

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»

На правах рукописи

ГАВВА ОКСАНА

**МОДЕЛИРОВАНИЕ БЛИЖНЕГО ДЕТЕКТОРА ДЛЯ
НЕЙТРИННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА P20**

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

Научный руководитель,
д.ф.-м.н., проф.

_____ А. А. Соколов

Москва 2022

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**МОДЕЛИРОВАНИЕ БЛИЖНЕГО ДЕТЕКТОРА ДЛЯ
НЕЙТРИННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА P20**

Студент

_____ О. Гавва

Научный руководитель,

д.ф.-м.н., проф.

_____ А. А. Соколов

Рецензент,

д.ф.-м.н., снс

_____ В. Н. Уваров

Секретарь ГЭК,

к.ф.-м.н.

_____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,

д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Д. Скорохватов

Рук. учеб. прог.,

д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Д. Скорохватов

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
1 Нейтринные осцилляции	9
1.1 Теория нейтринных осцилляций	9
1.2 MSW-эффект	10
1.3 Вероятность нейтринных осцилляций	11
1.4 Измерение параметров нейтринных осцилляций	12
2 Эксперимент P2O	15
2.1 Научный потенциал эксперимента P2O	15
2.2 KM3NeT/ORCA	16
2.3 Ускорительный комплекс в Протвино	17
2.4 Нейтринный пучок	18
2.5 Ближний детектор	20
3 Метод "меченых" нейтрино	22
4 Моделирование канала "меченых" нейтрино в эксперименте P2O	26
4.1 Моделирование нейтринного канала	26
4.2 Система мечения	31
4.3 Многократное рассеяние частиц в плоскостях мечения	34
4.4 Расчеты оптимальных параметров для станции мечения	36
Заключение	39
Список использованных источников	40

ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино - одна из наиболее распространенных частиц во Вселенной, изучение свойств и взаимодействий которой продолжается более полувека. Но, невзирая на интенсивность работ в этой области и значительный прогресс экспериментальной техники, исследования свойств нейтрино и сегодня остаются широко востребованными и актуальными. Основные проблемы связаны с выяснением природы нейтрино, которые могут быть дираковскими или майорановскими фермионами; с определением значений и иерархии масс нейтрино; с прецизионными измерениями свойств нейтрино в процессе их распространения в вакууме и веществе.

Целью данной работы является моделирование канала "меченых" нейтрино в рамках эксперимента Protvino to ORCA (P2O). В ходе исследования ставились следующие **задачи**:

- 1) Описать суть метода "меченых" нейтрино и его преимущества и провести моделирование нейтринного канала, позволяющего формировать "меченые" нейтрино;
- 2) Провести расчеты для нахождения оптимальных параметров геометрии станции мечения;
- 3) Рассмотреть необходимость учета поправок на многократное рассеяние частиц, проходящих через станции мечения.
- 4) Рассмотреть влияния разрешения координатных пиксельных детекторов на ошибки измерения импульса нейтрино с использованием метода "меченых" нейтрино.

В стандартной модели физики элементарных частиц нейтрино — это элементарная частица со спином $1/2$, не имеющая электрический заряд, цвет и массу и взаимодействует только посредством слабого взаимодействия. Нейтрино имеет три аромата: ν_e , ν_μ , ν_τ , связанные с заряженными лептонами: электроном, мюоном и тау, где в свою очередь лептонное число каждого поколения сохраняется.

Первое предположение о существовании нейтрино исходило от экспериментов по β -распаду ($n \rightarrow p + \bar{\nu}_e + e^-$). Казалось, что β -распад нарушает закон сохранения энергии из-за его непрерывного электронного спектра. Паули предсказал существование нейтрино в 1930 году [1], позже теория была расширена Энрико Ферми в 1934 г. В теории Ферми ток-токовое взаимодействие было введено по аналогии квантовой электродинамики. Его модели удалось воспроизвести форму бета-спектра и расширить описание для распада мюона и захвата мюона ядром. Спустя тридцать лет нейтрино впервые обнаружили Рейнес и Коуэн в 1953 году [2], наблюдая обратный β -распад ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) от ядерного реактора методом задержанных совпадений. Через несколько лет в 1959 году [3] Дэвис и Хармер показали, что нейтрино и антинейтрино — разные частицы. Теория Ферми была модифицирована с учетом новых экспериментальных результатов. В 1956 году Ли и Ян заметили, что четность не всегда сохраняется в процессах, управляемых слабым взаимодействием [4]. В 1957 г. нарушение четности было подтверждено экспериментально Ву и другими экспериментаторами [5]. Эксперимент Гольдхабера показал, что нейтрино всегда имеют одинаковую спиральность в β -распаде. В 1958 году Сударшан и Маршак, Фейнман и Гелл-Манн предложили теорию слабого взаимодействия для того, чтобы объяснить экспериментальные результаты [6],[7]. А в 1967 году Абдусом Саламом, Шелдоном Глэшоу и Стивеном Вайнбергом была создана электрослабая теория. Теория, объединяющая электрослабую теорию и квантовую хромодинамику (КХД) в наши дни называют «стандартной моделью». В стандартной модели, слабое взаимодействие подчиняется калибровочной теории $SU(2)_L \times U(1)_Y$, где нижний индекс L указывает, что $SU(2)$ превращения идут только на левых частицах, а Y — гиперзаряд. Теория калибровочных инвариантов должна иметь безмассовый бозон. В стандартной модели массивный калибровочный бозон получается за счет механизма Хиггса спонтанным нарушением симметрии. В теории три калибровочных бозона (W^\pm, Z^0), которые относятся к слабому взаимодействию. Взаимодействия через W -бозоны называются взаимодействием заряженного тока (CC), при котором заряженные частицы находятся в конечном состоянии. Взаимодействие через Z -бозон, называются взаимодействием нейтрального тока (NC), где нейтрино просто передает импульс другим частицам (рис.1). Связь нейтринного и лептонного полей Ψ_ν, Ψ_l с W^\pm и Z^0 описываются следующим

образом:

$$-\frac{g_W}{2\sqrt{2}}(\bar{\Psi}_\nu\gamma_\mu(1-\gamma^5)\Psi_l)W^\mu \quad (1)$$

$$-\frac{g_W}{\theta_W}(\bar{\Psi}_\nu\gamma_\mu(1-\gamma^5)\Psi_\nu)Z^\mu \quad (2)$$

где θ_W — угол слабого смешивания (так называемый угол Вайнберга), а g_W — константа связи к W^\pm . Существование нейтрального тока было подтверждено в 1973 г. в нейтринном эксперименте в пузырьковой камере Gargamelle в CERN [8], а прямое наблюдение W^\pm и Z^0 было сделано в 1983 г. на коллайдере pp^- в CERN [9]. Массы калибровочных бозонов измерялись $m_{W^\pm}=80.385$ ГэВ/ c^2 и $m_{Z^0} = 91.1876$ ГэВ/ c^2 , которые согласуются с предсказанными значениями измерения поперечного сечения нейтрино. В 2012 году последний элемент стандартной модели, бозон Хиггса, наконец, был обнаружен в экспериментах на Большом адронном коллайдере. До 1962 года теории о нейтрино предполагали, что все нейтрино одинаковы, за исключением различия между нейтрино и антинейтрино. Эксперимент Л.М. Ледермана, М. Шварца и Дж. Стейнбергера на синхротроне с переменным градиентом показал, что нейтрино от распада пиона $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ производили только мюоны, а не электроны. Это свидетельствует о том, что существует больше, чем одно поколение нейтрино. После открытия τ -лептона в 1975 г. была предложено существование связи нейтрино с τ , а прямое наблюдение нейтрино третьего поколения ν_τ было обнаружено в FermiLab в 2000 году [10].

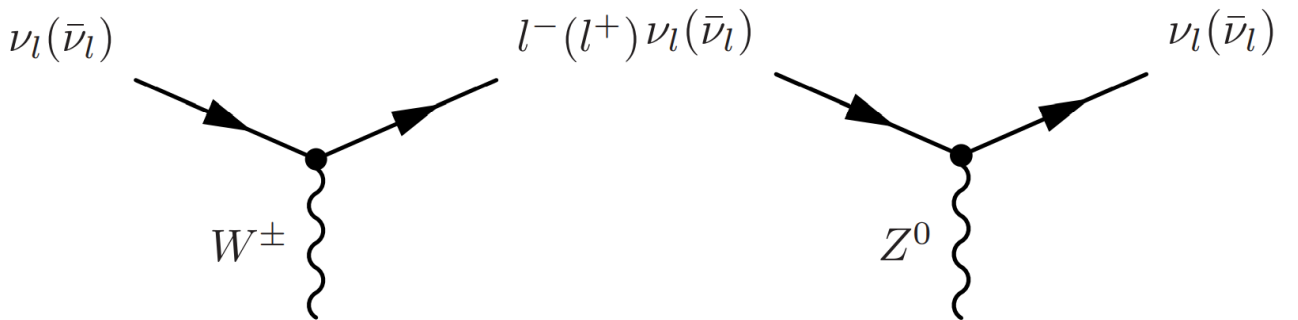


Рисунок 1 — слева - взаимодействие заряженного тока (CC), справа - взаимодействие нейтрального тока (NC).

Стандартная модель успешно описывает практически все экспериментальные результаты вплоть до ~ 14 ТэВ. Однако стандартную модель следует модифицировать, чтобы учесть массу нейтрино.

Тот факт, что нейтрино имеет ненулевую массу, как известно, является явлением, «выходящим за рамки стандартной модели», поскольку стандартная модель предполагает точно нулевую массу. Существование ненулевой массы у нейтрино вытекает из обнаружения нейтринных осцилляций.

Первое указание было получено из «проблемы солнечных нейтрино». В 1967 г. Дэвис измерил нейтрино, приходящее от Солнца с ^{37}Cl , и обнаружил, что поток нейтрино составляет $1/3$ от ожидаемого значения в стандартной солнечной модели. Этот дефицит также наблюдали Kamiokande, GALLEX, GNO и SAGE в конце 1980-х гг. Первое свидетельство осцилляции солнечных нейтрино были получены из экспериментов Супер-Камиоканде[11] и SNO[12] в 2001 г. Супер-Камиоканде измерил нейтрино на взаимодействие заряженного тока, в то время как SNO измерял взаимодействие как заряженного, так и нейтрального тока. Только ν_e измеряется при CC-взаимодействии из-за низкой энергии солнечного нейтрино, тогда как NC-взаимодействие чувствительно к другим ароматам нейтрино. Результаты SNO показали, что поток электронных нейтрино составил $1/3$ ожидаемого значения, с другой стороны, абсолютный поток согласовывался со стандартной солнечной моделью в сочетании с данными рассеяния электронов Супер-Камиоканде.

Еще одно указание на осцилляцию нейтрино пришло из наблюдаемой «аномалии атмосферных нейтрино» обнаруженной в эксперименте Камиоканде. Когда космический луч взаимодействует с ядром в атмосфере, нейтрино образуются в результате распада пиона и распада мюона. Отношение потоков нейтрино $(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ оценивается равным около двух. Однако эксперимент Камиоканде показал, что соотношение данных и моделирования этого отношения потоков было получено 0.6. Аналогичные результаты были получены в экспериментах IMB и Soudan-2.

В 1998 году Супер-Камиоканде наблюдал дефицит атмосферных мюонов, зависящий от зенитного угла потока нейтрино, который согласовывался с осцилляциями двух ароматов $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, которые теперь известно как открытие осцилляций нейтрино. Первая демонстрация колебаний $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ с использованием искусственно произведенных нейтрино была сделана экспериментом K2K. Мюонные нейтрино были получены на КЕК PS в Цукубе, Япония, и обнаружены в Супер-Камиоканде. K2K наблюдал дефицит мюонных нейтрино также как и с осцилляциями атмосферных нейтрино. Прямым подтверждением осцил-

ляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ было достигнуто экспериментом OPERA в 2014 г [13].

Нейтринная физика — одна из наиболее активно развивающихся областей физики элементарных частиц, многие фундаментальные параметры которой все еще ожидают экспериментального подтверждения, и открывает большие перспективы для нового понимания физики за пределами Стандартной модели. Два открытых вопроса в нейтринной физике заключаются в необходимости подтверждения (или опровержения) наличия нарушения зарядовой четности (CP) в лептонном секторе, например, из-за CP-нарушающей дираковской фазы в матрице смешивания нейтрино, и в измерении иерархии масс нейтрино, т.е. в относительном упорядочении трех собственных состояний массы нейтрино. На оба вопроса можно ответить, изучая осцилляции ГэВ-ных нейтрино в экспериментах с длинной базой ($\gg 100$ км). Эксперимент Protvino to ORCA (P2O) обеспечит хорошую базу для подобного изучения. Проведение исследования в данном эксперименте с использованием метода "меченых" нейтрино является **актуальной задачей** на данный момент.

1 НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ

1.1 ТЕОРИЯ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Осцилляция нейтрино возникает, когда собственное состояние массы и собственное состояние аромата не идентичны. Связь между собственными состояниями аромата и массы может быть записана с помощью унитарной матрицы, называемой матрицей Понтекорво-Маки-Накагава-Саката U (PMNS), представленная Э. Маки, М. Накагавой и С.Саката [14]:

$$|\nu_i\rangle = \sum_j U_{ij} |\nu_j\rangle \quad (1.1)$$

Матрица PMNS U может быть записана с тремя углами смешивания: θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} и фазой, нарушающей CP-четность, δ_{CP} :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{13} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

где s_{ij} и c_{ij} обозначают $\sin\theta_{ij}$ и $\cos\theta_{ij}$ соответственно. Временное изменение массового собственного состояния $|\nu_j\rangle$ при прохождении нейтрино расстояния L в вакууме:

$$|\nu_j(t)\rangle = e^{-i(E_j t - p_j L)} |\nu_j(0)\rangle \quad (1.3)$$

Предполагая ультрарелятивистский предел $p \gg m_j$, где m_j масса нейтрино:

$$E_j = \sqrt{p_j^2 + m_j^2} = p_j + \frac{m_j^2}{2E} \quad (1.4)$$

Временное изменение собственного состояния массы после прохождения $t = L$ дается следующим образом.

$$|\nu_j(t)\rangle = \exp\left(-i\frac{m_j^2 L}{2E}\right) |\nu_j(0)\rangle \quad (1.5)$$

Следовательно, временная эволюция собственного состояния аромата $|\nu_\alpha\rangle$ дается:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j} \exp\left(-i\frac{m_j^2 L}{2E}\right) |\nu_j(0)\rangle \quad (1.6)$$

Тогда вероятность колебаний $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ определяется:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta(t) | \nu_\alpha(0) \rangle|^2 \quad (1.7)$$

$$= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2\left(\frac{\delta m_{ij}^2 L}{4E}\right) \quad (1.8)$$

$$+ 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin\left(\frac{\delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \quad (1.9)$$

где $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$.

1.2 MSW-ЭФФЕКТ

Когда нейтрино проходят через плотную среду, такую как Земля, нейтрино взаимодействуют с электронами в веществе. ν_μ и ν_τ взаимодействует с электронами посредством взаимодействия нейтрального тока, но с другой стороны, ν_e взаимодействует с электроном посредством взаимодействия как заряженного, так и нейтрального тока. Таким образом, электронные нейтрино чувствуют потенциал, отличный от нейтрино других ароматов, и изменяют вероятности осцилляций нейтрино. Этот эффект получил название эффекта Михеева-Смирнова-Вольфенштейна [15],[16]. Эффект материи описывается как эффективный потенциал для уравнения Шрёдингера нейтрино в вакууме.

$$V \equiv \sqrt{2} G_F n_e \quad (1.10)$$

где G_F обозначает постоянную Ферми, а n_e обозначает плотность электронов.

1.3 ВЕРОЯТНОСТЬ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Вероятность осцилляций для $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ в первом порядке влияния вещества записывается следующим образом:

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = & 4c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \left(1 + \frac{2a}{\Delta m_{31}^2} (1 - 2s_{13}^2) \right) \sin^2 \Phi_{31} + \\
& + 8c_{13}^2 s_{12} s_{13} s_{23} (c_{12} c_{23} \cos \delta_{CP} - s_{12} s_{13} s_{23}) \cos \Phi_{32} \sin \Phi_{31} \sin \Phi_{21} - \\
& - 8c_{13}^2 c_{12} c_{23} s_{12} s_{13} s_{23} \sin \delta_{CP} - \sin \Phi_{32} \sin \Phi_{31} \sin \Phi_{21} + \\
& + 4s_{12}^2 c_{13}^2 (c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{23}^2 s_{13}^2 - 2c_{12} c_{23} s_{12} s_{13} \cos \delta_{CP}) \sin \Phi_{21} - \\
& - 2c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \frac{aL}{E} (1 - 2s_{13}^2) \cos \Phi_{32} \sin \Phi_{31} \quad (1.11)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = & 1 - 4c_{13}^2 s_{23}^2 (c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \sin^2 \Phi_{32} - \\
& - 4c_{13}^2 s_{23}^2 (s_{12}^2 c_{23}^2 + c_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2) \sin^2 \Phi_{31} + \\
& + c_{13}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 (1 - 2c_{13}^2 s_{23}^2 \frac{8a}{\Delta m_{31}^2} \sin \Phi_{31} (\sin \Phi_{31} - \Phi_{31} \sin^2 \Phi_{31}) - \\
& - 8c_{12} c_{13}^2 c_{23} s_{12} s_{13} s_{23}^3 \cos \delta_{CP} (\sin^2 \Phi_{31} - \sin^2 \Phi_{32} - \\
& - 4((c_{12}^2 c_{23}^2 + s_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2)(s_{12}^2 c_{23}^2 + c_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2) + \\
& + 2c_{12} c_{23} s_{12} s_{23} (c_{23}^2 - s_{13}^2 s_{23}^2)(c_{12}^2 - s_{12}^2) \cos \delta_{CP} - \\
& - 4c_{12}^2 c_{23}^2 s_{12}^2 s_{13}^2 s_{23}^2 \cos^2 \delta_{CP}) \sin^2 \Phi_{21} \quad (1.12)
\end{aligned}$$

где

$$\Phi_{ij} \equiv \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \quad (1.13)$$

$$a \equiv 2\sqrt{2} G_F n_e \quad (1.14)$$

а s_{ij} и c_{ij} обозначают $\sin \theta_{ij}$ и $\cos \theta_{ij}$. Вероятность осцилляции антинейтрино $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ получаются простой заменой δ_{CP} и a на δ_{CP} и $-a$.

Рисунок 1.1 показывает вероятности колебаний $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ при $L = 295$ км и $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ для различных значений δ_{CP} . Осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ не нарушают CP-симметрию, а $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ нарушают CP-симметрию, если $\sin\delta_{CP}$ имеет ненулевое значение [17].

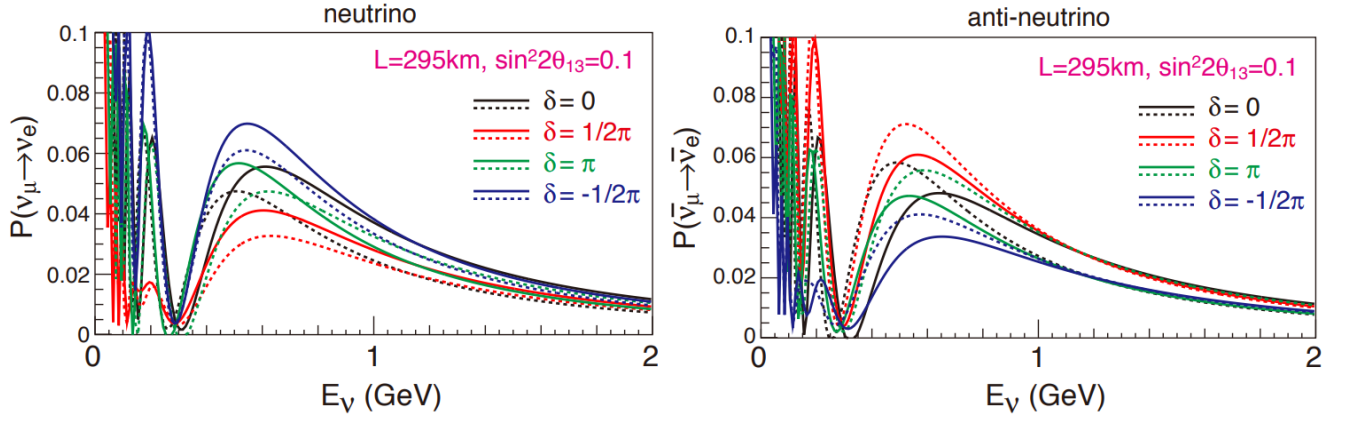


Рисунок 1.1 — Вероятности колебаний $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ с $L=295$ км и $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$. Сплошная линия и пунктирная линия соответствуют нормальной и инвертированной иерархии соответственно [18].

1.4 ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Интенсивные потоки нейтрино постоянно испускаются Солнцем; нейтрино также возникают в распадах адронов, образующихся при столкновениях космических лучей с ядрами в верхних слоях атмосферы, при работе ядерных реакторов; возможно образование нейтрино на ускорителях. Эти источники использовались в течение последних десятилетий для изучения свойств нейтрино, для измерения параметров их осцилляций.

Первые указания на изменение аромата (типа) нейтрино были получены из наблюдения аномалии в потоке солнечных электронных нейтрино. В 1970 году в эксперименте Homestake [19] наблюдался дефицит электронных нейтрино по сравнению с предсказаниями, сделанными в рамках стандартной солнечной модели (SSM)[20]. Эта аномалия позднее была подтверждена в экспериментах SAGE и GALLEX.

Эксперимент в нейтринной обсерватории Sudbury (SNO) дал прямое подтверждение существования изменения нейтринного аромата [12]. С использова-

нием реакции заряженного тока (CC) $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ здесь был подтвержден дефицит солнечных электронных нейтрино 8B цикла. Одновременное изучение реакции нейтрального тока (NC) $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$, которая одинаково чувствительна ко всем активным типам нейтрино (ν_e, ν_μ, ν_τ), дало возможность показать сохранение полного потока солнечных нейтрино 8B цикла, согласующееся с предсказанием SSM. Тем самым было доказано, что некоторые из электронных нейтрино при прохождении их от точки образования на Солнце до точки их регистрации на Земле изменяют свой тип.

Эти измерения позволили получить оценки параметров Δm_{21}^2 и $\sin^2 2\theta_{12}$, которые управляют осцилляциями $\nu_e \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$). Причем учет резонансного эффекта из-за взаимодействия нейтрино с веществом Солнца позволил измерить не только абсолютное значение, но и определить знак разности квадратов масс нейтрино $\Delta m_{21}^2 = (m_2^2 - m_1^2)$.

В дополнение к экспериментам с солнечными нейтрино параметры Δm_{21}^2 , $\sin^2 2\theta_{12}$ с хорошей точностью были измерены также при изучении вариации потоков $\bar{\nu}_e$ от реакторов в зависимости от L/E в эксперименте KamLAND [21].

Измерение потоков атмосферных нейтрино (ν_μ) в эксперименте Super-Kamiokande, а также ускорительные эксперименты, в которых используются большие пролетные базы, K2K, а также MINOS и T2K позволили измерить значения $|\Delta m_{32}^2|$ и $\sin^2 2\theta_{23}$, которые управляют осцилляциями $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$.

До недавнего времени был известен только верхний предел на значение угла θ_{13} . Лучшее ограничение было получено из измерения потоков антинейтрино $\bar{\nu}_e$ в реакторном эксперименте CHOOZ [22]. В 2012 году значение угла смешивания θ_{13} было измерено в реакторных экспериментах нового поколения Daya Bay, RENO, Double Chooz. Ускорительные эксперименты, в которых изучаются осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$, $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, также могут измерять угол θ_{13} . Осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ наблюдались в экспериментах T2K, MINOS. Значимость наблюдения этих осцилляций состоит в том, что если они существуют, то угол θ_{13} не равен нулю. Значение этого угла может быть извлечено из измеренных параметров $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ осцилляций. Ненулевое значение угла θ_{13} дает возможность измерить оставшиеся пока неизвестными параметры: CP-нарушающую фазу δ_{CP} и знак Δm_{31}^2 , который фиксирует иерархию масс нейтрино. Наиболее точное значение θ_{13} получено из глобального фита результатов реакторных экспериментов Daya Bay, RENO, Double Chooz и ускорительных экспериментов T2K и MINOS.

Измеренное значение $\theta_{13} \sim 9^\circ$ достаточно велико, что открывает хорошие перспективы для измерения неизвестных пока значений параметров осцилляций.

В настоящее время измеренные параметры нейтринных осцилляций определены в экспериментах с точностью на уровне нескольких процентов. Глобальный фит данных по измерению потоков нейтрино в проведенных экспериментах дает следующие значения для данных параметров:

$$\begin{aligned} \sin^2(2\theta_{12}) &= 0.857 \pm 0.024, \quad \Delta m_{21}^2 = (7.50 \pm 0.20) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2, \\ \sin^2(2\theta_{23}) &> 0.95, \quad |\Delta m_{32}^2| = (2.32 \pm_{0.08}^{0.12}) \text{ эВ}^2, \quad \sin^2(2\theta_{13}) = 0.095 \pm 0.010. \end{aligned}$$

Долгосрочная цель нейтринных экспериментов следующего поколения будет заключаться в определении матрицы смешивания нейтрино, по крайней мере, с тем же уровнем "избыточности" и точности, что и матрицы смешивания кварков.

2 ЭКСПЕРИМЕНТ P2O

2.1 НАУЧНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ЭКСПЕРИМЕНТА P2O

Ускорительный комплекс в Протвино может предложить богатую программу экспериментальных исследований в области физики нейтрино. Особый интерес представляет возможность направить нейтринный пучок из Протвино на детектор KM3NeT/ORCA, строящийся в настоящее время в Средиземном море в 40 км от побережья Тулона, Франция. Это предложение известно как P2O эксперимент [23]. Благодаря базовой линии в 2595 км этот эксперимент обеспечит беспрецедентную чувствительность к воздействию вещества в Земле, что позволит определить упорядочение массы нейтрино с высокой степенью достоверности всего после нескольких лет работы при умеренной интенсивности пучка ≈ 90 кВт. При длительном использовании пучка (≈ 1500 кВт \times год) может быть достигнута чувствительность 2σ к лептонной CP-нарушающей дираковской фазе. Второй этап эксперимента, включающий дальнейшее повышение интенсивности ускорительного комплекса и уплотненную версию детектора ORCA (Super-ORCA), позволит получить чувствительность до 6σ к измерению CP-нарушению и разрешение $10^\circ - 17^\circ$ на CP-фазу после 10 лет работы с протонным пучком мощностью 450 кВт. Начальный состав и энергетический спектр нейтринного пучка необходимо будет контролировать с помощью ближнего детектора, который должен быть построен в нескольких сотнях метров ниже по потоку нейтрино от мишени протонного пучка. Тот же нейтринный пучок и установка ближнего детектора также позволили бы выполнять измерения сечений нейтрино-ядерных взаимодействий. Также возможен эксперимент по поиску стерильных нейтрино с короткой базой. Научный потенциал эксперимента Protvino-ORCA (P2O) представлен с акцентом на увеличение чувствительности к CP-нарушающей дираковской фазе δ_{CP} и измерения иерархии масс нейтрино. Благодаря длинной базовой линии (2595 км) и большому чувствительному

объему дальнего детектора в 8 мегатонн P2O будет дополнять и конкурировать с такими экспериментами, как T2K, NOvA и DUNE, HyperK.

2.2 KM3NET/ORCA

ORCA (Oscillation Research with Cosmics in the Abyss) — один из двух детекторов нейтрино, строящихся коллаборацией KM3NeT [24]. Он расположен примерно в 40 км от побережья Тулона, Франция, на глубине от 2450 м (глубина морского дна) до 2250 м. После завершения строительства ORCA будет состоять из 2070 цифровых оптических модулей (DOMs), установленных на 115 вертикальных гирляндах (блоках детектирования, DUs) (см. рис.2.1). При расстоянии 9 м по вертикали между DOMs и расстоянии 20 м по горизонтали между DUs детектор измеряет в общей сложности взаимодействия, происходящие в 8 мегатоннах морской воды. ORCA оптимизирован для изучения осцилляций атмосферных нейтрино в диапазоне энергий от 2 до 30 ГэВ с основной целью определения упорядочения масс нейтрино. Большинство нейтринных событий, наблюдаемых ORCA, будут происходить от взаимодействий электронных и мюонных нейтрино и антинейтрино через заряженный ток (CC), в то время как взаимодействия тау-нейтрино и взаимодействия через нейтральный ток (NC) составляют второстепенный фон (7% и 11% от общего числа нейтрино соответственно). При $E_\nu = 5$ ГэВ, большинство ($> 50\%$) CC событий с мюонными нейтрино, обнаруженных ORCA, могут быть правильно идентифицированы как мюонные нейтрино, в то время как менее 15% CC событий с электронными нейтрино будут ошибочно идентифицированы как мюонные нейтрино. ORCA обеспечит разрешение по энергии нейтрино 30% и разрешение по зенитному углу $\approx 7^\circ$ при $E_\nu = 5$ ГэВ. Результат со статистической значимостью 3σ для определения иерархии масс нейтрино ожидается после трех лет сбора данных. ORCA также обеспечит улучшенные измерения параметров атмосферных нейтринных колебаний Δm_{23}^2 , θ_{23} и исследует унитарность 3-нейтринного смешения путем измерения нормировки потока ν_τ .

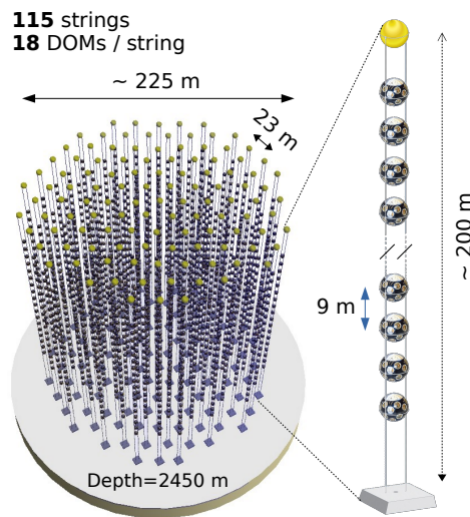


Рисунок 2.1 — Схема детектора KM3NeT/ORCA.

2.3 УСКОРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС В ПРОТВИНО

Ускорительный комплекс в Протвино (см. рис.2.2) расположен примерно в 100 км к югу от Москвы, Россия. Его основным компонентом является синхротрон У-70 с окружностью 1.5 км, который ускоряет протоны до энергии 70 ГэВ. Ускоритель У-70 был построен в 1960-х годах и с тех пор регулярно эксплуатируется. Цепь инжекции протонов включает источник ионов, линейный ускоритель на 30 МэВ и бустерный синхротрон на 1.5 ГэВ. Цепочка ускорителей обычно работает при энергии пучка от 50 ГэВ до 70 ГэВ с интенсивностью протонов до 1.5×10^{13} протонов за цикл. Цикл протонного пучка составляет 10 с, время выброса пучка до 3.5 с; или 8 с, с рассеянием вывода пучка 5 мкс. Синхротрон У-70 штатно работает при усредненной по времени мощности пучка до 15 кВт. В 1990-х годах в ИФВЭ рассматривалась новая схема инжекции, позволяющая увеличить интенсивность пучка до 5×10^{13} протонов за цикл. Сокращение цикла до 7 с может обеспечить мощность пучка 75 кВт. После некоторых дополнительных усовершенствований мощность пучка может достигнуть 90 кВт. Следовательно, в дальнейших расчетах будет использоваться значение мощности пучка 90 кВт, так как это вполне достижимо после несложной модернизации. Если предположить, что ускоритель работает по нейтринной программе с эффективностью 60% в течение 6 месяцев в году, то один год работы с пучком мощностью 90 кВт соответствует 0.8×10^{20} протонов на мишени. Стоит отметить, что конструкция основного синхротрона У-70 потенциально позво-

ляет работать при мощности пучка до 450 кВт. Такой мощности пучка будет достаточно для прецизионных исследований CP-нарушения.

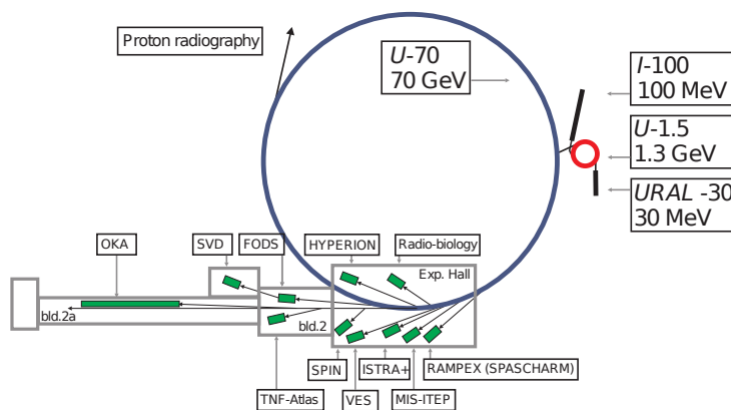


Рисунок 2.2 — Схема ускорительного комплекса в Протвино.

2.4 НЕЙТРИННЫЙ ПУЧОК

В Протвино необходимо будет построить новый нейтринный канал, для создания нейтринного пучка, чтобы реализовать предлагаемую исследовательскую программу. Для обслуживания эксперимента с длинной базой P2O линия пучка должна быть направлена под углом наклона 11.7° (204 мрад) ниже горизонта (см. рис. 2.3). Базовая конструкция пучка нейтрино, показанная на рис. 2.4, включает следующие основные компоненты: станцию вывода протонного пучка, которая может быть установлена на секции ускорителя, расположенной в основном экспериментальном зале; секция транспортировки пучка, доставляющая первичные протоны из точки вывода в мишень; графитовая мишень; система фокусировки вторичного пучка с помощью магнитных "горнов"; распадный канал, где нейтрино образуются при распаде пионов и каонов; и поглотитель пучка. Самая длинная часть канала - это распадный канал. В базовом проекте первый зал расположен на глубине 30 м от уровня земли, длина распадного канала 180 м (с учетом оптимизации), зал с поглотителем пучка находится на 63 м от уровня земли, а ближний детектор находится на глубине 90 м под землей. Магнитные "горны" позволят менять полярность электрического тока, чтобы выбирать между нейтринной и антинейтринной модой. По сравнению с предыдущим нейтринным каналом, ранее эксплуатировавшимся в Протвино, новая конструкция канала ставит перед собой следующие новые

задачи: 1) потребность в более высокой интенсивности пучка; 2) распадный канал должен быть построен в наклонном туннеле. Эти проблемы должны быть решены в рамках специального научного исследования. Относительно простой компьютерный код использовался для моделирования спектров нейтринного пучка в предлагаемом нейтринном канале, как описано ниже. Пионы и каоны генерируются в мишени с использованием аналитических формул для быстрого расчета выхода вторичных частиц в р-А взаимодействиях [25]. В различных точках вдоль линии пучка учитывается вес распада и акцептанс детектора для нейтрино. Энергетические спектры нейтрино в дальнем месте детектора рассчитываются с учетом углового распределения рожденных нейтрино и в предположении нулевого угла отклонения оси. Учитывается поглощение, рассеяние и потеря энергии адронов во внутренних проводниках "горнов" и в стенке распадного канала, но учет образования третичных частиц не производится. Такой подход позволяет проверить множество вариантов на предварительном этапе проектирования пучка.

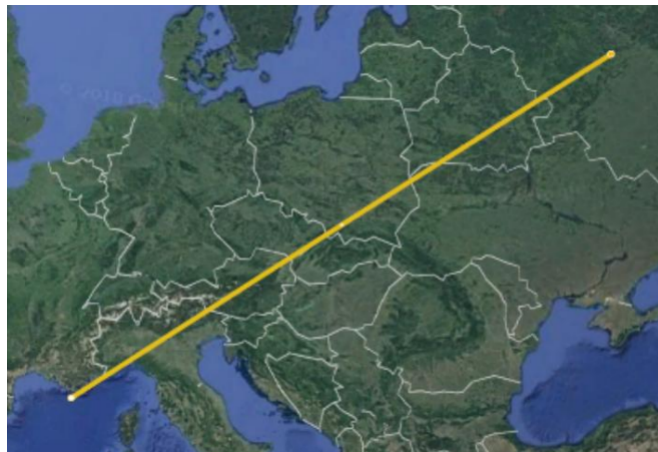


Рисунок 2.3 — Направление нейтринного пучка от Протвино (вверху справа) до ORCA (внизу слева). Длина траектории пучка ≈ 2595 км, а самая глубокая точка траектории пучка 135 км ниже уровня моря.

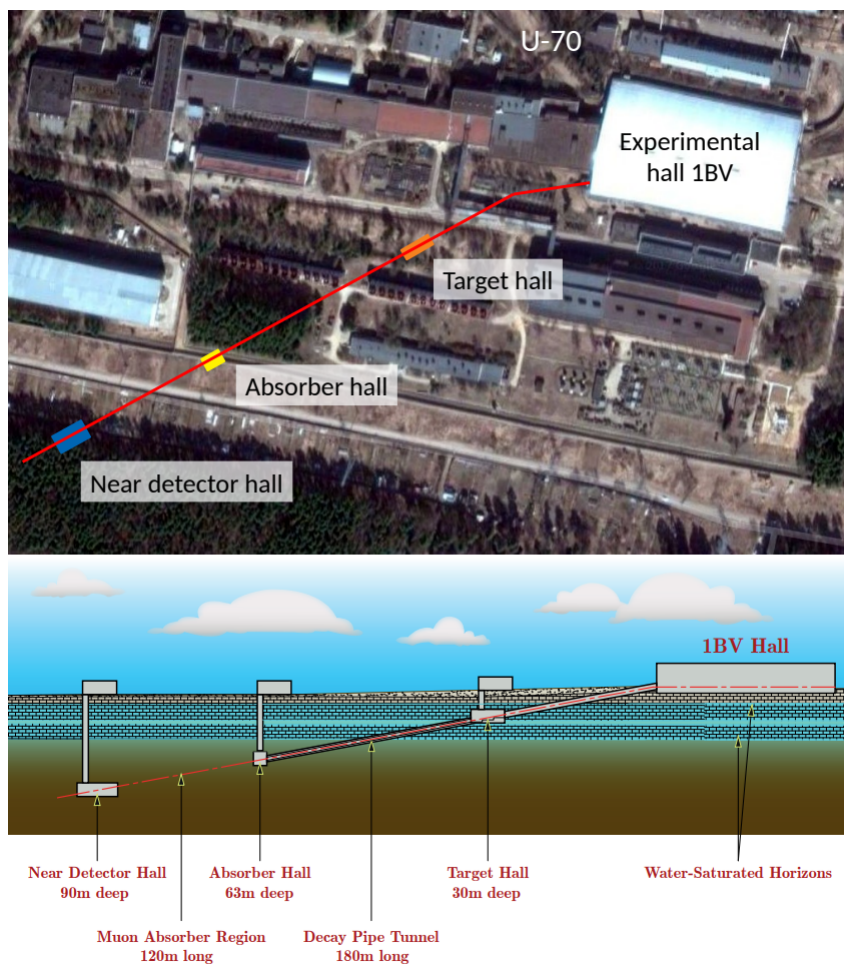


Рисунок 2.4 — Вид сверху и вертикальный вид предполагаемой траектории пучка нейтрино.

2.5 БЛИЖНИЙ ДЕТЕКТОР

Следуя классической парадигме нейтринных экспериментов с длинной базой, основная цель ближнего детектора заключается в наблюдении за энергетическим спектром, составом и направлением нейтринного пучка вблизи источника до того, как состав пучка изменится осцилляциями. Это важно для контроля неопределенностей измерения и, таким образом, для достижения целевых характеристик и чувствительности эксперимента. Ближний детектор также может быть использован для изучения нейтрино-ядерных взаимодействий, поиска осцилляций на короткой базе и других исследований. Ближний детектор P20 должен располагаться примерно в 120 м ниже по потоку от места сброса пучка (~ 320 м от протонной мишени). Детектор должен быть достаточно большим, чтобы полностью содержать адронные каскады, создаваемые нейтрино с энергией 5–10 ГэВ. Треки мюонов, выходящие из объема основного детектора,

можно было бы измерить дополнительными детекторами мюонов. Для справки: мюон с энергией 5 ГэВ до остановки проходит в воде ≈ 22 м. Выбор технологии и материалов для ближнего детектора — сложная задача. Как правило, предпочтительно использовать один и тот же материал и технологию детектора для ближнего и дальнего детектора, чтобы уменьшить систематические погрешности, связанные с экстраполяцией из одного источника целевого материала к другому и от одной детекторной технологии к другой. Однако дополнительные соображения и ограничения могут потребовать других вариантов конструкции. Например, использование ближнего детектора с более высокой степенью детализации на ближней площадке может быть предпочтительнее, поскольку это позволит проводить более точные измерения продуктов взаимодействия нейтрино, что позволит более детально изучить нейтринные сечения и связанную с этим ядерную физику. Ограничения на размеры зала для ближнего детектора могут потребовать использования тяжелых материалов для уменьшения размеров детектора. Окончательная конструкция ближнего детектора должна сбалансировать все требования и ограничения. В настоящее время рассматривается несколько вариантов конструкции ближнего детектора P2O. Их можно разделить на две основные группы:

1) Детектор высокой детализации, содержащий воду в одной или нескольких своих подсистемах. Этот вариант аналогичен конструкциям ближних детекторов в экспериментах T2K и NOvA.

2) Большой резервуар для воды, оснащенный ФЭУ. Это похоже на конструкции TITUS и NuPRISM, предложенные для эксперимента T2HK. Эта конструкция может включать ФЭУ KM3NeT в качестве датчиков света, таким образом точно имитируя условия дальнего детектора (ORCA).

Использование жидкого сцинтиллятора на водной основе рассматривается как возможная альтернатива чистой воде для обоих вариантов конструкции. Часть детектора можно было бы заполнить тяжелой водой, что было бы полезно для изучения ядерных эффектов и определения нейтринных сечений на свободных протонах и нейтронах. Также может быть рассмотрен вариант использования нескольких детекторов с разными методиками измерения.

3 МЕТОД "МЕЧЕНЫХ" НЕЙТРИНО

Пучки нейтрино, производимые на ускорителях, в основном получают путем генерации интенсивного пучка пионов, которые распадаются в полете как $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \overset{\leftrightarrow}{\nu}_\mu$. Непрерывный прогресс в кремниевых пиксельных детекторах [26],[27] позволяет работать с трекерами пучка при все более высоких скоростях частиц. Таким образом, становится возможным создание линии пучка нейтрино, оснащенная кремниевыми трекерами. Эти инструменты позволят восстановить все распады $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \overset{\leftrightarrow}{\nu}_\mu$ измерением параметров треков входящей и выходящей заряженной частицы. В каждом таком распаде образуется "меченое" нейтрино с измеренными параметрами:

- аромат нейтрино, определяемый из лептонного числа соответствующего заряженного лептона,
- киральность, определяемая из электрического заряда распадающегося пиона,
- направление и энергия нейтрино.

На основании временного и углового совпадения каждое нейтрино, взаимодействующее в детекторе, может быть связано с одним "меченым" нейтрино.

Метод мечения нейтрино имеет три основных преимущества. Во-первых, он позволяет реконструировать почти все нейтрино в пучке. Во-вторых, он позволяет проследить каждое взаимодействующее нейтрино от регистрации до рождения в распаде $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \overset{\leftrightarrow}{\nu}_\mu$. Эта способность позволяет в свою очередь точно восстановить свойства взаимодействующие нейтрино, используя кинематику распада. Возможность реконструировать все нейтрино в пучке позволяет полностью охарактеризовать поток с точки зрения энергии, киральности и начального аромата в любом месте ниже по потоку от пучка. Эти знания о характеристиках нейтринного пучка могут значительно улучшить измерения нейтринных осцилляций. Действительно, при проведении осцилляционных измерений проводится сравнение состава потока на близком расстоянии от области генерации нейтрино, где осцилляция нейтрино еще не произошла, и ниже

по потоку на расстоянии, соответствующем одному из максимумов осцилляции. Поскольку эти два места разделены расстоянием до нескольких сотен или тысяч километров, два детектора, используемые для измерения потока, покрывает значительно различающиеся телесные углы. Эта разница требует внесения поправок в измеряемые потоки. Эти поправки не тривиальны, так как среднее значение энергии нейтрино зависит от направления нейтрино, а сечение нейтрино зависит от энергии. В результате эти поправки вносят большие систематические неопределенности в измерения параметров нейтринных осцилляций. В эксперименте с мечеными нейтрино эти поправки не нужны, и соответствующие систематические неопределенности будут устранены [28].

Реконструкция энергии "меченого" нейтрино не зависит от конечного состояния взаимодействия нейтрино. Отсюда, сравнивая энергии меченого нейтрино к видимой энергии, выделяемой в детекторе взаимодействующим нейтрино, можно определить тип взаимодействия нейтрино. Например, в эксперименте с мечеными нейтрино легко идентифицируются NC события, поскольку за счет уходящих нейтрино в них выделяется меньшая видимая энергия, чем в CC событиях. Оценка и спектр NC событий не зависят от нейтринных осцилляций. Поэтому они являются фоном для осцилляционного сигнала. Однако в эксперименте с мечеными нейтрино NC события могут быть не только изолированы от сигнала, но они также могут служить для дополнительного анализа, например, при измерении нейтринного потока.

Метод "меченых" нейтрино позволяет определять киральность нейтрино в каждом событии. Следовательно, в эксперименте с "мечеными" нейтрино больше не требуется проведение сеансов с чередованием полярности пучка, и нейтрино и антинейтрино могут использоваться в одном пучке. Эта возможность позволяет набирать данные в два раза больше, чем при использовании чередования полярности пучка. Более того, объединение нейтрино обеих киральностей в одном пучке является серьезным преимуществом для дальнейшего снижения систематической неопределенности при определении лептонной CP -нарушающей фазы, для измерения которой асимметрия между нейтрино и антинейтрино имеет решающее значение.

Два ключевых пункта техники мечения - это способность отслеживать все заряженные частицы в нейтринном канале и возможность связать нейтрино, взаимодействующее в детекторе с меченым нейтрино. Для того, чтобы ре-

ализовать эту технику необходимо уменьшить плотность заряженных частиц в нейтринном канале. Доступны различные способы для уменьшения плотности частиц в пучке. Во-первых, частицы можно разнести во времени, извлекая протоны из ускорителя за несколько секунд (медленный вывод), вместо обычного цикла извлечения в несколько микросекунд. Во-вторых, плотность частиц может уменьшаться за счет увеличения поперечного профиля пучка вторичных частиц (π^\pm -мезонов). Наконец, частицы могут быть выбраны по импульсу таким образом, чтобы сохранить только те π -мезоны, которые производят нейтрино в диапазоне энергий, соответствующем изучаемым явлениям.

Фокусировка родительских частиц в канале "меченых" нейтрино может осуществляться квадрупольями [29]. Эти квадрупольи могут быть расположены так, чтобы фокусировать оба π^+ и π^- . Чиральность нейтрино будет определяться в каждом событии.

Исходя из этих соображений, можно предложить конструкцию канала "меченых" нейтрино, которая показана на рис.3.1. В этой конструкции протоны выводятся на мишень в течение нескольких секунд с использованием медленного вывода. Заряженные частицы, выходящие из мишени, перефокусируются с использованием четырех квадрупольей, чтобы обеспечить аналогичную фокусировку для π^+ и π^- мезонов. Затем частицы отбираются по импульсу с помощью дипольного магнита и коллиматора. Ожидается, что этот отбор по импульсу уменьшит плотность частиц на один-два порядка за счет удаления заряженных частиц с низким импульсом. Далее пучок разделяется диполем на две ветви. Положительно заряженные частицы отклоняются в одном направлении, а отрицательно заряженные - в противоположном направлении. Далее в каждой ветви частицы пучка возвращаются на траектории, параллельные исходным, с помощью дипольного магнита с направлением магнитного поля, противоположным предыдущему. Наконец, то же расположение магнитов, но расположенных в обратном порядке, восстанавливает движение частиц пучка по траекториям, выровненным с исходными. Таким образом, четыре магнита образуют ахромат. Внутри и после ахромата установлены два набора станций мечения, обладающих высоким временным разрешением. Они позволяют измерять направление π -мезонов. Поскольку траектории частиц внутри и снаружи ахромата параллельны, импульс получается путем измерения смещения между этими двумя траекториями, которое масштабируется в зависимости от импульса частицы.

Затем π -мезоны проходят по распаднему каналу длиной около $\mathcal{O}(100)$ м, где они могут распасться. В конце распадного канала находится дипольный магнит с двумя наборами станций мечения, один после и один перед магнитом, они позволяют измерять направление μ^\pm , электрический заряд и импульс.

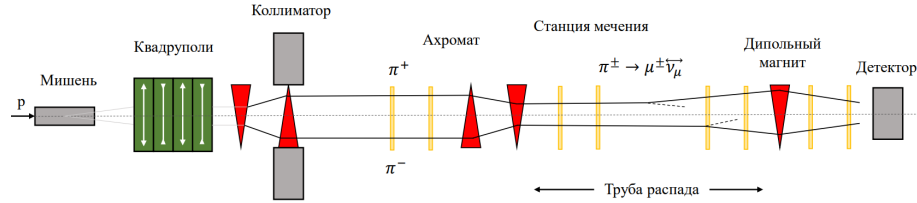


Рисунок 3.1 — Схема нейтринного пучка, в котором возможно производить мечение нейтрино. Зеленые прямоугольники представляют квадрупольные магниты, красные треугольники — дипольные магниты, а вертикальные желтые линии соответствуют плоскостям мечения. Их количество и расположение не оптимизированы.

Участок траектории пучка перед входом в распадный канал должен быть как можно короче, так как распад $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \overset{\leftrightarrow}{\nu}_\mu$, в этом месте, не может быть восстановлен. Однако можно отметить, что количество нейтрино от ранних распадов π -мезонов, которые случайно попадают в дальний детектор, значительно уменьшается из-за неправильной коллимации пучка π -мезонов до последнего квадрупольного магнита. Аналогично, после последнего дипольного магнита и плоскости мечения π -мезоны должны быть поглощены как можно быстрее, чтобы предотвратить не отслеживаемый распад $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \overset{\leftrightarrow}{\nu}_\mu$.

4 МОДЕЛИРОВАНИЕ КАНАЛА "МЕЧЕННЫХ" НЕЙТРИНО В ЭСКПЕРИМЕНТЕ P2O

4.1 МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙТРИННОГО КАНАЛА

При прохождении протонного пучка через мишень в p - A взаимодействия образуются π -мезоны и каоны. В данной работе мы не рассматриваем каоны, в качестве родителей нейтрино, так как их доля мала, нас интересует только образование π -мезонов. Образовавшиеся π -мезоны попадают в распадный канал длиной 140 метров, в котором на последних 10 метрах находится система мечения. Для того чтобы в детектор попадали только нейтрино и не попадали заряженные частицы, в канале используется поглотитель, состоящий из стальных балок длиной 55 м. Схема нейтринного канала представлена на рис.4.1.

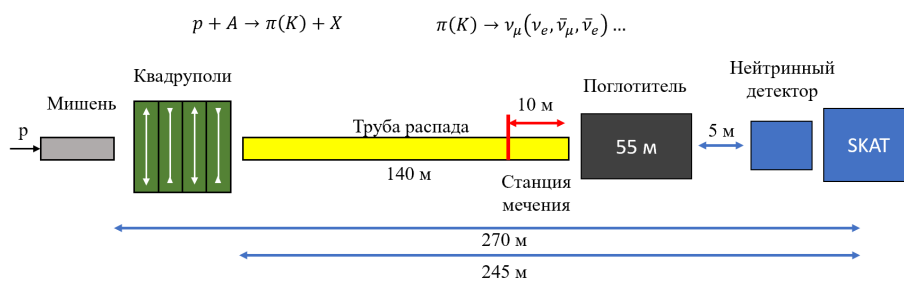


Рисунок 4.1 — Схема нейтринного канала.

Для рассмотренного канала меченых нейтрино (рис.3.1) ранее в ИФВЭ (Протвино) был получен энергетический спектр π^+ -мезонов (см.рис.4.2). Исходя из формы этого спектра и для упрощения вычислений будем использовать для дальнейшего исследования π^+ -мезоны с импульсом 10 ГэВ.

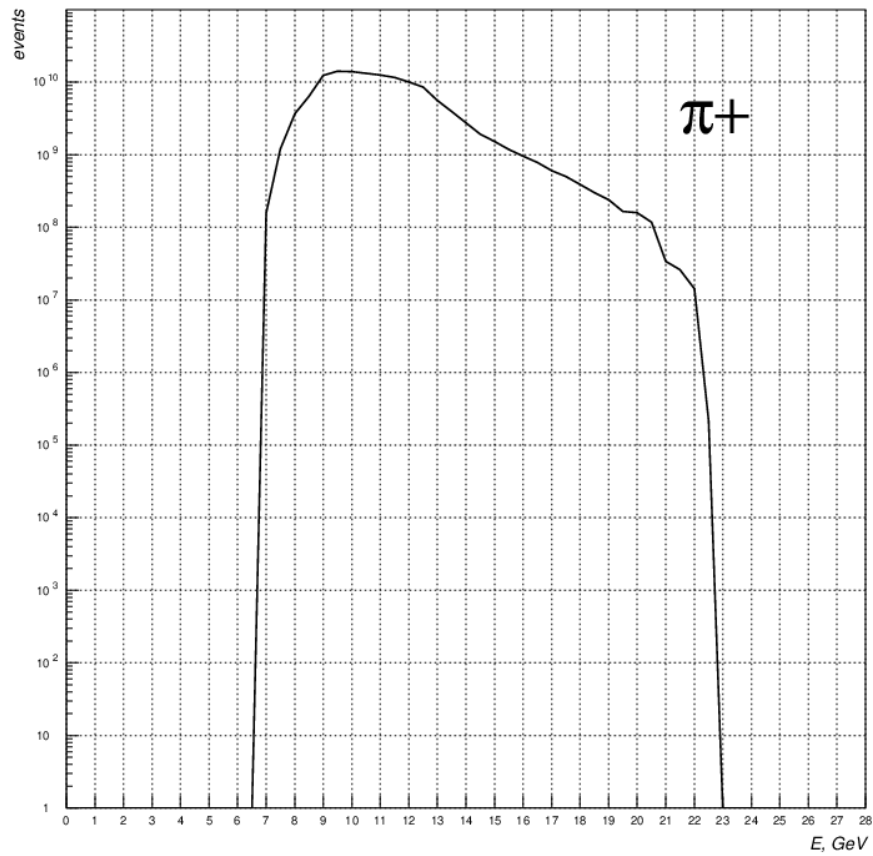


Рисунок 4.2 — Энергетический спектр π^+ -мезонов в канале "меченых" нейтрино.

При прохождении π -мезонов в распадном канале происходит распад $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \bar{\nu}_\mu$. Для определения импульсов и углов вылета вторичных частиц в лабораторной системе было проведено моделирование распада 10 Гэв-ного π^+ -мезона (см.рис.4.3 и 4.4).

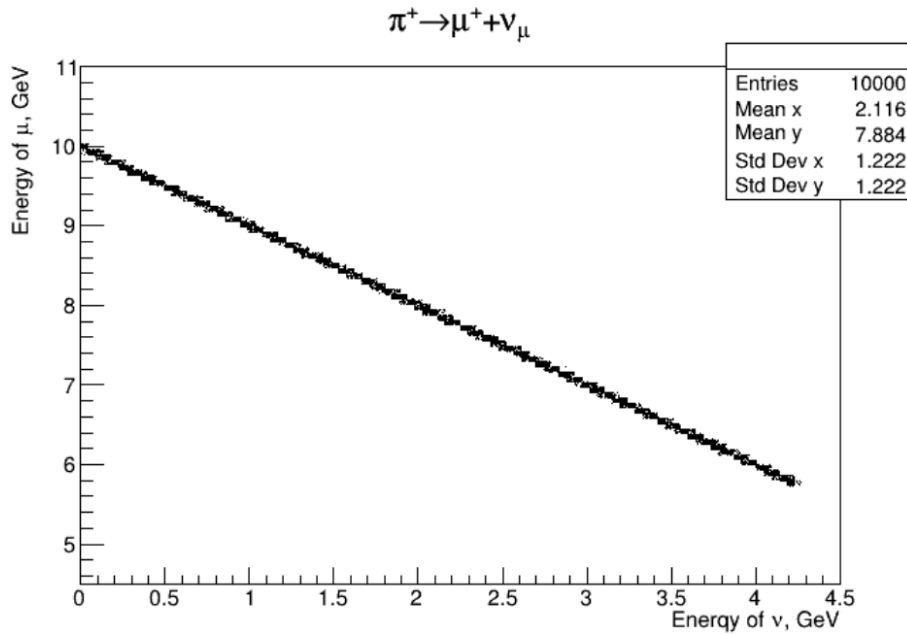


Рисунок 4.3 — Двумерная гистограмма импульсов мюона и нейтрино от распада 10 ГэВ-ного π^+ -мезона в лабораторной системе.

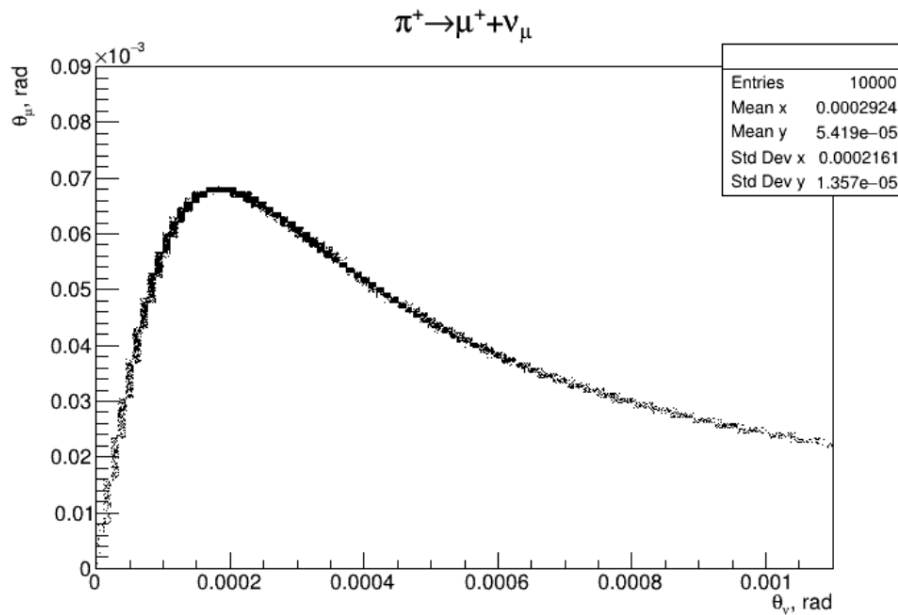


Рисунок 4.4 — Двумерная гистограмма углов вылета мюона и нейтрино от распада 10 ГэВ-ного π^+ -мезона в лабораторной системе.

На рис.4.5,4.6, также представлены двумерные плотности θ_μ и P_μ , θ_ν и P_ν , которые помогают лучше представить кинематику распада $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \bar{\nu}_\mu$ ($P_\pi = 10$ ГэВ).

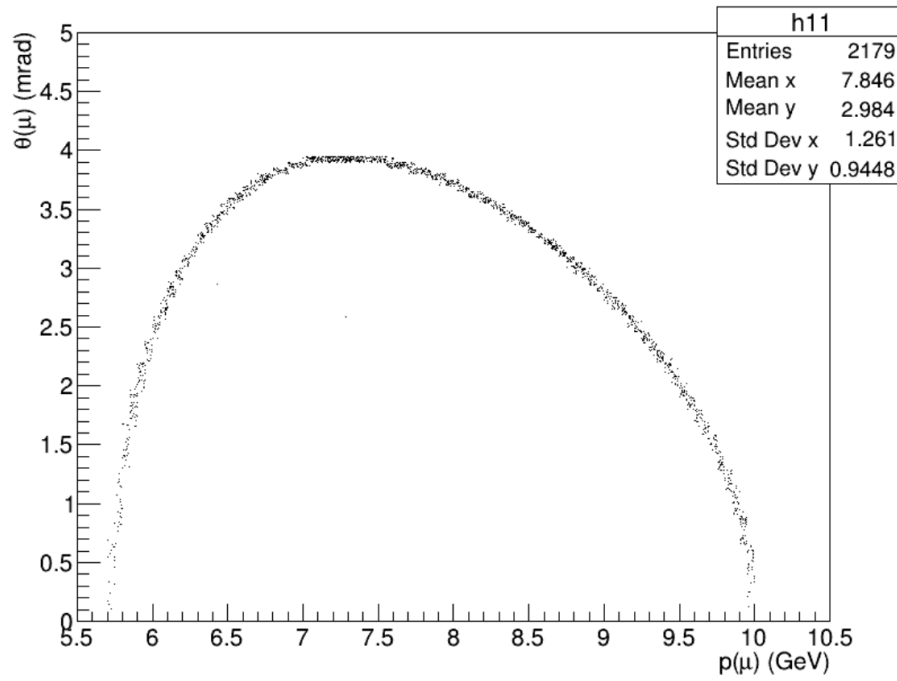


Рисунок 4.5 — Двумерная гистограмма θ_μ и P_μ от распада 10 ГэВ-ного π^+ -мезона в лабораторной системе.

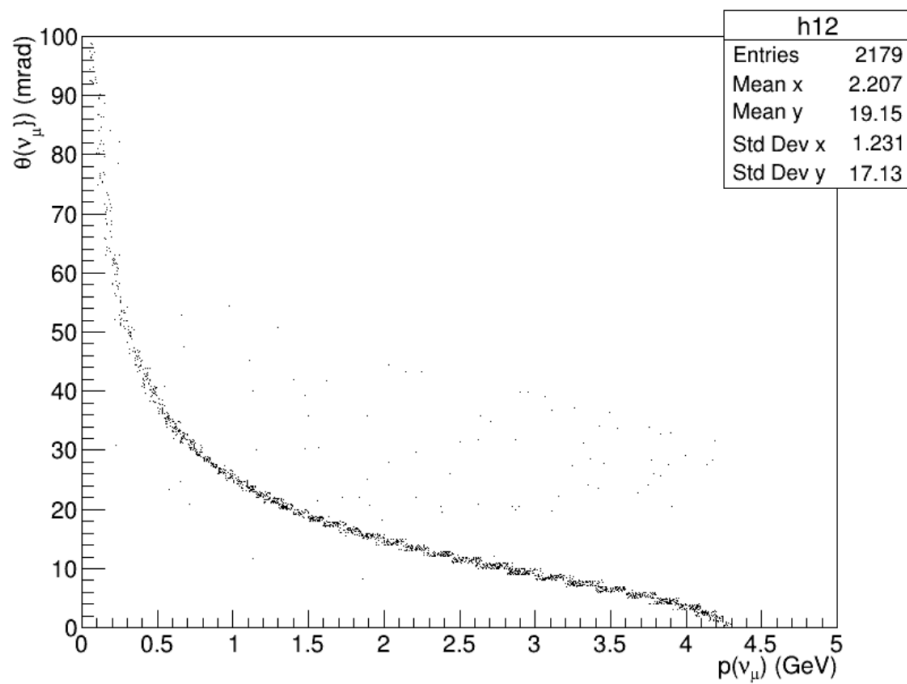


Рисунок 4.6 — Двумерная гистограмма θ_ν и P_ν от распада 10 ГэВ-ного π^+ -мезона в лабораторной системе.

Для нейтрино от распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ ($P_\pi = 10$ ГэВ, π -мезоны распадаются в распадном канале длиной 140 м) было получено распределение импульсов (рис.4.7) и пространственное распределение нейтрино (4.8), попавших в нейтринный детектор (ND размерами 2×2 м², расположенный в 200 м от начала распадного канала). От распадов π^+ -мезонов из пучка в 10 тысяч частиц в нейтринный детектор попадает 561 нейтрино ($\sim 5.6\%$). При расчете этого количества зарегистрированных нейтрино учтена, как сравнительно малая доля π^+ -мезонов, распавшихся в распадном канале ($\sim 22\%$), так и геометрический акцептанс детектора.

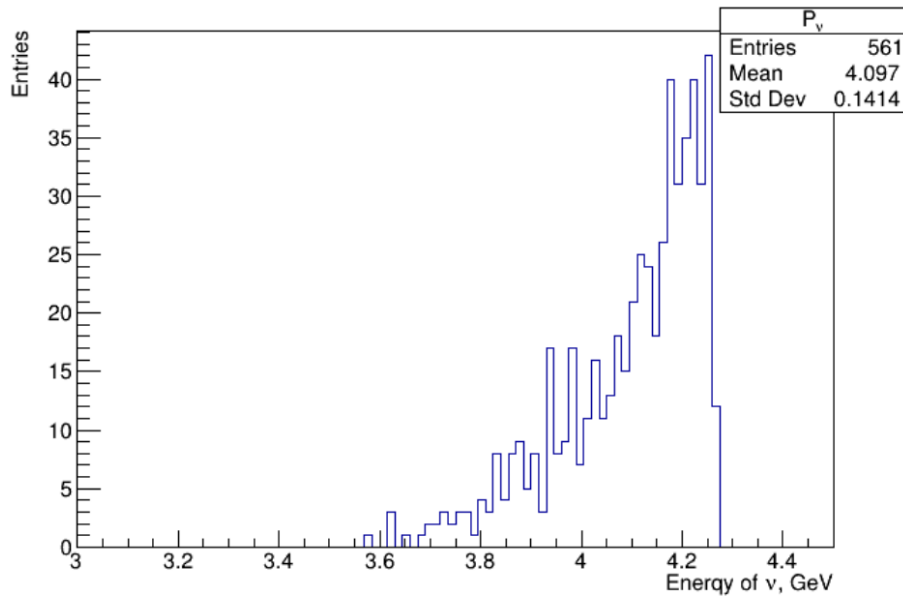


Рисунок 4.7 — Распределение импульсов нейтрино, попавших в детектор от распада 10 ГэВ-ного π -мезона.

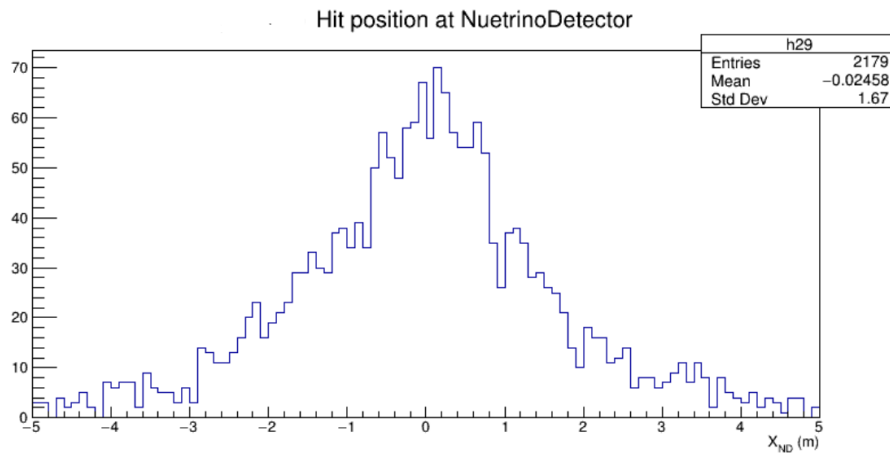


Рисунок 4.8 — Распределение x-координат нейтрино в плоскости окна детектора от распада 10 ГэВ-ного π -мезона.

4.2 СИСТЕМА МЕЧЕНИЯ

Рассмотрим систему мечения для измерения импульса π^+ -мезона. Длина распадного канала составляет 140 м, а система мечения расположена в самом начале канала. Схема системы мечения изображена на рис.4.9. В системе мечения находятся два магнита, которые отклоняют направление импульсов π^+ -мезонов. Зная параметры магнитов, плоскостей мечения, x,y,z координаты частиц во всех плоскостях мечения можно определить угол отклонения направления импульса частицы и сам импульс частицы.

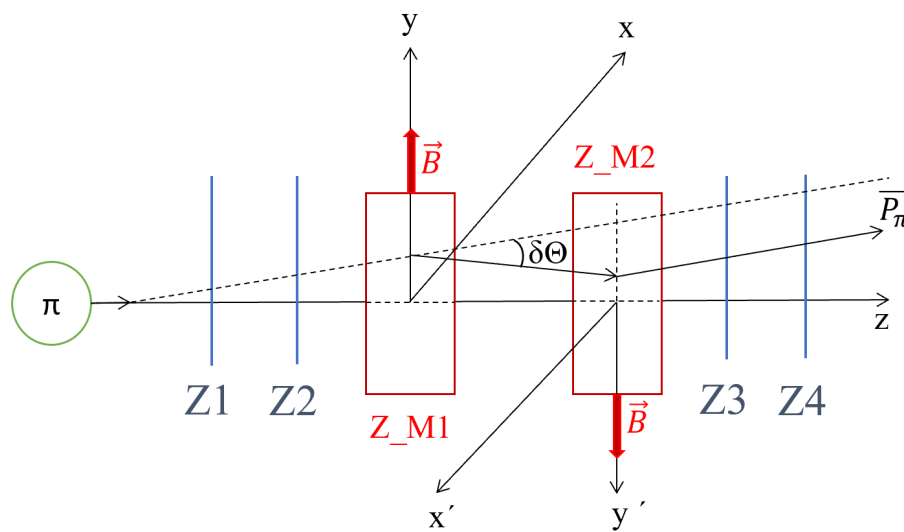


Рисунок 4.9 — Системы мечения π -мезонов: оси координат x, y, z , магнитное поле \vec{B} направлено по оси Oy ; плоскости мечения Z_1, Z_2 , магниты Z_{M1}, Z_{M2} , плоскости мечения Z_3, Z_4 .

Использование данной станции мечения позволяет измерять направление импульсов π -мезонов. Формула для измерения угла Θ_π в плоскости xz с использованием станции мечения:

$$\Theta_{\pi_{xz}} = \arctan \left(\frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1} \right) \quad (4.1)$$

где x - измеренные плоскостями x -координаты π -мезона, z - z -координаты плоскостей станции мечения, индексы соответствуют номеру плоскости мечения.

Импульс частицы восстанавливается путем измерения смещения между двумя траекториями π -мезона до и после станции мечения, которое масштабируется в зависимости от импульса π -мезона. При прохождении π -мезона через магнит его направление в плоскости xz отклоняется на угол:

$$\delta\Theta_{\pi_{xz}} = \frac{30\vec{B}L_B}{P_{\pi_{xz}}} \quad (4.2)$$

где \vec{B} индукция магнитного поля в диполе, L_B протяженность магнитного поля в диполе. Угол $\delta\Theta_{\pi_{xz}}$ может быть определен с помощью измерения смещения направления импульса π -мезона с использованием следующей формулы:

$$\tan(\Theta_{\pi_{xz}} + \delta\Theta_{\pi_{xz}}) = \frac{\left(x_3 - \left(\frac{x_2 - x_1}{z_2 - z_1}\right)(z_3 - z_1) + x_1\right)}{L_B} + \tan(\Theta_{\pi_{xz}}) \quad (4.3)$$

Найдя $\delta\Theta_{\pi_{xz}}$ из данной формулы и применив формулу (4.2), можно измерить $P_{\pi_{xz}}$. Отметим, что компоненту импульса P_{π_y} мы не можем измерить с использованием данной станции мечения.

Для определения ошибки измерений были построены распределения для $\Delta P_\pi = P_\pi - P_{\pi_{\text{измер}}}$ при $\theta_\pi = 1, 2$ градуса (рис.4.10 и рис.4.11 соответственно). При увеличении угла наклона пучка π -мезонов увеличивается ошибка измерения импульса π -мезонов ΔP_π . Эта ошибка объясняется тем, что компоненту импульса P_{π_y} мы не можем измерить с использованием данной станции мечения.

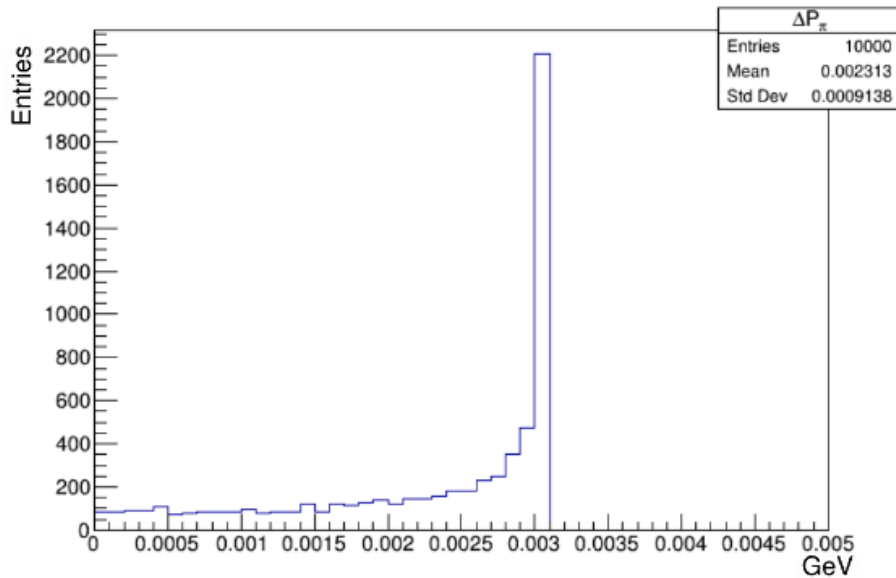


Рисунок 4.10 — ΔP_π при $\theta_\pi = 1$ градус.

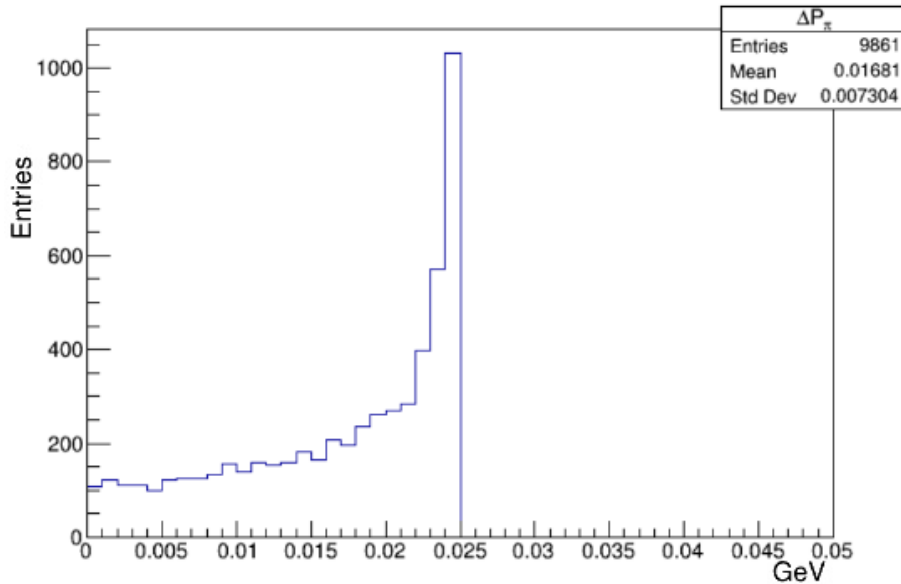
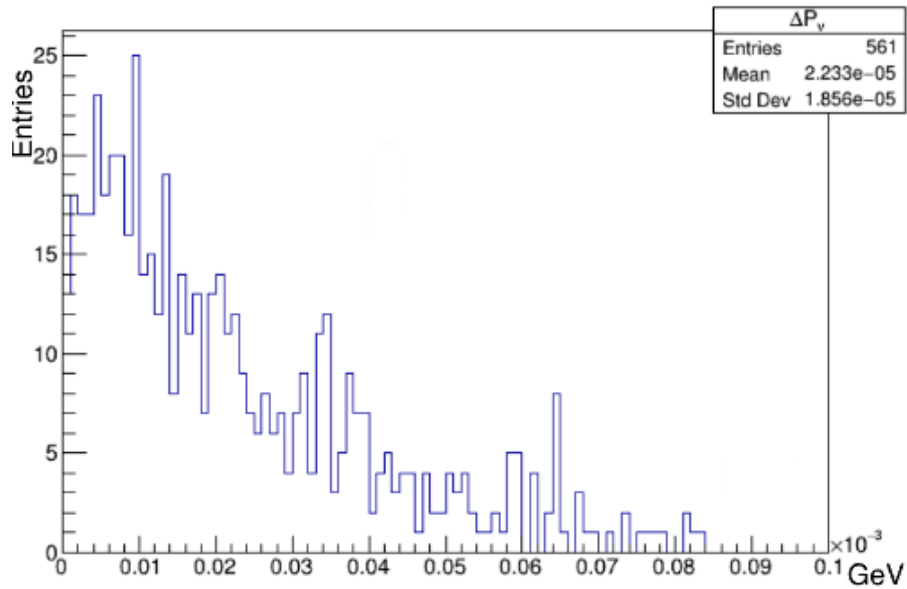
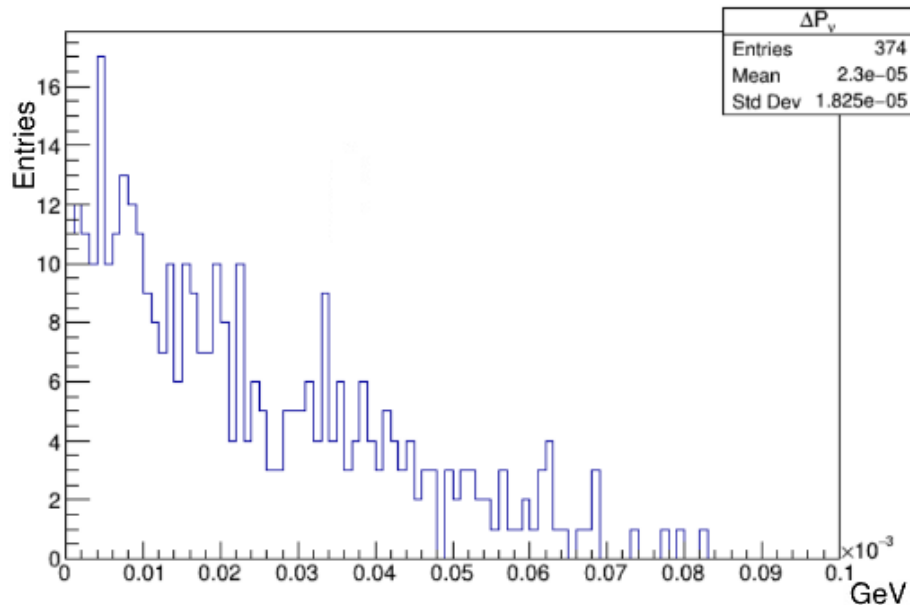


Рисунок 4.11 — ΔP_π при $\theta_\pi = 2$ градуса.

Станция мечения мюонов расположена в конце распадного канала (см. рис.4.1). Эта станция сконструирована, как и предыдущая, единственное, в ней имеется только один магнит. Потому импульс мюона определяется здесь измерением отклонения направления мюона после прохождения станции.

Направление мюона определяется с помощью координатных плоскостей станции мечения. После измерения направления и импульса π -мезона и мюона в станциях мечения можно определить направление и импульс нейтрино, используя кинематику распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Ошибка измерения импульса меченых нейтрино $\Delta P_\nu = P_\nu - P_{\nu\text{измер}}$ при $\theta_\pi = 1, 2$ градуса представлена на рис.4.12 и рис.4.13, соответственно.

Рисунок 4.12 — ΔP_ν при $\theta_\pi = 1$ градуса.Рисунок 4.13 — ΔP_ν при $\theta_\pi = 2$ градуса.

Ошибка измерения импульсов "меченых" нейтрино слабо зависит от увеличения угла наклона пучка π -мезонов.

4.3 МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЧАСТИЦ В ПЛОСКОСТЯХ МЕЧЕНИЯ

Угловое разрешение меченых нейтрино определяется характеристиками пучковых спектрометров. Разрешение по направлениям π^\pm и μ^\pm ограничено

многократным кулоновским рассеянием, которому π^\pm и μ^\pm подвергаются в плоскостях мечения, которые они пересекают, как показано на рис.4.14. Наилучшие разрешения достигаются для больших импульсов π^\pm и высоких энергий для $\vec{\nu}_\mu$, которые излучаются коллинеарно к π^\pm .

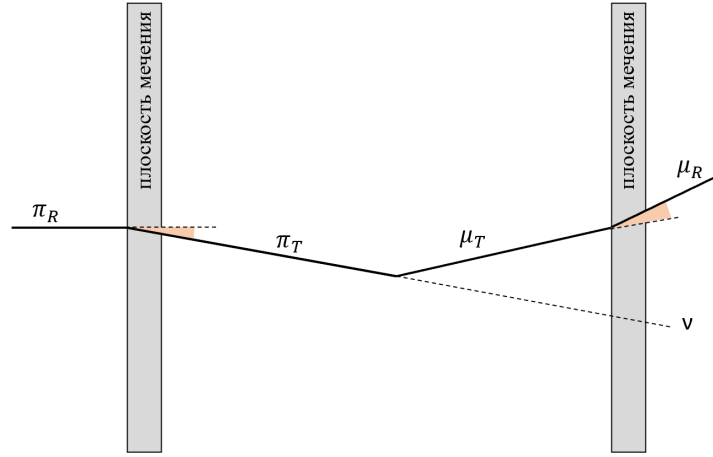


Рисунок 4.14 — Схема прохождения заряженных частиц π^\pm и μ^\pm через координатные плоскости мечения с учетом многократного рассеяния в них.

Для учета многократного рассеяния необходимо найти Θ - угол отклонения частицы, проходящей через плоскость мечения. Формула для нахождения угла отклонения Θ представлена ниже.

$$\Theta_0 = \frac{13.6 \text{ МэВ}}{pc\beta} Z \sqrt{\frac{x}{x_0}} \left[1 + 0.038 \ln \frac{xz^2}{x_0\beta^2} \right] \quad (4.4)$$

где p, c - импульс частицы, $\beta = p/E = v/c$ - скорость, Z - заряд частицы, x_0 - радиационная длина, x - толщина пластины.

Для кремния: $Z = 14$, $A = 28$, $\rho = 2.329 \text{ г/см}^3$, $x_0 = 21.82 \text{ г/см}^2$. Тогда радиационная длина кремния будет равна:

$$x_0(\text{см}) = \frac{x_0(\text{г/см}^2)}{\rho(\text{г/см}^3)} = \frac{21.82}{2.329} = 9.369 \text{ см}$$

В данном эксперименте плоскости состоят из кремния и имеют толщину $x = 0.02$ см, импульс частицы $pc = 10000$ МэВ, $\beta = p/E \simeq 1$, $Z = 1$. Тогда угол отклонения частицы Θ будет равен:

$$\Theta_0 = \frac{13.6}{10000} \sqrt{\frac{0.02}{9.369}} \left[1 + 0.038 \ln \frac{0.02}{9.369} \right] = 0.48 \times 10^{-4} \text{ рад}$$

Таким образом, частица, проходящая через плоскость мечения при многократном рассеянии отклоняется на очень малый угол $\Theta_0 = 0.48 \times 10^{-4}$ рад. Исходя из того, что значения этого угла отклонения очень мало, на данном этапе работы мы можем пренебречь процессом многократного рассеяния частицы при прохождении через плоскости мечения.

4.4 РАСЧЕТЫ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ СТАНЦИИ МЕЧЕНИЯ

Согласно схеме нейтринного канала, позволяющего формировать "меченые" нейтрино 4.1, станция мечения мюона находится на последних десяти метрах трубы распада, т.е. начиная со 130 метров. Была построена зависимость количества нейтрино, попавших в детектор, от положения станции мечения, согласно рисунку 4.15.

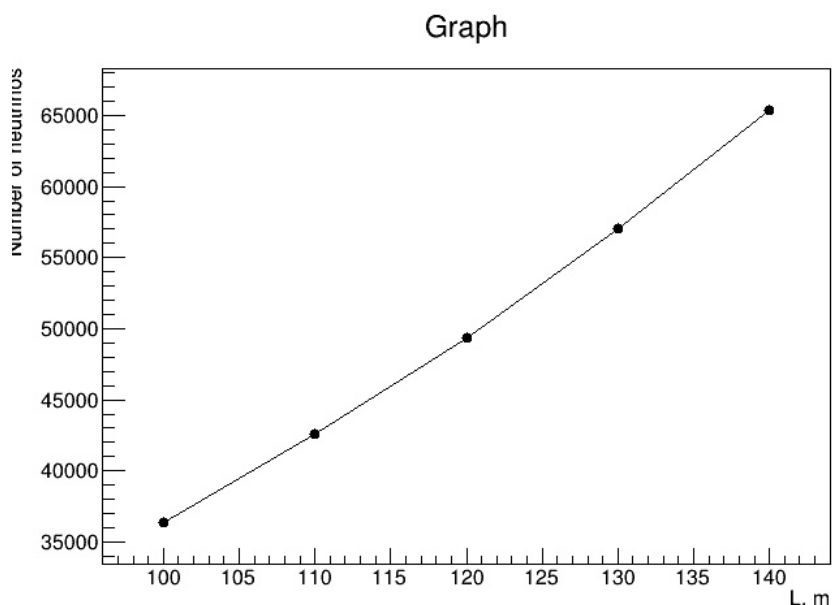


Рисунок 4.15 — Количество нейтрино, попавших в детектор в зависимости от расстояния до конца распадного канала, на котором расположена станция мечения.

Из распределения видно, что с приближением мюонной станции к концу распадного канала (уменьшение расстояния до детектора) увеличивается количество нейтрино, попавших в детектор.

Плоскости мечения являются пиксельными координатными детекторами. Для примера в данной работе были рассмотрены детекторы с пикселями разме-

ром $1 \times 1 \text{ мм}^2$ и $1 \times 1 \text{ см}^2$. Для детекторов с такими координатными разрешениями были построены распределения для ошибки и относительной ошибки измерения импульса меченых нейтрино ΔP_ν и $\frac{\Delta P_\nu}{P_\nu}$, согласно рисункам 4.16, 4.17, 4.18, 4.19. Из распределений видно, что чем меньше размеры пикселей детектора, тем меньше ошибки измерения импульса меченых нейтрино. Однако данная зависимость нуждается в более тщательном исследовании.

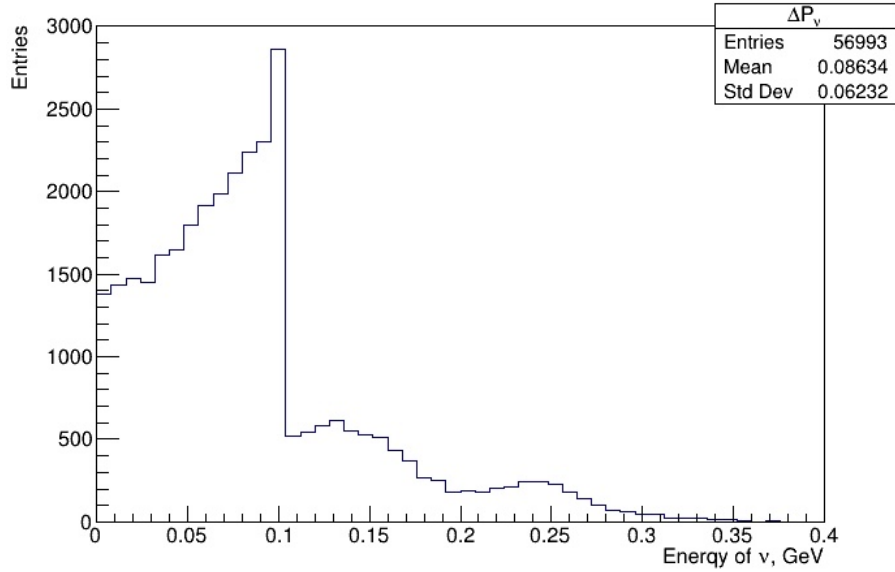


Рисунок 4.16 — ΔP_ν для детектора размером $1 \times 1 \text{ см}^2$.

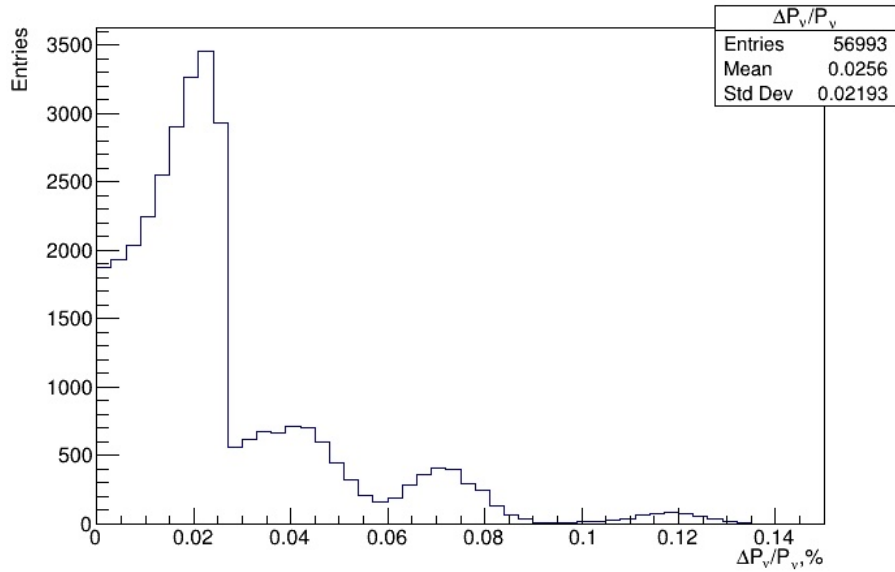


Рисунок 4.17 — $\frac{\Delta P_\nu}{P_\nu}$ для детектора размером $1 \times 1 \text{ см}^2$.

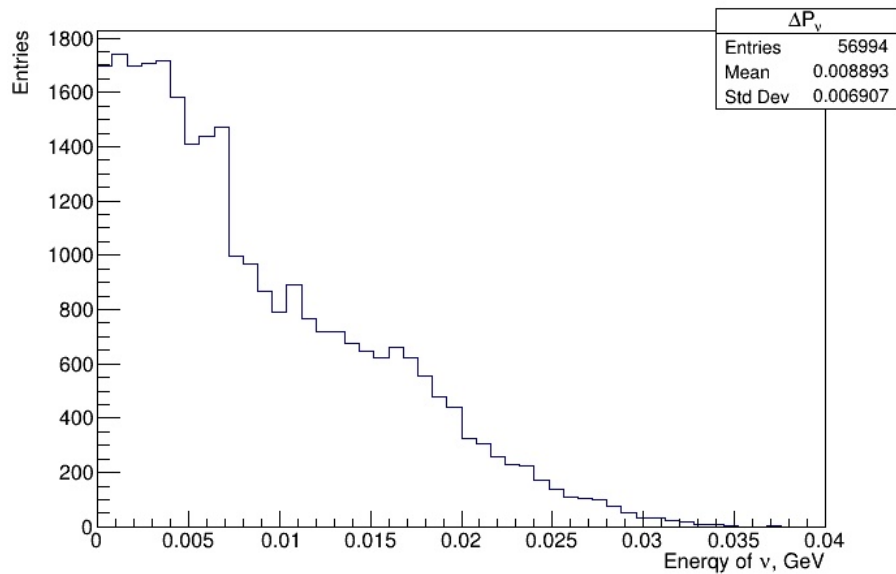


Рисунок 4.18 — ΔP_ν для детектора размером $1 \times 1 \text{ мм}^2$.

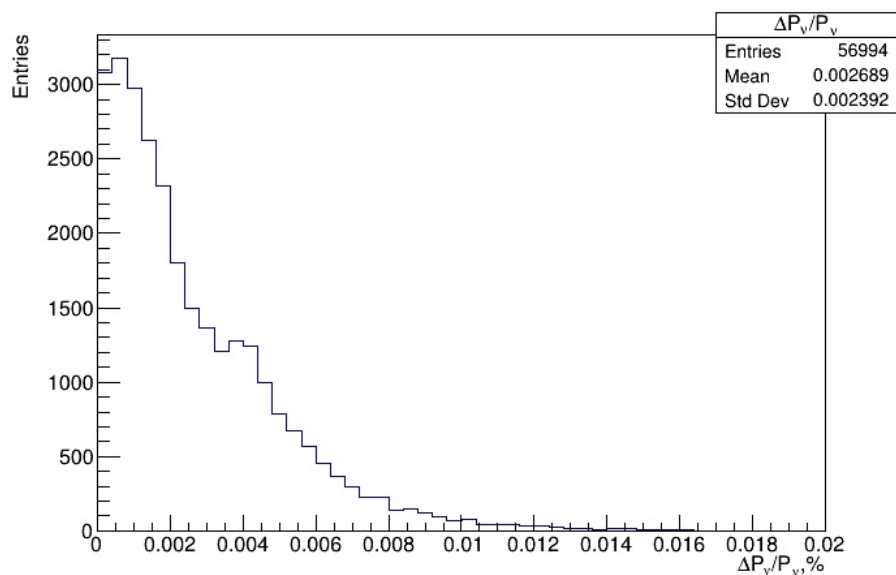


Рисунок 4.19 — $\frac{\Delta P_\nu}{P_\nu}$ для детектора размером $1 \times 1 \text{ мм}^2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было разработано моделирование канала меченых нейтрино для эксперимента P2O. В ходе работы были получены следующие результаты:

- разработан и отлажен код для изучения канала "меченых" нейтрино;
- промоделирован двухчастичный распад π -мезонов с энергией 10 ГэВ;
- были рассмотрены ошибки измерений для импульса π -мезонов в распадном канале с использованием станции мечения при разных углах наклона пучка π -мезонов;
- были рассмотрены ошибки измерений импульса "меченых" нейтрино, попавших в детектор, в канале "меченых" нейтрино;
- были произведены оценки угла отклонения частиц, проходящих через плоскости мечения из-за многократного рассеяния;
- было промоделировано изменение расположения станции мечения, параметров координатных плоскостей, из которых можно сделать вывод об оптимальных условиях для проведения эксперимента.

На защиту выносятся результаты о проделанном моделировании канала "меченых" нейтрино в рамках эксперимента P2O, зависимость ошибок импульсов нейтрино с использованием станции мечения, эффективности регистрации нейтрино от изменения условий и геометрии эксперимента.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Pauli W.* Dear radioactive ladies and gentlemen // *Phys. Today*. — 1978. — Vol. 31N9. — P. 27.
2. *Reines F., Cowan C. L.* Detection of the free neutrino // *Phys. Rev.* — 1953. — Vol. 92. — P. 830–831.
3. *Davis Jr. R., Harmer D. S.* Attempt to observe the $\text{Cl}^{37}(\bar{\nu}e^-)\text{Ar}^{37}$ reaction induced by reactor antineutrinos // *Bull. Am. Phys. Soc.* — 1959. — Vol. 4. — P. 217.
4. *Lee T. D., Yang C.-N.* Parity Nonconservation and a Two Component Theory of the Neutrino // *Phys. Rev.* / ed. by G. Feinberg. — 1957. — Vol. 105. — P. 1671–1675.
5. Experimental Test of Parity Conservation in β Decay / C. S. Wu [et al.] // *Phys. Rev.* — 1957. — Vol. 105. — P. 1413–1414.
6. *Feynman R. P., Gell-Mann M.* Theory of Fermi interaction // *Phys. Rev.* / ed. by L. M. Brown. — 1958. — Vol. 109. — P. 193–198.
7. *Sudarshan E. C. G., Marshak R. e.* Chirality invariance and the universal Fermi interaction // *Phys. Rev.* — 1958. — Vol. 109. — P. 1860–1860.
8. Observation of Neutrino Like Interactions Without Muon Or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment / F. J. Hasert [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 1973. — Vol. 46. — P. 138–140.
9. Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95-GeV/c**2 at the CERN SPS Collider / G. Arnison [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 1983. — Vol. 126. — P. 398–410.
10. Observation of tau neutrino interactions / K. Kodama [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 2001. — Vol. 504. — P. 218–224. — arXiv: [hep-ex/0012035](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0012035).

11. Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande I data / S. Fukuda [et al.] // Phys. Lett. B. — 2002. — Vol. 539. — P. 179–187. — arXiv: [hep-ex/0205075](#).
12. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory / Q. R. Ahmad [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Vol. 89. — P. 011301. — arXiv: [nucl-ex/0204008](#).
13. Final Results of the OPERA Experiment on ν_τ Appearance in the CNGS Neutrino Beam / N. Agafonova [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Vol. 120, no. 21. — P. 211801. — arXiv: [1804.04912 \[hep-ex\]](#) ; — [Erratum: Phys.Rev.Lett. 121, 139901 (2018)].
14. *Maki Z., Nakagawa M., Sakata S.* Remarks on the unified model of elementary particles // Prog. Theor. Phys. — 1962. — Vol. 28. — P. 870–880.
15. *Mikheyev S. P., Smirnov A. Y.* Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos // Sov. J. Nucl. Phys. — 1985. — Vol. 42. — P. 913–917.
16. *Wolfenstein L.* Neutrino Oscillations in Matter // Phys. Rev. D. — 1978. — Vol. 17. — P. 2369–2374.
17. Precision Neutrino Oscillation Measurements using Simultaneous High-Power, Low-Energy Project-X Beams / M. Bishai [et al.]. — 2013.
18. Proposal for an Extended Run of T2K to 20×10^{21} POT / K. Abe [et al.]. — 2016. — arXiv: [1609.04111 \[hep-ex\]](#).
19. *Davis Jr. R., Harmer D. S., Hoffman K. C.* Search for neutrinos from the sun // Phys. Rev. Lett. — 1968. — Vol. 20. — P. 1205–1209.
20. Standard Solar Models and the Uncertainties in Predicted Capture Rates of Solar Neutrinos / J. N. Bahcall [et al.] // Rev. Mod. Phys. — 1982. — Vol. 54. — P. 767.
21. Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND / S. Abe [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 100. — P. 221803. — arXiv: [0801.4589 \[hep-ex\]](#).
22. Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station / M. Apollonio [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2003. — Vol. 27. — P. 331–374. — arXiv: [hep-ex/0301017](#).

23. Letter of interest for a neutrino beam from Protvino to KM3NeT/ORCA / A. V. Akindinov [et al.] // The European Physical Journal C. — 2019. — Vol. 79, no. 9.
24. Letter of intent for KM3NeT 2.0 / S. Adrian-Martinez [et al.] // J. Phys. G. — 2016. — Vol. 43, no. 8. — P. 084001. — arXiv: [1601.07459](https://arxiv.org/abs/1601.07459) [[astro-ph.IM](https://arxiv.org/archive/astro-ph)].
25. On Particle production for high-energy neutrino beams / M. Bonesini [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2001. — Vol. 20. — P. 13–27. — arXiv: [hep-ph/0101163](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0101163).
26. *Lai A.* A System Approach towards Future Trackers at High Luminosity Colliders: the TIMESPOT Project // 2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference. — 2018.
27. Ultra-fast silicon detectors / H. F. -. Sadrozinski [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A / ed. by E. Pace, C. Talamonti, M. Bruzzi. — 2013. — Vol. 730. — P. 226–231.
28. *Perrin-Terrin M.* Neutrino Tagging: a new tool for accelerator based neutrino experiments. — 2021.
29. *Carey D. C., Stefanski R. J., Teng L. C.* Wide Band Neutrino Beams with Quadrupole Focusing // IEEE Trans. Nucl. Sci. / ed. by L. C. Teng. — 1971. — Vol. 18. — P. 755–758.