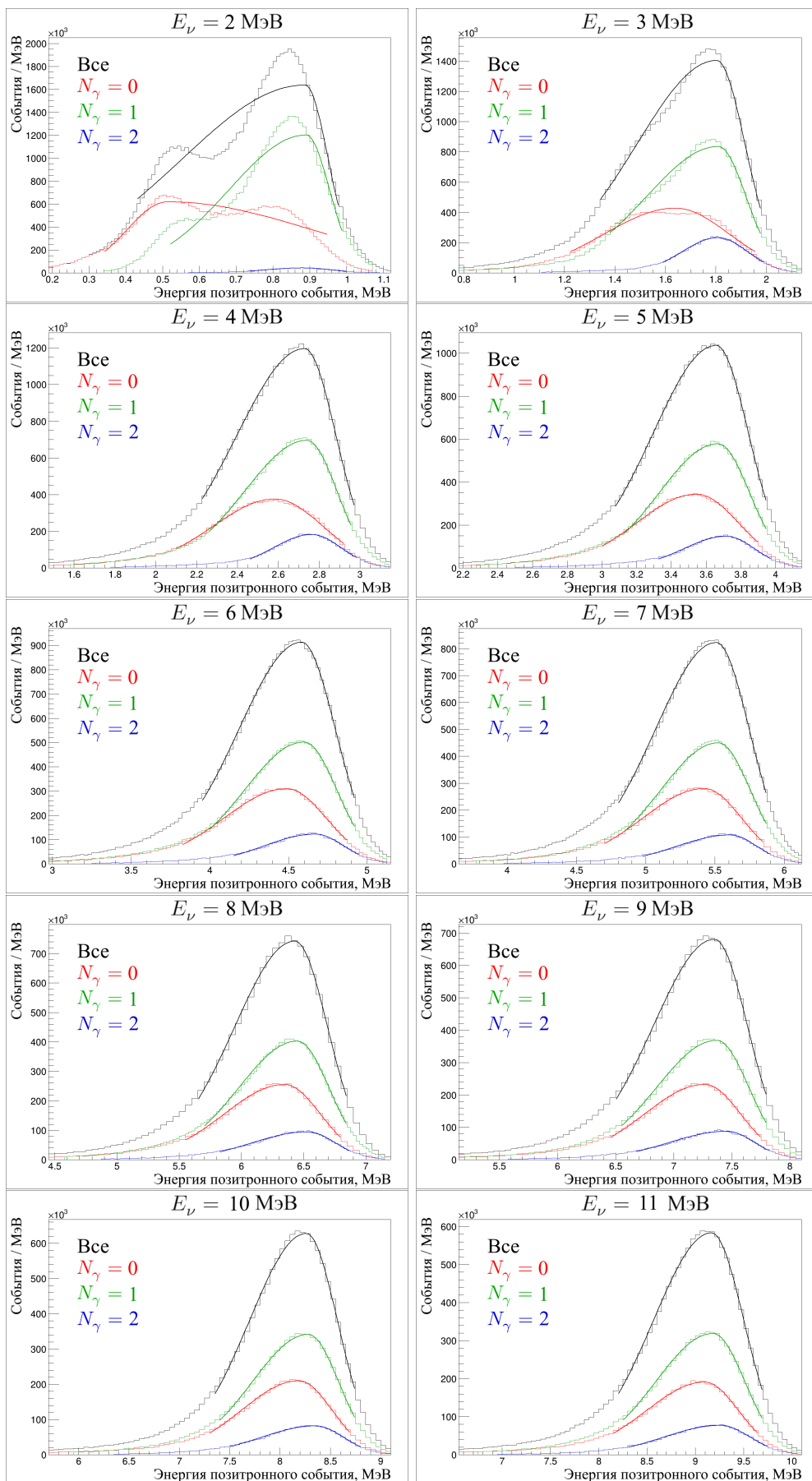


Рисунок 21 — Распределения по полной энергии позитронного события

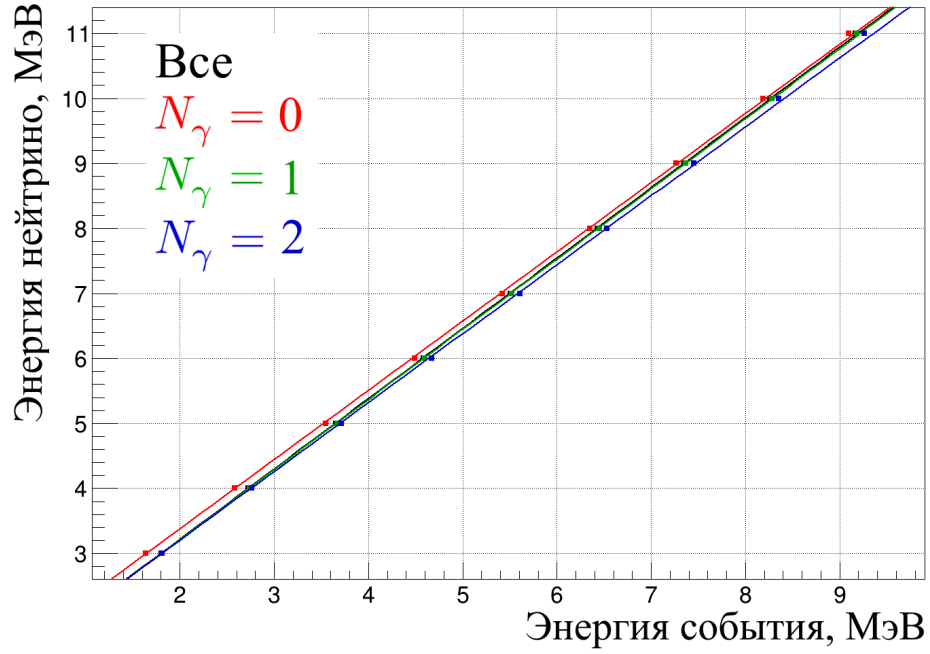


Рисунок 22 — Калибровочная прямая

В качестве энергетического разрешения была взята средняя ширина распределений на рисунке 21:

$$\sigma_E = \frac{\sigma_l + \sigma_r}{2}. \quad (39)$$

Обратный бета-распад с участием нейтрино с энергией E_ν приводит к рождению позитрона с энергией $E_\nu - 1,8$ МэВ. Если добавить к этой величине энергию аннигиляционных гамма-квантов (1 МэВ), то получим, что полное энерговыделение позитронного события в идеальном случае должно быть равно $E_\nu - 0,8$ МэВ. Именно на эту величину делилась ширина σ_E для получения относительного энергетического разрешения. График относительного разрешения изображён на рисунке 23. Подгонка производилась функцией

$$\frac{\sigma_E}{E_\nu - 0,8 \text{ МэВ}} = \frac{A}{\sqrt{E_\nu - \varepsilon}} \oplus B \quad (40)$$

(где $A \oplus B \equiv \sqrt{A^2 + B^2}$), результаты подгонки приведены в таблице 1.

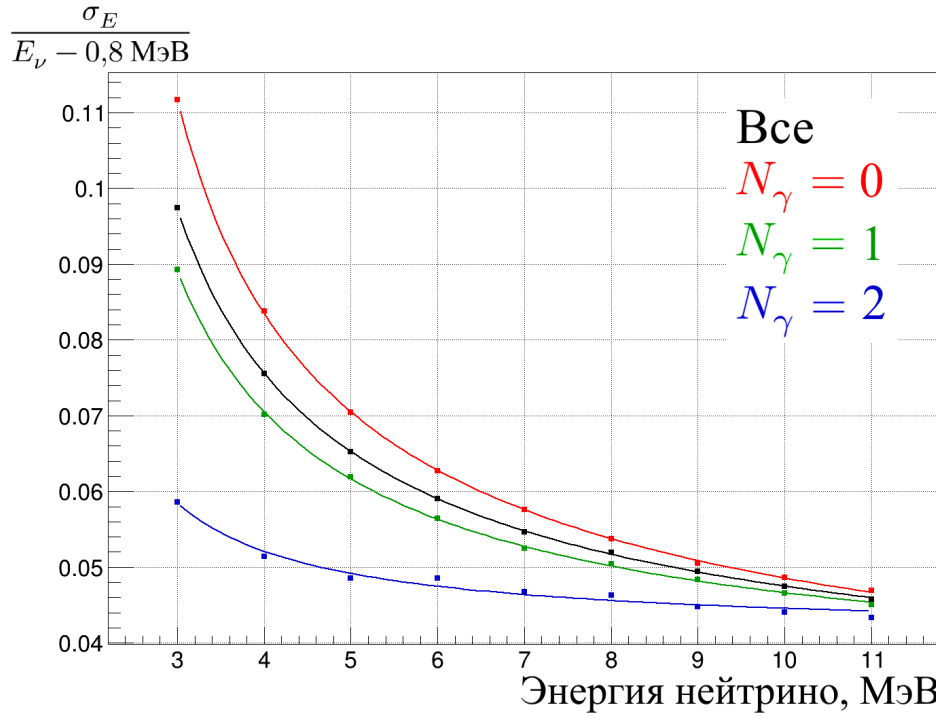


Рисунок 23 — Относительное энергетическое разрешение

5.3 Энергия с поправкой

Рассмотрим теперь, как изменится энергетическое разрешение, если добавить к измеренной энергии поправку, связанную с вылетом гамма-квантов за пределы детектора.

К полной энергии позитронного события в случае $N_\gamma = 0$ будем добавлять три поправки вида (37): по одной для каждой из координат x , y и z . В качестве параметров будем использовать значения, полученные из аппроксимации графика на рисунке 20:

$$\begin{aligned} a_0 &= 0,00264 \text{ МэВ}, \\ c_0 &= 0,860 \text{ см}^{-1}. \end{aligned} \quad (41)$$

Аналогичного вида поправки будем добавлять и к энергии событий с $N_\gamma = 1$, но значения параметров в таком случае будут равны

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,000242 \text{ МэВ}, \\ c_1 &= 0,120 \text{ см}^{-1}. \end{aligned} \quad (42)$$

В случае $N_\gamma = 2$ никаких дополнительных поправок вводить не будем.

Распределения по полной энергии с учётом поправки приведено на рисунке 24. Из сравнения с рисунком 21 видно, что добавленная поправка «прижала» друг к другу три пика, из которых состоят распределения, тем самым уменьшив их ширину.

Калибровочные прямые для различных N_γ , изображённые на рисунке 25, с добавлением поправки сблизились и теперь практически совпадают. Результаты их аппроксимации линейной функцией (38) приведены в таблице 2.

Таблица 2 — Результаты аппроксимации калибровочной прямой и относительно-го энергетического разрешения (с поправкой)

N_γ	0	1	2	Все
k	1,061	1,070	1,060	1,067
E_0 , МэВ	1,067	1,029	1,073	1,044
A , МэВ ^{1/2}	0,102	0,083	0,050	0,087
B	0,032	0,036	0,041	0,035
ε , МэВ	1,836	1,769	1,55	1,681

Наконец, относительное энергетическое разрешение с учётом поправки изображено на рисунке 26; результаты его аппроксимации функцией (40) также приведены в таблице 2.

5.4 Эффективность восстановления событий

Наложим на все имеющиеся события дополнительные критерии отбора и рассмотрим, какая доля событий их проходит.

В качестве критериев выберем следующие.

- 1) Время между двумя триггерами должно быть в диапазоне от 1 мкс до 50 мкс. Для событий с меньшими временами существует риск перекрытия позитронного и нейтронного событий. Большие времена могут не обеспечивать достаточное подавление фона.
- 2) Все три поправленные координаты события лежат в диапазоне от -55 см до 55 см. Таким образом отбрасываются события, где позитрон был рождён вблизи края детектора и мог покинуть его объём.
- 3) Полная энергия нейтронного события превосходит 3 МэВ. Данный критерий предназначен для подавления фона от естественной радиоактивности.

В таблице 3 приведено количество событий, прошедших последовательно каждый из критериев. На рисунке 27 показана доля событий, прошедших все критерии для различных энергий нейтрино.

Таблица 3 — Количество событий, прошедших каждый из критериев отбора. МК — количество смоделированных событий. ПК — первичные критерии, описанные в разделе 3.3

E_ν	МК	ПК	1	2	3	Доля
^{235}U	500 000	383 616	349 488	331 989	257 672	51,5 %
2 МэВ	1 000 000	773 126	704 215	654 252	504 710	50,5 %
3 МэВ	1 000 000	768 839	701 021	665 410	516 576	51,7 %
4 МэВ	1 000 000	766 929	699 275	665 247	516 665	51,7 %
5 МэВ	1 000 000	767 315	699 167	664 689	515 040	51,5 %
6 МэВ	1 000 000	764 952	697 128	662 675	514 026	51,4 %
7 МэВ	1 000 000	764 738	696 881	662 125	514 030	51,4 %
8 МэВ	1 000 000	763 665	696 306	660 833	513 416	51,3 %
9 МэВ	1 000 000	762 856	695 356	659 733	512 518	51,3 %
10 МэВ	1 000 000	762 354	695 007	659 642	512 055	51,2 %
11 МэВ	1 000 000	760 943	693 244	657 301	509 917	51,0 %

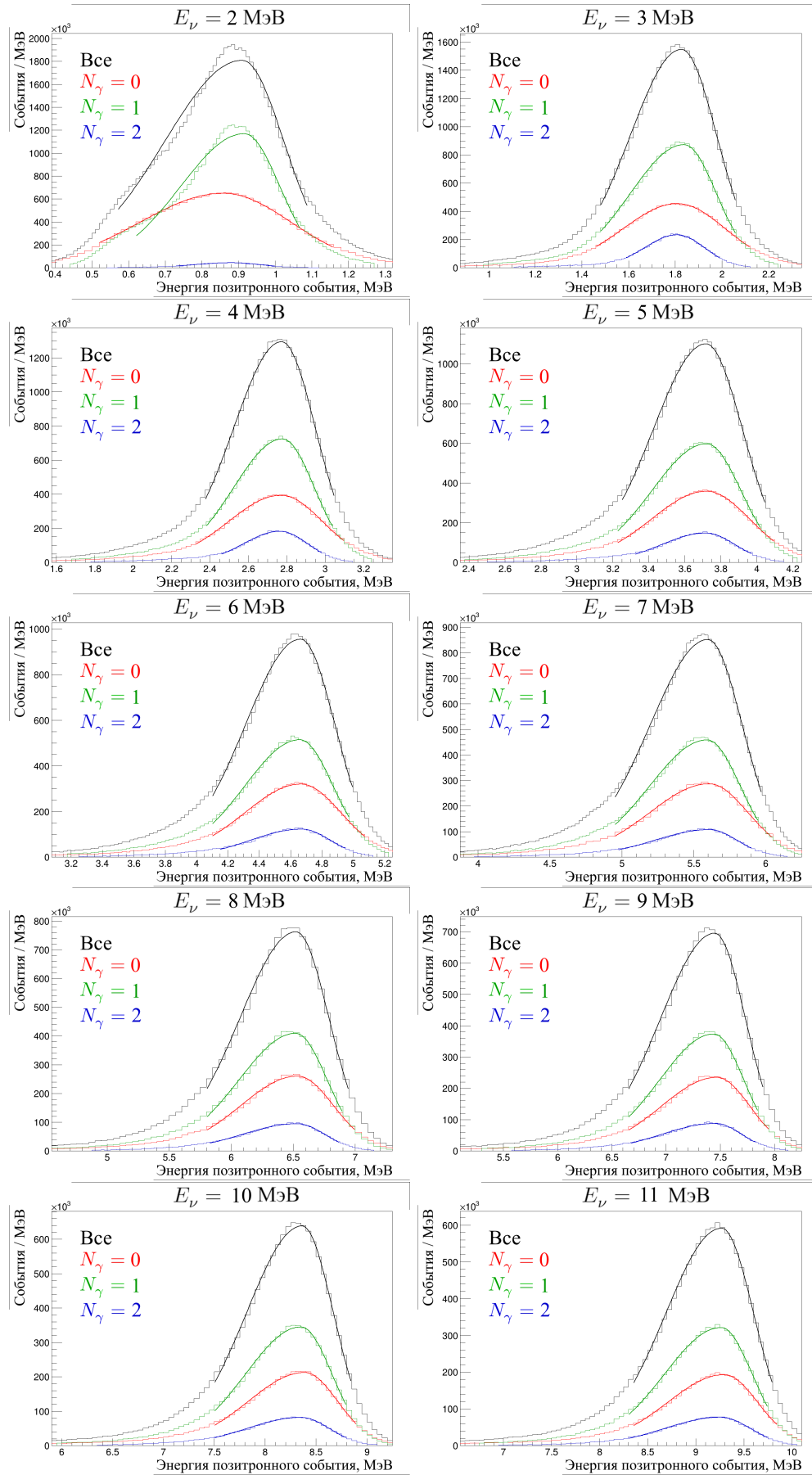


Рисунок 24 — Распределения по полной энергии позитронного события с учётом поправки

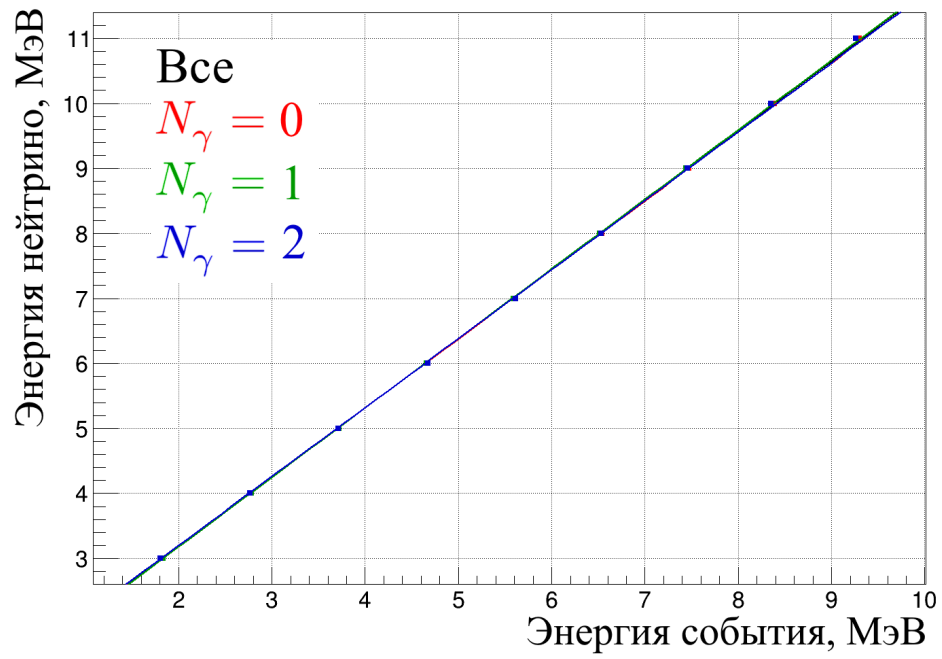


Рисунок 25 — Калибровочная прямая с учётом поправки к энергии

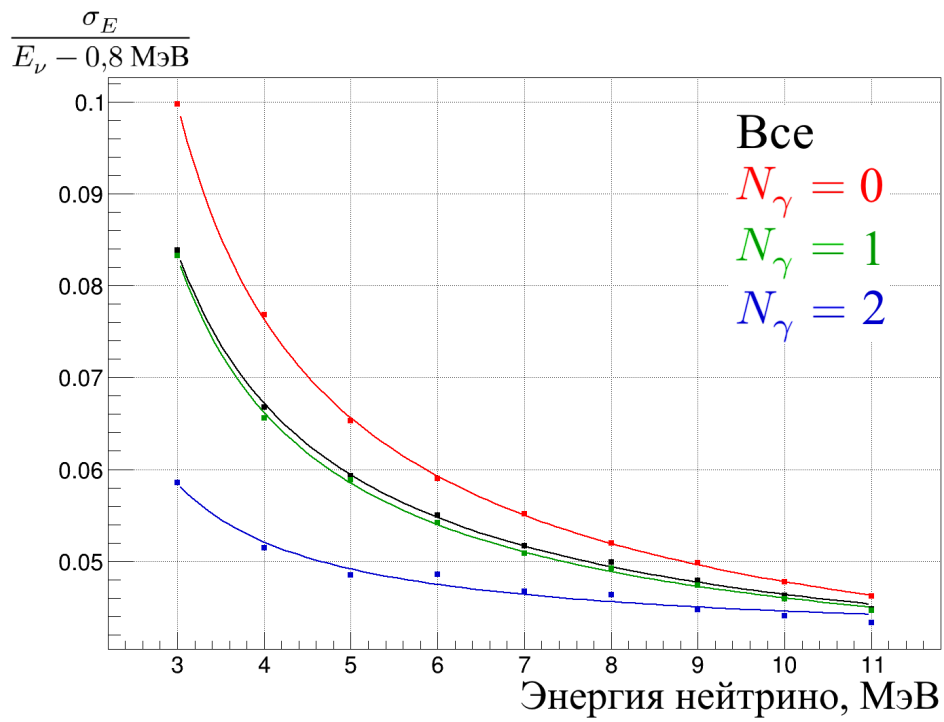


Рисунок 26 — Относительное энергетическое разрешение с учётом поправки к энергии

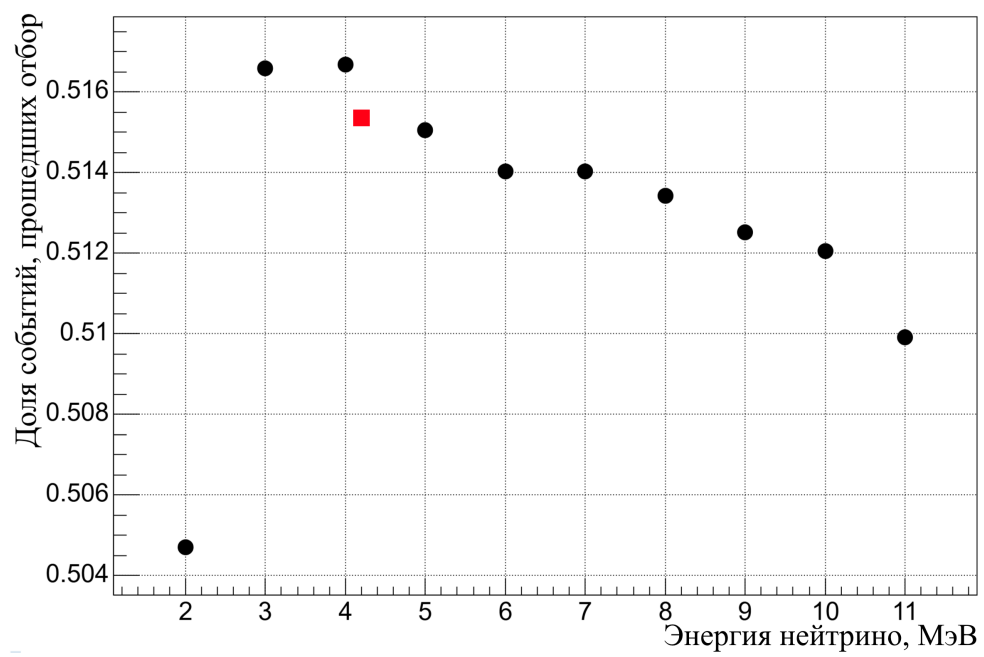


Рисунок 27 — Доля событий, прошедших все критерии отбора. Красным квадратом обозначен спектр ^{235}U (средняя энергия нейтринного спектра 4,2 МэВ)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проводился анализ результатов Монте-Карло-моделирования модернизированного детектора DANSS.

Была разработана программа, создающая на основе этих результатов модель оцифрованного сигнала детектора. Полученный сигнал был обработан, выделенные в нём импульсы были проанализированы и объединены в хиты. Для каждого хита была вычислена продольная координата и энергия.

Был разработан алгоритм по выделению в сигнале позитронного кластера. Изучались топологии выделенных кластеров, проводилось их сравнение с истинными топологиями. Также для каждого события среди хитов, не вошедших в позитронный кластер, осуществлялся поиск таких, которые могли быть вызваны аннигиляционными гамма-квантами. Таким образом, все события были разбиты на три категории по количеству найденных гамма-хитов.

Изучались потери энергии в событиях, связанные с вылетом аннигиляционных гамма-квантов за пределы чувствительного объёма. Для каждой из трёх категорий событий была получена зависимость таких потерь от расстояния до края детектора. Эта зависимость использовалась для введения поправки к энергии события.

Изучалось энергетическое разрешение детектора. Были построены распределения событий по регистрируемой энергии для моноэнергетических нейтрино с энергиями от 2 МэВ до 11 МэВ для трёх категорий событий. Эти распределения были аппроксимированы несимметричной функцией Гаусса. Результаты аппроксимации позволили получить калибровочную прямую и энергетическое разрешение. Аналогичная процедура была проведена и для энергии с учётом поправки, связанной с вылетом гамма-квантов из детектора.

Среднее для всех категорий событий относительное энергетическое разрешение при использовании непоправленной энергии составило (энергия в МэВ)

$$\frac{\sigma_E^{\text{непопр}}}{E_\nu - 0,8} = \frac{10,4 \%}{\sqrt{E_\nu - 1,73}} \oplus 3,1 \%. \quad (43)$$

Введение поправки улучшает разрешение до

$$\frac{\sigma_E^{\text{попр}}}{E_\nu - 0,8} = \frac{8,7 \%}{\sqrt{E_\nu - 1,68}} \oplus 3,5 \% \quad (44)$$

(здесь $A \oplus B \equiv \sqrt{A^2 + B^2}$).

Изучалась также эффективность восстановления событий. Используемые критерии обеспечивают прохождение отбора 51,5% событий для спектра ^{235}U .

Дальнейшее развитие работы может включать в себя усовершенствование алгоритма выделения позитронного кластера, а также изучение энергетического разрешения для отдельных топологий кластеров. Кроме того, к потенциальному улучшению результата может привести введение разных поправок к энергии для каждой из координат.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory / Q. R. Ahmad [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2002. — Vol. 89, no. 1.
2. *Понтекорво Б. М.* Нейтринные опыты и вопрос о сохранении лептонного заряда // *ЖТЭФ*. — 1967. — Т. 53, 5(11). — С. 1717—1725.
3. Direct neutrino-mass measurement based on 259 days of KATRIN data / M. and Aker [et al.] // *Science*. — 2025. — Vol. 388, no. 6743. — P. 180–185.
4. Review of Particle Physics / F. Takahashi [et al.] // *Int. J. Mod. Phys. A*. — 2026. — Vol. 41. — P. 2630011.
5. *Засов А. В., Поснов К. В.* Общая астрофизика. — Фрязино : Век 2, 2011. — 576 с.
6. *Мухин К. Н.* Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. Физика атомного ядра. — СПб : Лань, 2025. — 384 с.
7. Light Sterile Neutrinos: A White Paper / K. N. Abazajian [и др.]. — 2012.
8. Evidence for Neutrino Oscillations from the Observation of Electron Anti-neutrinos in a Muon Anti-Neutrino Beam / A. Aguilar [et al.] // *Physical Review D*. — 2001. — Vol. 64, no. 11.
9. Unexplained Excess of Electronlike Events from a 1-GeV Neutrino Beam / A. A. Aguilar-Arevalo [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2009. — Vol. 102, no. 10.
10. Event Excess in the MiniBooNE Search for $\tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\nu}_e$ Oscillations / A. A. Aguilar-Arevalo [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2010. — Vol. 105, no. 18.
11. Reanalysis of the GALLEX solar neutrino flux and source experiments / F. Kaether [et al.] // *Physics Letters B*. — 2010. — Vol. 685, no. 1. — P. 47–54.

12. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III. Results for the 2002–2007 data-taking period / J. N. Abdurashitov [et al.] // *Physical Review C*. — 2009. — Vol. 80, no. 1.
13. *Acero M. A., Giunti C., Laveder M.* Limits on ν_e and $\bar{\nu}_e$ disappearance from Gallium and reactor experiments // *Physical Review D*. — 2008. — Vol. 78, no. 7.
14. DANSS: Detector of the reactor AntiNeutrino based on Solid Scintillator / I. Alekseev [et al.] // *JINST*. — 2016. — Vol. 11, no. 11. — P11011.
15. Search for sterile neutrinos at the DANSS experiment / I. Alekseev [et al.] // *Physics Letters B*. — 2018. — Vol. 787. — P. 56–63.
16. *Skrobova N.* Upgrade of the DANSS detector of reactor antineutrino // *PoS*. — 2022. — Vol. ICHEP2022. — P. 1171.