

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ СОБЫТИЙ
СОЛНЕЧНЫХ И АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ NOVA»**

Выполнил студент
409 группы
Победимов Андрей Константинович



Научный руководитель:
д.ф.-м.н., проф. Ольшевский А.Г.



Научный консультант:
Колупаева Л.Д.



Допущен к защите

Зав. кафедрой, академик РАН В.А. Матвеев

МОСКВА

2020

Оглавление

1. Основные компоненты Стандартной модели.	4
1.1 Что такое нейтрино?	6
1.2 Как было открыто нейтрино?	7
2. Осцилляции нейтрино.	9
2.1 Число поколений нейтрино.	9
2.2 Зачем изучают осцилляции нейтрино?	11
2.3 Осцилляции нейтрино.	13
2.4 Вероятность осцилляций нейтрино.	14
2.5 Случай двух нейтрино.	15
3. Солнечные нейтрино.	17
3.1 Углеродно-азотно-кислородный цикл Г. Бете (CNO-цикл).	17
3.2 Протон-протонная цепочка.	18
3.3 Регистрация солнечных нейтрино.	20
3.4 Доказательство осцилляций нейтрино.	20
3.5 Эффект МСВ.	22
4. Атмосферные нейтрино.	23
4.1 Осцилляции атмосферного нейтрино.	25
5. Эксперимент NOvA.	26
5.1 Состав детектора NOvA.	27
6. Результаты по солнечным нейтрино.	28
6.1 Спектр солнечных нейтрино.	28
6.2 Сечения для солнечных нейтрино.	29

6.3	Количество событий от солнечных нейтрино.	30
7.	Результаты по атмосферным нейтрино.	35
7.1	Спектр атмосферных нейтрино.	35
7.2	Сечения для атмосферных нейтрино.	37
7.3	Количество событий от атмосферных нейтрино.	40
8.	Выводы.	45

Введение.

Исследование нейтрино в наши дни является важной задачей в физике элементарных частиц. В основе изучения лежит специфика взаимодействия нейтрино с внешним миром. Для этого необходимо знать их массы, сколько типов нейтрино существует, характер их превращения друг в друга и т.д. Полученные знания необходимы для понимания солнечных нейтрино, откуда берётся энергия в звёздах и в недрах Земли, а также для понимания возникновения космических лучей сверхвысокой энергии. Изучая потоки космических нейтрино, можно получить информацию о различных частях нашей Вселенной. Но так же не стоит забывать, что нейтрино может рождаться в ходе ядерных реакций в реакторах.

Сегодня существует множество экспериментов по исследованию нейтрино, а именно параметров этой частицы. В этой работе речь пойдет о солнечных и атмосферных нейтрино и возможности их регистрации в дальнем детекторе эксперимента NO ν A.

Глава 1.

Основные компоненты Стандартной модели.

Стандартная модель основывается на квантовой теории поля — теории, которая приходит на замену квантовой механике при скоростях, близких к скорости света. Основные объекты в ней не частицы, как в классической механике, и не «частицы-волны», как в квантовой механике, а квантовые поля: электронное, мюонное, электромагнитное, кварковое и т.д. — по одному для каждого сорта «сущностей микромира». И вакуум, и то, что воспринимается как отдельные частицы, и более сложные образования, которые нельзя свести к отдельным частицам, всё это описывается как разные состояния полей. Когда произносят слово «частица», то самом деле подразумевают как раз различные состояния полей, а не отдельные точечные объекты [1].

Стандартная модель включает в себя следующие основные компоненты (Рис. 1.1):

- Набор фундаментальных основ материи — сорта лептонов и кварков, по шесть на каждого. Эти частицы являются фермионами, то есть они имеют спин $1/2$ и очень естественным образом организуются в три поколения. Различные адроны — составные частицы, участвующие в сильном взаимодействии, — составлены из кварков в разных комбинациях.

Standard Model of Elementary Particles

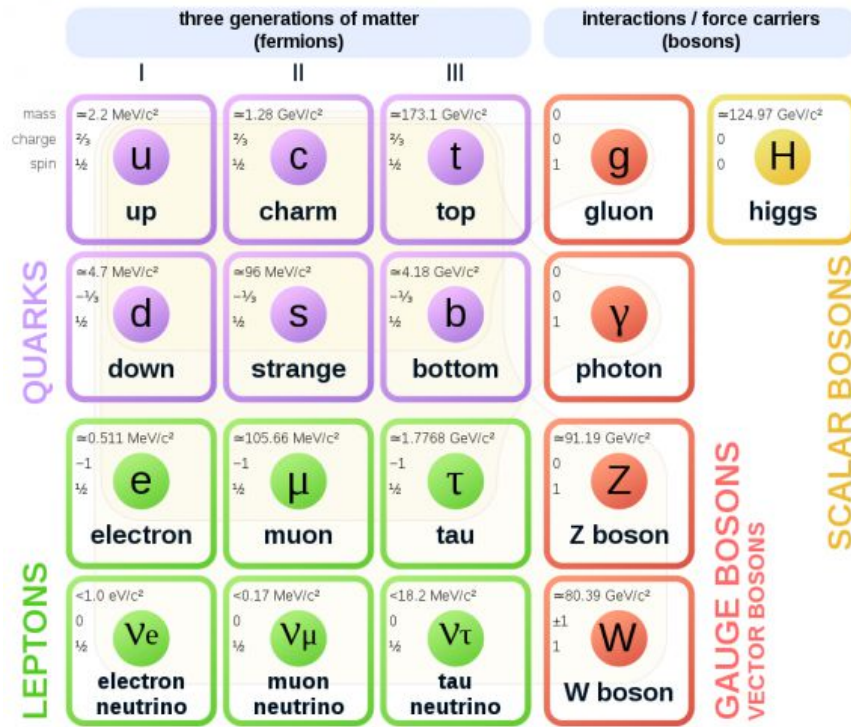


Рис. 1.1: Основные компоненты СМ.

- Три основных типа взаимодействия, действующих между фундаментальными фермионами — сильные, слабые и электромагнитные. Слабые и электромагнитные силы входят в состав, так называемого, электрослабого взаимодействия. Сильное взаимодействие стоит отдельно, и именно оно связывает кварки в адроны.
- Все эти силы описываются на основе калибровочного принципа — они не вводятся в теорию специально, они возникают сами собой в результате требования симметрии теории относительно определенных преобразований. Отдельные виды симметрии порождают сильное и электрослабое взаимодействия.
- Несмотря на то, что существует электрослабая симметрия, в нашем мире она самопроизвольно нарушается. Спонтанное нарушение электрослабой симметрии — необходимый элемент теории, и в рамках Стандартной модели нарушение происходит за счет хиггсовского механизма.

- Численные значения для констант взаимодействий – это массы фундаментальных фермионов, численные значения констант связи взаимодействий, которые характеризуют их силу, и некоторые другие величины. Все они уже давно эмпирически получены и при дальнейших вычислениях уже не подгоняются.

Кроме того, Стандартная модель — перенормируемая теория, то есть все эти элементы вводятся в нее таким самосогласованным способом, который, в принципе, позволяет проводить вычисления с нужной степенью точности. Зачастую вычисления с желаемой степенью точностью оказываются достаточно сложными, но это проблема не самой теории, а, скорее, наших вычислительных способностей.

1.1 Что такое нейтрино?

Нейтрино – это лёгкая, слабодействующая нейтральная частица со спином $1/2$. Оно окружает нас практически со всех сторон. Люди живут в потоке самых старых частиц, которые существуют с момента Большого взрыва, в потоке реликтовых нейтрино. Их энергия ничтожна – порядка 10^{-4} эВ, однако их поток один из самых интенсивных на Земле $10^{13} - 10^{14}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$. Нейтрино обладают огромной проникающей способностью, что, в свою очередь, сильно отличает нейтрино от остальных элементарных частиц. Существуют различные типы нейтрино, которые получили свои названия в результате того, где и в ходе каких реакций они были рождены. Частицы, рожденные в реакторе, имеют значения потоков порядка 10^{20} $\bar{\nu}_e$ за 1 с при мощности реактора в 1 ГВт. Характерные энергии $\bar{\nu}_e$ от реактора – это сотни кэВ - несколько МэВ. Нейтрино также летят к нам и от Солнца, рождаясь там в ходе ядерных реакций в солнечной плазме с энергиями от кэВ до полутора десятков МэВ и с потоком до 10^{10} см $^{-2}$ с $^{-1}$. Недра земли в ходе слабых распадов ядер излучают антинейтрино с энергиями от кэВ до десятка МэВ и с потоками порядка 10^6 см $^{-2}$ с $^{-1}$ на поверхности земли. Космические лучи (в основном протоны и лёгкие ядра), бомбардируя атмосферу Земли, рождают нейтрино и антинейтрино с энергиями 100 МэВ и выше и потоком порядка

$10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Аналогичные по порядку величины потоки (анти)нейтрино, но с энергиями выше ТэВ, ожидаются от активных галактических ядер. Рассеяние космических лучей ультравысоких энергий на микроволновом фоне в цепочке слабых распадов дает диффузные космические нейтрино с энергиями выше 10^3 ТэВ и ничтожными потоками порядка $10^{-12} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [2].

Когда речь заходит об ускорительных нейтрино, то имеются в виду нейтрино, которые получают целенаправленно для определенных нейтринных экспериментов. В проводимых в настоящее время подобных экспериментах для получения нейтрино используются протонные синхротроны. Как правило, в таких экспериментах происходит образование мюонных нейтрино по следующей схеме: пучок протонов циклически инжектируется в ускорительное кольцо за малый промежуток времени, ускоряется в нем, после чего выводится из кольца и направляется на мишень, а в результате распада образованных адронов (π и K - мезонов), получаются мюонные нейтрино.

1.2 Как было открыто нейтрино?

Частица была введена для объяснения бета-распада ядер. При бета-распаде одно ядро превращается в другое при испускании электрона, однако, при такой записи распада не выполняется один из фундаментальных законов сохранения физики, а именно закон сохранения энергии. Чтобы этого избежать, Паули предположил, что при бета-распаде образуется ещё одна частица – нейтрино, которая не имеет массу и заряд, поэтому её так тяжело задетектировать. Т.е. он придумал частицу, которую невозможно поймать, но, к счастью, экспериментаторы не оправдали этих опасений. На данный момент ученые зафиксировали не один, а целых три типа (аромата) нейтрино: мюонное, таонное, электронное. Все дело в том, что помимо электрона существует ещё две частицы с подобными свойствами – мюон и тау-лептон. И все они идут по парам со своими нейтрино. Кроме того, для каждого типа нейтрино существует своя античастица.

Только через 26 лет после гипотезы Паули, Райнес и Коуэн экспериментально обнаружили электронное антинейтрино $\bar{\nu}_e$ в последовательности реакций [3]:

$$\begin{aligned}\bar{\nu}_e + p &\rightarrow e^+ + n \\ &\hookrightarrow e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma \\ &\hookrightarrow n + Cd \rightarrow \gamma + \dots,\end{aligned}$$

за что в 1995 г. Райнес получил Нобелевскую премию.

В 1962 г. Ледерман, Шварц и Штейнбергер обнаружили мюонное нейтрино, рождавшееся в паре с мюоном в распадах пионов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. Детектор нейтрино был отделен от области рождения мюонов и нейтрино защитой из стали толщиной в 13,5 м, через которую мюоны проникнуть не могли, в отличие от нейтрино. Взаимодействие прошедших нейтрино в детекторе в большинстве случаев сопровождалось рождением мюонов, а не электронов, что свидетельствует о том, что ν_e и ν_μ – это две разные частицы. Наконец, только в 2000 г. в эксперименте DONUT было доказано существование третьего типа нейтрино ν_τ в последовательности реакций

$$\begin{aligned}p + \text{мишень} &\hookrightarrow D_s X \\ &\hookrightarrow D_s \rightarrow \tau \bar{\nu}_\tau \\ &\hookrightarrow \tau \rightarrow \nu_\tau X \\ &\hookrightarrow \nu_\tau + \text{фотоэмульсия} \rightarrow \tau X.\end{aligned}$$

Таким образом, целых 44 года понадобилось для того, чтобы открыть три поколения нейтрино, и 70 лет прошло со дня слов Паули до открытия третьего типа нейтрино.

Глава 2.

Осцилляции нейтрино.

2.1 Число поколений нейтрино.

На сегодняшний день, известно о существовании трёх поколений массивных нейтрино (ν_1, ν_2, ν_3), из которых можно составить следующие комбинации: (ν_e, ν_μ, ν_τ), которые носят название «флейворные». В таком виде нейтрино участвуют в электрослабых взаимодействиях [4]. Самые известные – бета-распад ядер радиоактивных элементов и реакции распада в результате термоядерного синтеза на Солнце. Однако, этот способ описания нейтрино не совсем корректен, поскольку он неправильно описывает поведение свободных нейтрино и не позволяет приписать им массу. На самом деле, каждое из флейворных состояний раскладывается в сумму трех состояний, имеющих вполне определенные, но различные массы. Эти состояния называются массовыми, в отличие от флейворных состояний, различные массовые состояния не имеют специальных названий и просто нумеруются цифрами. Именно благодаря такому представлению можно объяснить осцилляции нейтрино.

Соотношение между флейворными и массовыми состояниями в физике нейтрино описывается матрицей Понтекорво-Маки-Накагавы-Сакаты (PMNS), аналогичной СКМ-матрице из теории слабых взаимодействий.

$$\begin{aligned}
U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

Для удобства разделяют вклады в PMNS-матрицу, которые возникают из-за смешивания различных массовых состояний, и параметризуют их с помощью углов смешивания, определяющих углы между осями координат в массовой и флейворной «системах отсчета» (Рис. 2.1).

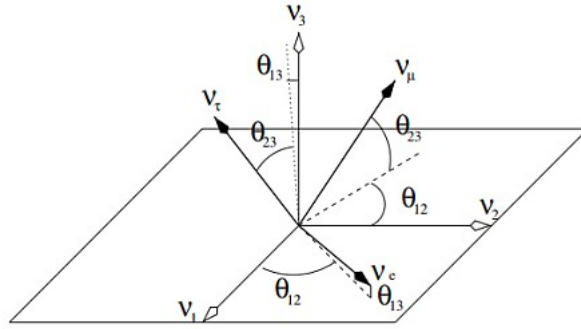


Рис. 2.1: Геометрический смысл углов смешивания. Состояния нейтрино можно рассматривать в лептонных координатах и массовых координатах.

Существуют некоторые экспериментальные ограничения на число поколений нейтрино. Одно из таких ограничений следует из экспериментов с распадами Z-бозонов, рожденных в e^+e^- -аннигиляции. Z-бозон распадается на пару $f\bar{f}$, где f может быть кварком, заряженным лептоном или нейтрино. Полная ширина распада Z-бозона складывается из парциальных ширин распадов на упомянутые фермионы и равна примерно 2500 МэВ, из которых почти 500 МэВ приходится на три невидимые моды распада на пары $\nu_i\bar{\nu}_i$. Экспериментальная погрешность измерения невидимой ширины распада составляет всего 1,5 МэВ, что много меньше вклада в ширину от одной пары нейтрино (порядка 166 МэВ). Эксперимент

по точному определению ширины распада Z-бозона был выполнен на большом электронно-позитронном коллайдере LEP.

Из эксперимента была получена следующая оценка числа возможных типов нейтрино:

$$N_{\nu}^{LEP} = 2,9963 \pm 0,0074$$

прекрасно согласуется с вычислениями в рамках СМ с тремя поколениями нейтрино, что видно на Рис. 2.2, на котором приведено сравнение измеренного сечения аннигиляции e^+e^- с теорией в разных предположениях о числе поколений нейтрино [5].

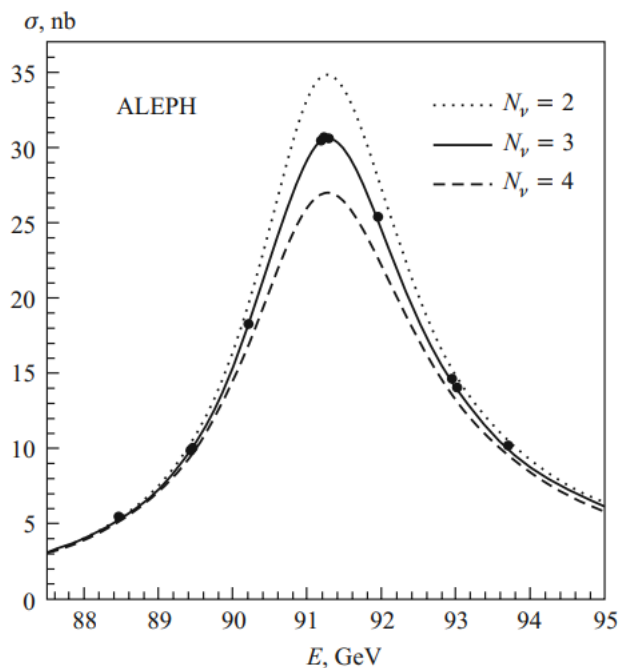


Рис. 2.2: Сравнение измеренного сечения аннигиляции e^+e^- с теорией в разных предположениях о числе поколений нейтрино.

2.2 Зачем изучают осцилляции нейтрино?

Паули предполагал, что нейтрино не имеют массу, однако это не так. На самом деле у каждого аромата нейтрино есть своя масса, причём очень маленькая. Доказать существование массы нейтрино удалось благодаря наблюдению удивительного эффекта — нейтринных осцилляций. На данный момент учёные надеются ответить на один из наиболее интригующих вопросов современной физики — почему наша

вселенная состоит из вещества, а антивещества в ней практически нет. Считается, что такое нарушение вызвано нарушением CP-симметрии. Если бы эта симметрия не нарушалась, то при замене всех частиц на античастицы и всех направлений на зеркально противоположные все физические процессы протекали бы так же, как до соответствующей замены. В нарушении CP-симметрии отчасти виновато нейтрино. На сегодняшний день проводятся эксперименты, в которых наблюдают рождение нейтрино и антинейтрино, считают количество получившихся частиц и сопоставляют его с тем, которое должно быть при наличии CP-симметрии. Например, благодаря данным эксперимента T2K были получены указания, что CP-симметрия нарушается [6].

Накопление данных – достаточно длительный процесс, поэтому для того, чтобы подтвердить многие результаты потребуются многие годы работы. Однако, нейтринные осцилляции изучают не только для того, чтобы ответить на фундаментальные вопросы, связанные со вселенной, но и для того, чтобы лучше разобраться в свойствах самих нейтрино. Можно посмотреть на классификацию нейтрино с другой стороны. Так как у нейтрино существует масса, можно говорить о трёх типах нейтрино с разной массой (трёхмассовое состояние нейтрино). Причём, это вовсе не значит, что каждое массовое состояние соответствует определённому аромату нейтрино. Массовое состояние представляет собой комбинацию из трёх ароматов. Изучая, как происходит смешивание, учёные могут лучше разобраться в свойствах нейтрино.

На данный момент нам достаточно известно о нейтринных состояниях и их смешивании [7].

$$\sin^2\theta_{12} = 0,307 \pm 0,013$$

$$\Delta m_{21}^2 = (7,53 \pm 0,18) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$$

$$\sin^2\theta_{23} = 0,536_{-0,028}^{+0,023} \text{ (Обратный порядок)}$$

$$\sin^2\theta_{23} = 0,512_{-0,022}^{+0,019} \text{ (Нормальный порядок, октант I)}$$

$$\sin^2\theta_{23} = 0,542_{-0,022}^{+0,019} \text{ (Нормальный порядок, октант II)}$$

$$\Delta m_{32}^2 = (-2,55 \pm 0,04) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \text{ (Обратный порядок)}$$

$$\Delta m_{32}^2 = (2,444 \pm 0,034) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2 \text{ (Нормальный порядок)}$$

$$\delta, \text{ фаза CP нарушения} = 1,37_{-0,16}^{+0,18} \pi \text{ радиан}$$

$$\langle \Delta m_{21}^2 - \Delta \bar{m}_{21}^2 \rangle < 1,1 \pm 10^{-4} \text{ эВ}^2, CL = 99,7\%$$

$$\langle \Delta m_{32}^2 - \Delta \bar{m}_{32}^2 \rangle = (-0,12 \pm 0,25) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$$

2.3 Осцилляции нейтрино.

Как уже было сказано выше (см. Раздел 2.1), существует три типа нейтрино, а также их двойники – антинейтрино, обладающие противоположным значением лептонного числа.

Современные теоретические представления не дают возможности утверждать, что закон сохранения лептонного числа должен быть точным, а не приближенным. Существующие модели слабых, сильных и электромагнитных сил предсказывают возможность нарушения законов сохранения лептонных и барионных чисел. С нарушением барионного числа, а именно нестабильностью протона, возможно, связана и наблюдаемая зарядовая асимметрия нашей Вселенной, то есть отсутствие в ней антивещества [8].

Несохранение лептонного числа может приводить к нейтринным осцилляциям. Нейтрино проявляют свои свойства как частицы, так и волны. Грубо говоря, осцилляции нейтрино представляют из себя колебания. Суть данного процесса заключается в том, что нейтрино какого-то определенного типа при своём движении будет переходить в нейтрино других типов и обратно (Рис. 2.3). Для большего понимания нейтринных осцилляций можно привести в качестве примера биения, которые наблюдаются в системе двух одинаковых маятников, подвешенных на одном подвесе. При отклонении одного из маятников его колебания через некоторое время передадутся другому маятнику, амплитуда колебаний которого постепенно возрастет до максимальной величины, а амплитуда первого упадет до нуля. После этого амплитуда второго начнет падать, а амплитуда первого расти. Если затухание мало, то процесс будет периодически повторяться. Такая аналогия нейтринных осцилляций с биениями маятников не случайна, так как по законам квантовой механики описание осцилляций и биений оказывается математически одинаковым.

Ещё в 1957 году феномен нейтринных осцилляций предложил советский и итальянский физик Бруно Понтекорво [9].

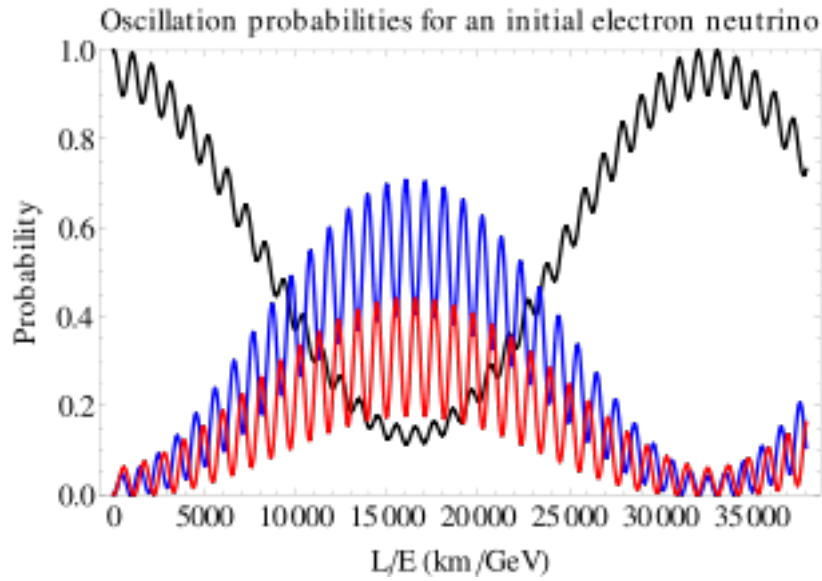


Рис. 2.3: Зависимость вероятности осцилляций от расстояния для разных типов нейтрино.

Если для простоты рассмотреть осцилляции только между двумя типами нейтрино, то можно показать, что за полупериод осцилляций (отвечающий максимуму перехода) нейтрино должно пройти в вакууме от места своего рождения расстояние

$$L_0 = 2,5 \text{ м} \cdot \frac{p}{\Delta m^2},$$

где p – импульс нейтрино, выраженный в МэВ/с, а $\Delta m^2 = |m_2^2 - m_1^2|$ – модуль разности квадратов масс нейтрино в $\text{эВ}^2/\text{с}^2$. Для того чтобы обнаружить осцилляции, необходимо детектировать нейтрино на расстояниях L от источника, сравнимых или больших, чем длина L_0 : $L \geq L_0$. Если массы нейтрино очень малы, то необходимое расстояние от источника становится очень большим.

2.4 Вероятность осцилляций нейтрино.

Допустим, что в какой-то реакции в четырехмерной точке пространства-времени x вместе с рождением лептона l_α^- рождается ещё

и когерентная суперпозиция массовых состояний нейтрино $|\nu_\alpha(x)\rangle$ [10]. Будет ли такая квантовая смесь выглядеть точно так же в точке y или как другое состояние $|\nu_\beta(y)\rangle$? Простой расчёт даёт:

$$A_{\alpha\alpha} = \langle \nu_\alpha(y) | e^{-i\widehat{H}_0(y_0-x_0)} | \nu_\alpha(x) \rangle = \sum |V_{\alpha i}|^2 \phi_i(x-y)$$

$$A_{\beta\alpha} = \langle \nu_\beta(y) | e^{-i\widehat{H}_0(y_0-x_0)} | \nu_\alpha(x) \rangle = \sum V_{\alpha i}^* V_{\beta i} \phi_i(x-y), \text{ где}$$

$|V_{\alpha i}|^2 |\phi_i(x-y)|^2$ – вероятность перехода. В упрощённой теории нейтринных осцилляций предполагается, что массивные нейтрино обладают определенной энергией-импульсом, т.е. $\phi_i(x-y) = e^{-ip_i(x-y)}$. Кроме того, предполагается, что трёх-импульсы y всех нейтрино одинаковы $p_i = p_\nu$ и что скорость нейтрино равна скорости света. Тогда легко получить, что вероятность $P_{\alpha\alpha} \equiv |A_{\alpha\alpha}|^2$ обнаружить в точке y ту же самую квантовую смесь нейтрино, что и в точке x , есть

$$P_{\alpha\alpha} = \sum |V_{\alpha i}|^2 |V_{\alpha j}|^2 \exp(-i\Delta E_{ij}t) = \sum |V_{\alpha i}|^2 |V_{\alpha j}|^2 \exp(-i\frac{\Delta m_{ij}^2 t}{2|p_\nu|}),$$

где $t = y_0 - x_0$, $\Delta E_{ij} = E_i - E_j$, а вероятность $P_{\beta\alpha} \equiv |A_{\beta\alpha}|^2$ обнаружить состояние $|\nu_\beta(y)\rangle$ равна

$$P_{\beta\alpha} = \sum V_{\alpha i}^* V_{\beta i} V_{\alpha j} V_{\beta j}^* \exp(-i\Delta E_{ij}t) = \sum V_{\alpha i}^* V_{\beta i} V_{\alpha j} V_{\beta j}^* \exp(-i\frac{\Delta m_{ij}^2 t}{2|p_\nu|}).$$

$P_{\alpha\alpha}$ интерпретируется как вероятность выживания флэйвора нейтрино ν_α , а $P_{\beta\alpha}$ как вероятность перехода $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ при распространении нейтрино из точки x в точку y . Нетрудно заметить, что $P_{\beta\alpha}$ имеет периодическую зависимость от времени t распространения нейтрино (и расстояния $L \approx t$).

2.5 Случай двух нейтрино.

Явное написание в терминах углов смешивания чрезвычайно громоздко, если в смешении участвуют более двух нейтрино [11]. К

счастью, есть несколько случаев, в которых только два нейтрино принимают участие. В этом случае достаточно рассмотреть матрицу смешивания:

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$$

Тогда вероятность того, что нейтрино изменит свой тип:

$$P_{\alpha \rightarrow \beta, \alpha \neq \beta} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right)$$

или, используя единицы СИ:

$$P_{\alpha \rightarrow \beta, \alpha \neq \beta} = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 L [eV^2][km]}{4E [GeV]}\right).$$

Эта формула часто подходит для обсуждения перехода $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ при атмосферном смешивании, поскольку электронное нейтрино в этом случае практически не играет роли. Она также подходит для солнечных осцилляций $\nu_e \leftrightarrow \nu_x$, где ν_x представляет собой суперпозицию ν_μ и ν_τ . Эти приближения возможны потому, что угол смешивания θ_{13} очень мал, и потому, что два из массовых состояний очень близки по массе по сравнению с третьим.

Глава 3.

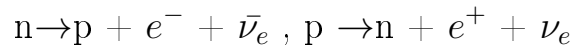
Солнечные нейтрино.

Солнечные нейтрино получили своё название непосредственно от их источника – Солнца. Если рассмотреть потоки всех типов нейтрино, начиная с реликтовых и заканчивая атмосферными, то нейтрино полученные в ходе реакции на Солнце будут преобладать в своём большинстве, уступая разве лишь реликтовым нейтрино. Каждую секунду нашу планету пронизывает около 100 миллиардов солнечных нейтрино.

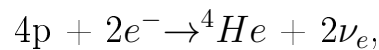
Большой интерес к солнечным нейтрино вызван неспроста – ученые хотят знать почему светит Солнце, и что является источником его нескончаемой энергии. Нейтрино рождаются в процессе ядерного синтеза на Солнце. При взаимодействии протоны образуют более тяжелый элемент, называемый гелием. В результате появляются нейтрино и энергия, которая в конечном итоге достигает Земли в виде тепла и света. В тридцатых годах XX века ученые предположили, что в звездах могут проходить термоядерные реакции в виде CNO-цикла и протон-протонной цепочки.

3.1 Углеродно-азотно-кислородный цикл Г. Бете (CNO-цикл).

В 1939 году Г. Бете удалось найти последовательность термоядерных реакций, приводящих к синтезу гелия [12]. К тому времени уже было известно, что атомные ядра состоят из протонов и нейтронов, а процессы β^- и β^+ - распадов сводятся к превращениям в ядрах:



В качестве катализаторов выступают: углерод, азот, кислород и фтор. CNO-цикл является основным источником энергии для массивных звезд, превышающих массу нашего Солнца. Это связано с тем, что температуры таких звезд достаточно для того, чтобы CNO-цикл был эффективнее pp-цикла. Сам по себе углеродный цикл представляет из себя четыре связанных цикла (Рис. 3.1). Результатом такого цикла является реакция:



нейтрино при этом уносит менее 10 процентов энергии синтеза.

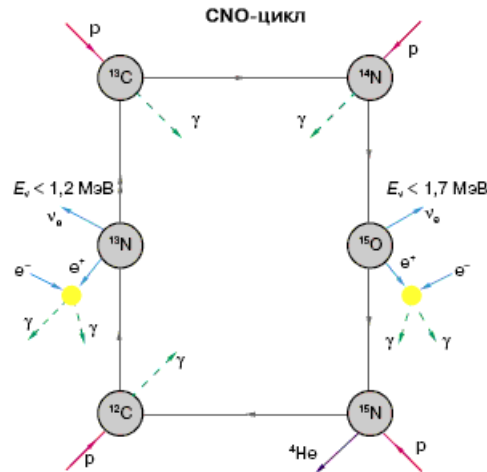
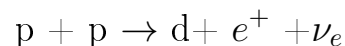


Рис. 3.1: CNO-цикл.

3.2 Протон-протонная цепочка.

При солнечных температурах основную роль, как выяснилось, должна играть протон-протонная цепочка. Наиболее медленными в этой цепочке являются реакции (Рис. 3.2)



с образованием ядра дейтерия и аналогичная ей реакция тройного столкновения

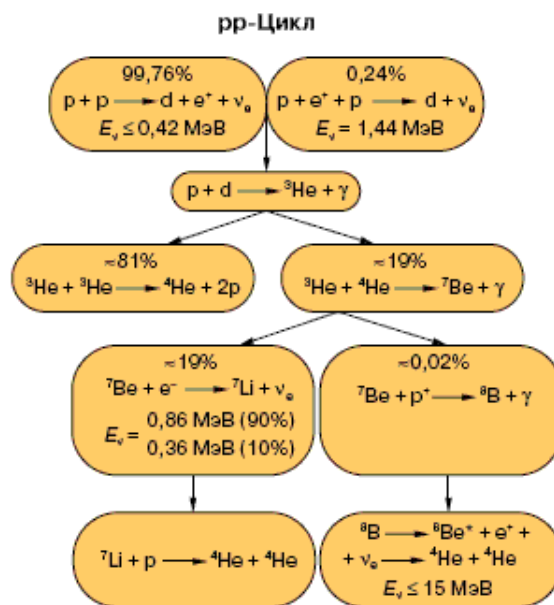
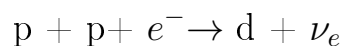


Рис. 3.2: pp цепочка.

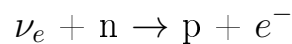
Протон-протонная цепочка представляет из себя достаточно интересный цикл. Это последовательность ядерных реакций, которые начинаются со слияния двух протонов. Именно отсюда и идёт её название. Когда два протона сливаются, то происходит образование дейтрона, позитрона и собственно самого нейтрино. Поскольку в этой реакции произошло образование дейтрона, то в дальнейшем возможны реакции с его участием. Он взаимодействует с протоном, образуется ${}^3\text{He}$ и так далее. Все это заканчивается тем, что происходит образование альфа-частицы.

Но как ученые узнали, что в звездах протекают именно эти реакции? Самое первое, что приходит на ум – фотоны, ведь именно в них содержится информация, которая необходима, чтобы дать ответ на этот вопрос, но тут не всё так просто. Как известно, свет, который долетает до Земли – это либо фотоны с поверхности, либо фотоны, которые родились в глубине Солнца. Фотоны, родившиеся в недрах Солнца, в основной своей части рассеиваются на ядрах. Таким частицам нужно много времени, чтобы выбраться из недр Солнца. Все оставшиеся частицы, такие как электроны, протоны и лёгкие ядра, вылетают с поверхности, и это не даёт никакой информации о том, что происходит внутри. Остаётся последний вариант

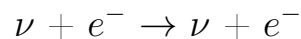
– нейтрино. Как было сказано выше (см. Раздел 1.1), нейтрино обладают гигантской проникающей способностью. Они спокойно вылетают из центра Солнца и направляются к Земле, где и происходит их регистрация.

3.3 Регистрация солнечных нейтрино.

Нейтрино регистрируют с помощью реакций, которые они инициируют [13]. Например, это может быть реакция превращения одного из нейтронов атомного ядра в протон с испусканием электрона:



За счёт слабого взаимодействия с нейтральными токами, нейтрино могут провоцировать разные ядерные переходы с последующим испусканием гамма-кванта. Нейтрино, сталкиваясь с электронами, могут передавать им значительную долю своей энергии:



Для электронных нейтрино возможен процесс не только за счет нейтральных, но и за счёт заряженных токов, которые провоцируют β -распад. Для мюонного и тау-нейтрино реакция происходит исключительно за счет нейтральных токов, и ее вероятность меньше, чем для электронного.

3.4 Доказательство осцилляций нейтрино.

К концу 1990-х годов был построен детектор, который позволял регистрировать нейтрино в таком количестве, что их хватало для анализа. Детектор назывался Super-Kamiokande, и он был установлен в старой цинковой шахте в 250 км от Токио [14]. Место для установки детектора было выбрано неспроста: толща земли глубиной в один километр надежно экранировала чувствительный прибор от посторонних частиц и сигналов.

Собственно детектор – это заполненный сверхчистой водой резервуар высотой 42 метра и шириной 40 метров. Общая масса воды составляла почти 50 тысяч тонн.

Super-Kamiokande был запущен в 1996 году и за два года зарегистрировал более 5 тысяч электронных и мюонных нейтрино (к тау-нейтрино детектор не чувствителен). Теория предсказывала, что со всех сторон в детектор должно попадать одинаковое количество нейтрино обоих типов – однако снизу, то есть со стороны Земли, прилетало меньше мюонных нейтрино, чем сверху. Каджита и коллеги предположили, что мюонные нейтрино, которые пролетают сквозь толщу планеты, под воздействием вещества превращаются в нейтрино других типов. Нейтрино, прилетающие в детектор сверху, такого влияния не испытывают.

Выводы Каджиты через три года подтвердили физики, работавшие в Канаде на эксперименте SNO (Sudbury Neutrino Observatory – Нейтринная Обсерватория Садбери) под руководством Артура Макдональда [15]. Эксперимент так же располагался на глубине двух километров в работающей никелевой шахте, пробуренной к тому же в метеоритном кратере.

Детектор SNO был устроен примерно так же, как в эксперименте Super-Kamiokande, только ёмкость заполнялась не обычной водой, а тяжелой: в каждом атоме водорода в молекуле воды был лишний нейтрон. Вероятность, что нейтрино «столкнутся» с тяжелыми ядрами и породят новые частицы, была заметно выше.

Эксперимент мог детектировать столкновения со всеми тремя типами нейтрино, но, кроме того, ученые могли отдельно видеть столкновения только с электронными нейтрино. Таким образом, если по пути от Солнца до Земли часть электронных нейтрино превращается в нейтрино другого типа (то есть происходят осцилляции), эксперимент SNO позволил это измерить. Что и было сделано: физики зарегистрировали одновременное уменьшение потока электронных нейтрино, летящих от Солнца, и появление мюонных и тау-нейтрино.

3.5 Эффект МСВ.

Детектирование солнечных нейтрино, как заметил Б. Понтекорво, дает уникальную возможность для изучения осцилляций и оценки величины масс нейтрино. Если происходит смешивание двух или трех типов нейтрино, то полученный поток электронных нейтрино от Солнца на Земле будет составлять $1/3$ от первоначального. Так как мюонное и тау-нейтрино не могут производить реакции с образованием электрона, то соответственно произойдет уменьшение их числа. Неизменным окажется число реакций, протекающих через нейтральные токи, в которых ν_e , ν_μ , ν_τ участвуют одинаково. Таким образом, возникает возможность, изучая одновременно все упомянутые реакции, непосредственно проверить гипотезу нейтринных осцилляций.

Из-за разницы между взаимодействием электронного, мюонного и тау-нейтрино с электронами солнечных недр может происходить в определенной области энергий и при определенной плотности вещества резонансное усиление перехода $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ и $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$. Как показали С. Михеев и А. Смирнов, электронные нейтрино, которые родились вблизи центра Солнца и распространяются в среде с уменьшающейся плотностью вещества, могут при определенных энергиях практически полностью переходить в нейтрино других типов. Данный эффект проявляется при очень малых смешиваниях и массах нейтрино, которые, согласно экспериментам, являются предпочтительными. Указанный эффект объясняет не только наблюдаемое уменьшение числа нейтринных потоков, но и полное отсутствие электронных нейтрино средних энергий от различных реакций и CNO-цикла [16].

Глава 4.

Атмосферные нейтрино.

Атмосферные нейтрино являются продуктами распада в адронных ливнях. Нейтрино рождаются в результате столкновений космических лучей с различными ядрами в атмосфере. Они образуются в основном за счет цепочки распада заряженных пионов и каонов до мюонов и электронов (Рис. 4.1). Мюонные нейтрино рождаются в основном при распаде пионов, а электронные – при распаде мюонов [17]. Исходя из распадов получается, что на одно электронное нейтрино приходится два мюонных. Фактически энергетический спектр атмосферных нейтрино простирается до 10^{20} эВ, то есть до максимальной энергии космических лучей, однако, при энергиях выше 10^{14} - 10^{15} эВ в полном потоке нейтрино начинают доминировать нейтрино космического происхождения.

При получении энергетического спектра атмосферных нейтрино следует учитывать вероятность взаимодействия пиона и каона до его распада. Известно, что время жизни пиона пропорционально его энергии, отсюда следует, что вероятность распада до взаимодействия обратно пропорциональна энергии. При энергии много выше некоторой критической ($E_{кр}$) энергетический спектр нейтрино будет иметь наклон на единицу больший, чем спектр первичных космических лучей. Спектр мюонных нейтрино в широком диапазоне энергий можно аппроксимировать следующим выражением [18]

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = 2,85 \cdot 10^{-2} E_\nu^{-2.7} \left(\frac{1}{1 + 6 \frac{E_\nu}{E_\pi^{kp}} \cos\theta} + \frac{0,21}{1 + 1,44 \frac{E_\nu}{E_\pi^{kp}} \cos\theta} + C_{pr} \right) \quad (4.1)$$

Размерность выражения: $(\text{см}^2 \text{с}^1 \text{ср}^1 \text{ГэВ}^1)^{-1}$. Первое слагаемое в скобках описывает нейтрино от распада пионов ($E_\pi^{kp} = 120$ ГэВ), второе от каонов ($E_K^{kp} = 820$ ГэВ), третье слагаемое (C_{pr}) описывает нейтрино прямой генерации. Последнее слагаемое начинает вносить существенный вклад в полный поток атмосферных нейтрино при $E_\nu > 300$ ТэВ. Поэтому нас интересуют первые два значения в скобках [19]. Из приведенного выражения видно, что при увеличении зенитного угла θ до 90 градусов поток нейтрино возрастает. Причина этого в том, что при больших зенитных углах пионы и каоны рождаются в более разреженной атмосфере и проходят больший путь, и вероятность их распада по сравнению со взаимодействием увеличивается.

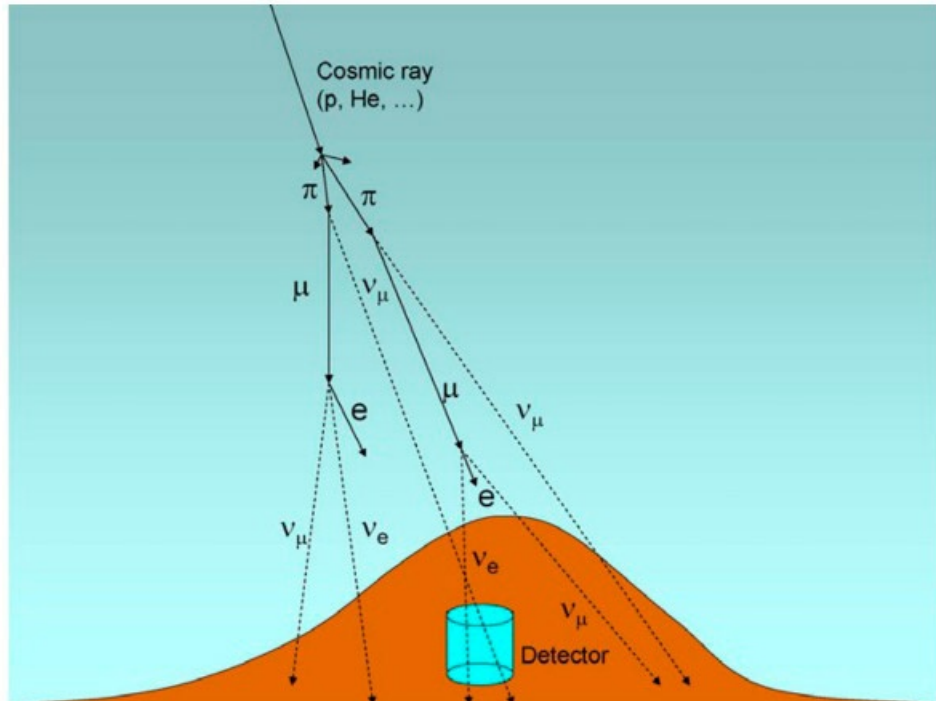


Рис. 4.1: Взаимодействие космических лучей с атмосферой.

4.1 Осцилляции атмосферного нейтрино.

Осцилляции нейтрино были обнаружены в ходе исследований нейтрино, возникающих при взаимодействии космических лучей в атмосфере. Следуя теориям, которые были предложены в 1970-х годах и предполагали объединение слабых, сильных и электромагнитных сил, в 1980-х годах последовало несколько экспериментов по поиску распада протона. Крупнейшие детекторы, такие как IMB, MACRO и Kamiokande II, обнаружили дефицит в соотношении мюонных нейтрино к атмосферным нейтрино электронного типа.

Благодаря ускорителям частиц можно легко получить пучки нейтрино с необходимой энергией. Было проведено много экспериментов, которые изучают те же осцилляции, что и при осцилляциях атмосферных нейтрино с использованием нейтрино с энергией в несколько ГэВ на расстоянии в несколько сотен километров [20]. Во всех экспериментах MINOS, K2K и Super-K независимо от результатов других наблюдалось исчезновение мюонных нейтрино на таких длинных участках. В 2010 году INFN и CERN объявили о наблюдении частицы тау в пучке мюонных нейтрино в детекторе OPERA, расположенном в Гран-Сассо, в 730 км от источника в Женеве.

Глава 5.

Эксперимент NOvA.

NOvA – два сцинтилляционных детектора, ближний (ND) и дальний (FD), расстояние между которыми 810 км (Рис. 5.1). Эксперимент NOvA разработан, чтобы искать осцилляции мюонного нейтрино в электронное нейтрино, сравнивая количество зарегистрированных электронных нейтрино на участке лаборатории им. Ферми с количеством электронных нейтрино, зарегистрированных к югу от Интэрнэшнл-Фолс, штат Миннесота. Если осцилляции происходят, то на дальнем участке будут обнаружены электронные нейтрино в пучке мюонных нейтрино, произведенных в Fermilab [21].

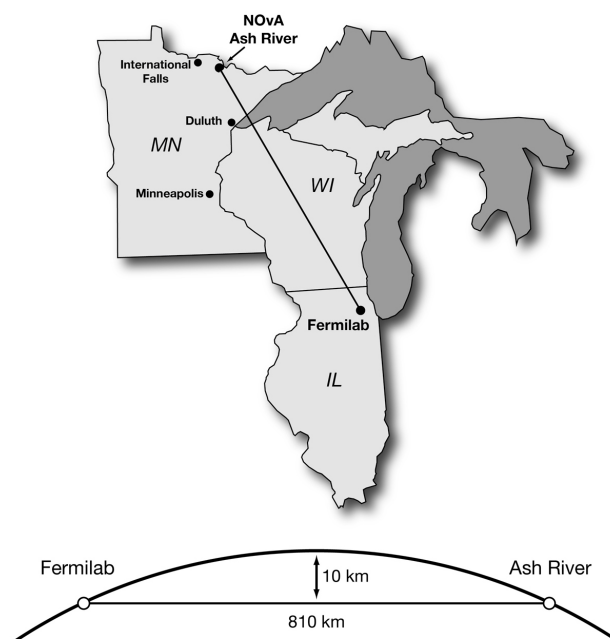


Рис. 5.1: Географическое расположение 2-х детекторов.

Протоны, ускоренные до 120 ГэВ, взаимодействуют с углеродной мишенью, в результате чего рождаются мезоны. K и π мезоны распадаются на пару лептон и нейтрино, что и даёт нейтринный поток. Полученный пучок имеет узкий энергетический пик в районе 2 ГэВ.

5.1 Состав детектора NOvA.

События можно разделить на взаимодействие через заряженные (W -бозон) и нейтральные (Z -бозон) токи (Рис. 5.2).

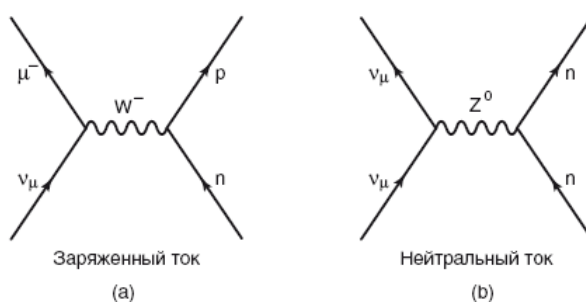


Рис. 5.2: 2 канала взаимодействия.

Исследование проводилось в дальнем детекторе NOvA, который состоит из набора ячеек, представляющих собой трубки из ПВХ-пластика, заполненные жидким сцинтиллятором. Масса детектора около 14 кт.

Таблица 5.1: Состав детектора NOvA, для которого извлекались сечения GENIE.

элемент	массовая доля, %	вес, кг
1H	10,74	$1,49679 \cdot 10^6$
^{12}C	66,45	$9,26134 \cdot 10^6$
^{14}N	0,003	445,756
^{16}O	2,1	293680
^{35}Cl	16,88	$2,35271 \cdot 10^6$
^{48}Ti	3,15	438632
^{56}Fe	0,68	94231,4

Глава 6.

Результаты по солнечным нейтрино.

Основная цель данной работы – изучение возможности регистрации солнечных и атмосферных нейтрино для проведения осцилляционного анализа данных. Для того чтобы узнать о возможном количестве событий в детекторе NO ν A, необходимо построить потоки для солнечных и атмосферных нейтрино.

6.1 Спектр солнечных нейтрино.

Потоки солнечных нейтрино меняются от десятых долей МэВ вплоть до 15 МэВ и имеют значения потоков $(\text{см}^2\text{с}^1\text{МэВ})^{-1}$ (Рис. 6.1) [22]. Можно с высокой вероятностью утверждать, что у нейтрино, полученных в ходе распада ^7He и ^8B , есть шансы быть зарегистрированными в детекторе NO ν A.

Для более точного ответа нам необходимо построить сечения солнечных нейтрино. Существует два канала взаимодействия. Первый канал – упругое рассеяние на электронах. Второй – рассеяние через заряженные токи электронных нейтрино на ядрах атомов из химического состава детектора (см. Таблица 5.1). В данной работе не исследовался канал взаимодействия через нейтральные токи с ядрами детектора.

Solar neutrinos spectrum.

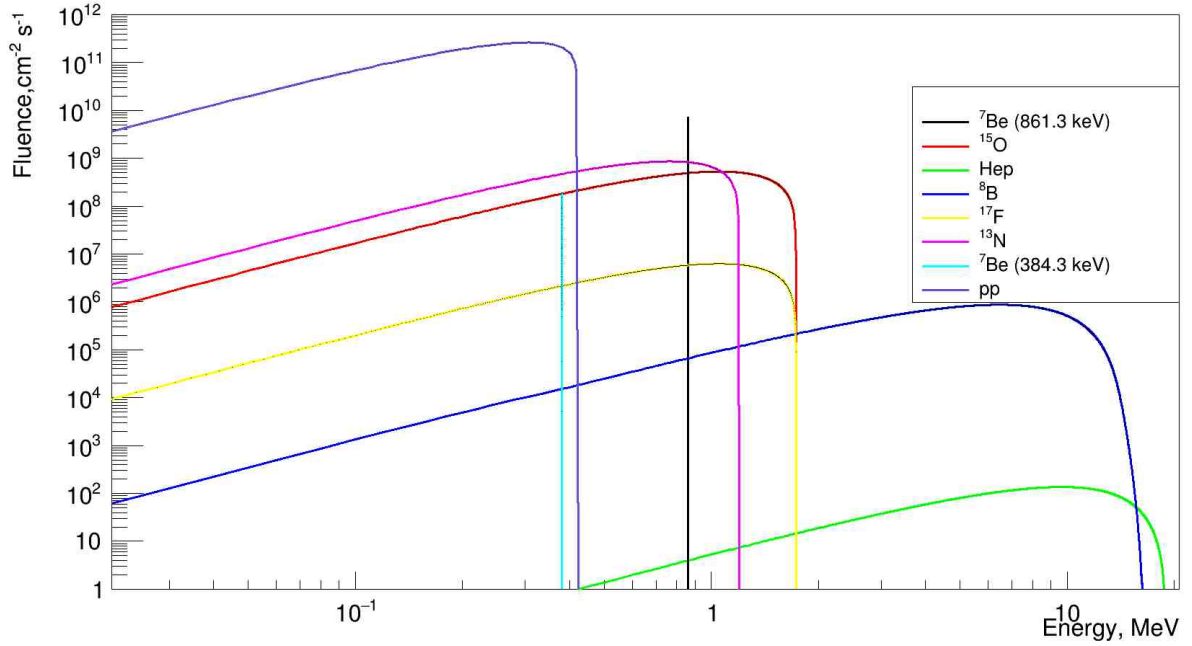


Рис. 6.1: Спектр солнечных нейтрино.

6.2 Сечения для солнечных нейтрино.

Для нахождения количества событий необходимо знать сечения. Данные для сечения рассеяния солнечных нейтрино на электронах (Рис. 6.2) были взяты из источника [23].

Все три типа нейтрино могут рассеиваться на электронах, но только электронные нейтрино могут рассеяться на ядрах с рождением электрона, потому что такой низкой энергии, как у солнечных нейтрино, хватает только на рождение электрона. Для подсчета сечения рассеяния на ядрах (Рис. 6.3) была использована формула (6.1) [24]:

$$\sigma_k = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c}{\pi} p_e E_e F(Z, E_e) (B(F)_k + \left(\frac{g_A}{g_V}\right)^2 B(GT)_k) \quad (6.1)$$

$p_e(E_e)$ – импульс (энергия) вылетающего электрона.

$F(Z, E_e)$ – функция Ферми.

$B(F)_k, B(GT)_k$ – матричные элементы фермиевских и гамов-теллеровских переходов на возбужденные уровни.

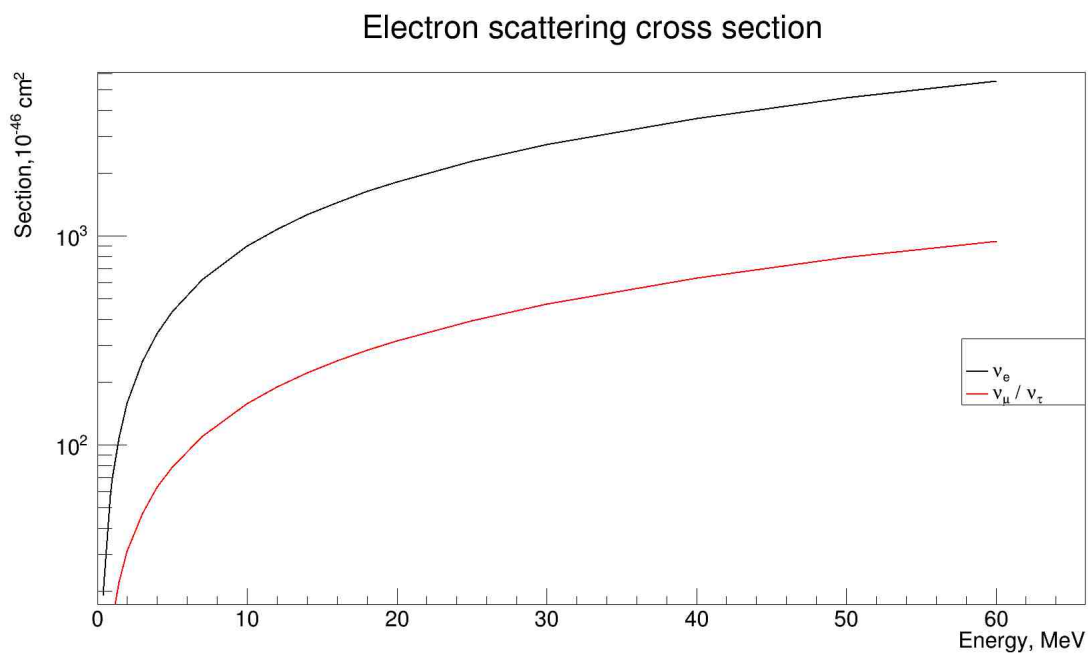


Рис. 6.2: Сечения рассеяния ν_e и ν_μ/ν_τ на электронах.

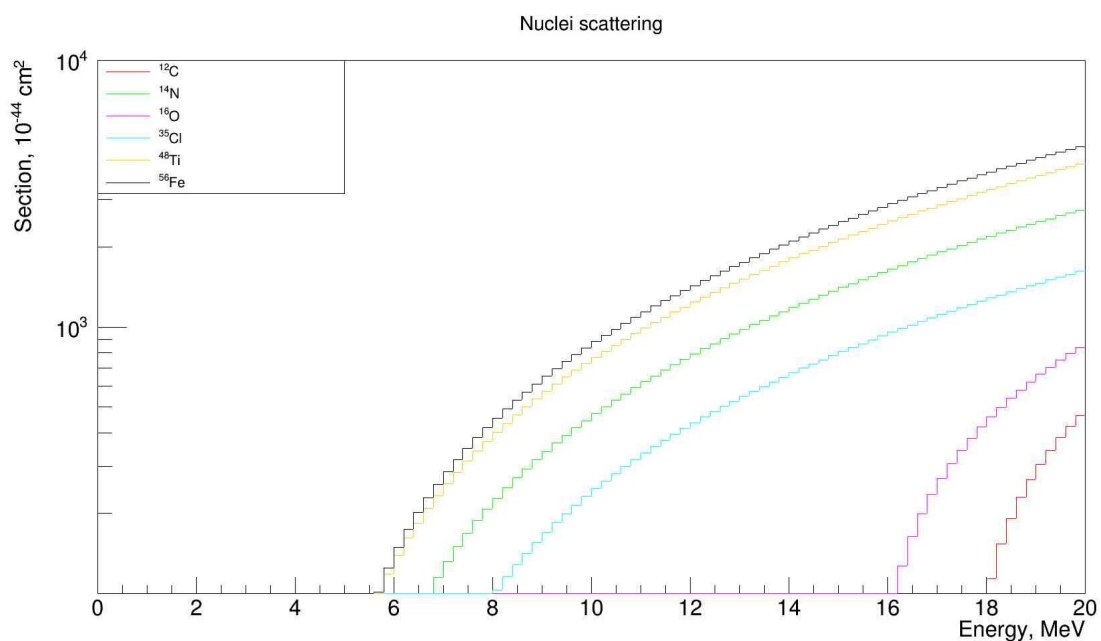


Рис. 6.3: Сечения рассеяния ν_e на ядрах.

6.3 Количество событий от солнечных нейтрино.

Для получения результата были подсчитаны количества событий, которые могут быть зарегистрированы в дальнем детекторе NOvA. Как раз для этого нужны сечения рассеяния. Эти сечения перемножаются с

потоками нейтрино, а также на нормировочную константу, учитывающую для солнечных потоков количество ядер в детекторе, количество электронов и количество секунд в году.

На Рис. 6.4 - 6.5 представлены зависимости числа событий при рассеянии ν_e и ν_μ/ν_τ на электронах. На Рис. 6.6 – число событий при рассеянии ν_e на ядрах атомов детектора. Как видно, будут наблюдаться события только от потоков ${}^7\text{He}$ и ${}^8\text{B}$ (см. Таблицу 6.1). Это связано с высокими порогами по энергии для каждой реакции взаимодействия.

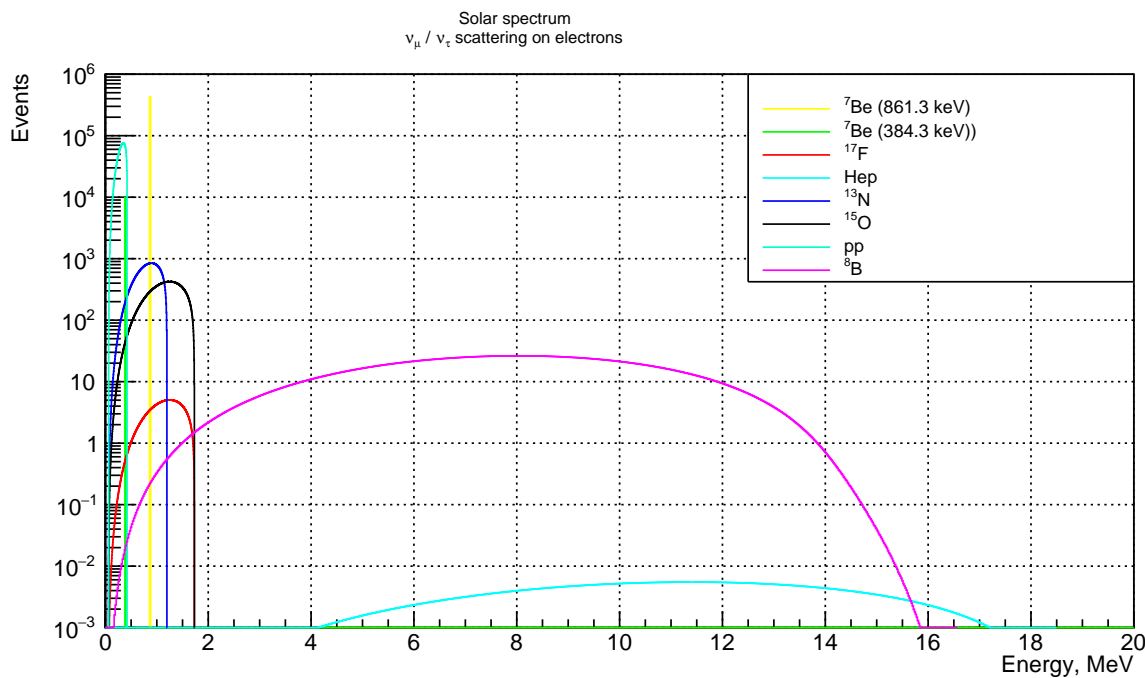


Рис. 6.4: Спектр числа событий рассеяния ν_μ/ν_τ на электронах.

Температура внутри Солнца составляет 10^7 К, что соответствует энергии частиц в 1 кэВ. Температурное распределение энергий Максвелла-Больцмана имеет экспотенциально спадающую кривую. Скорость протекания реакций пропорциональна количеству частиц при данной энергии, а также пропорциональна сечению реакции, которое растёт с ростом энергии. Произведение этих двух величин имеет куполообразную форму, которая носит название пик Гамова. Ядерные реакции в звёздах происходят в области пика Гамова, в области ниже 100 кэВ (см. Рис. 6.1). Из-за малости сечений ядерных реакций и энергии экспериментальное измерение достаточно затруднительно, особенно в данном случае (детектор приспособлен для работы с высокими значениями

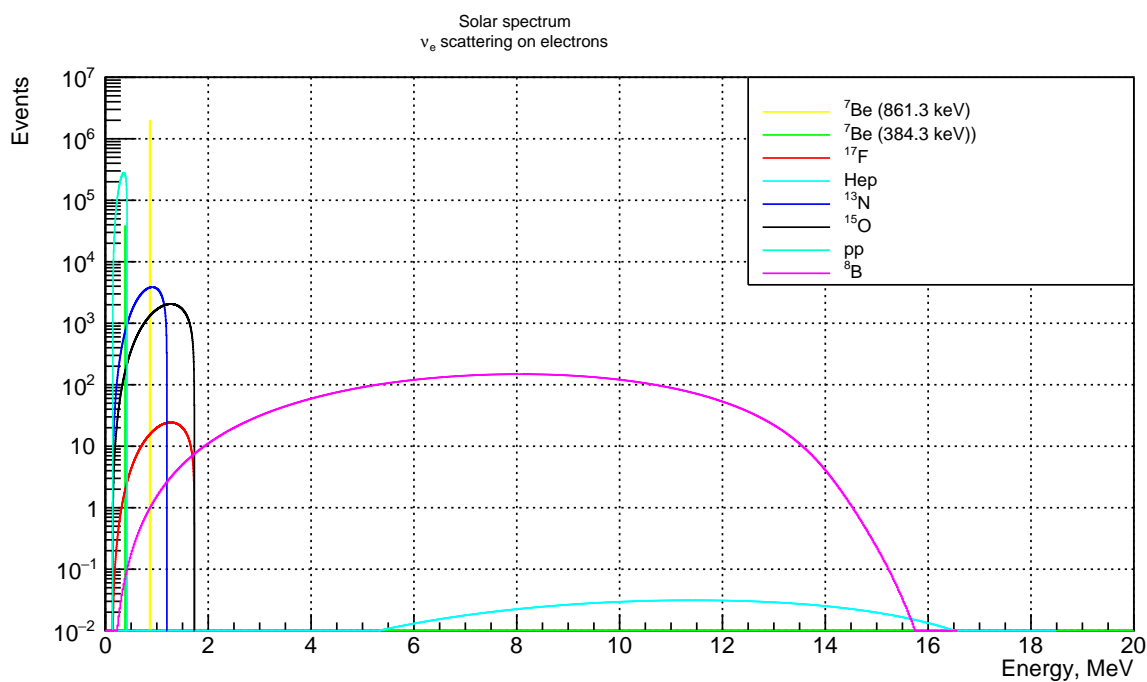


Рис. 6.5: Спектр числа событий рассеяния ν_e на электронах.

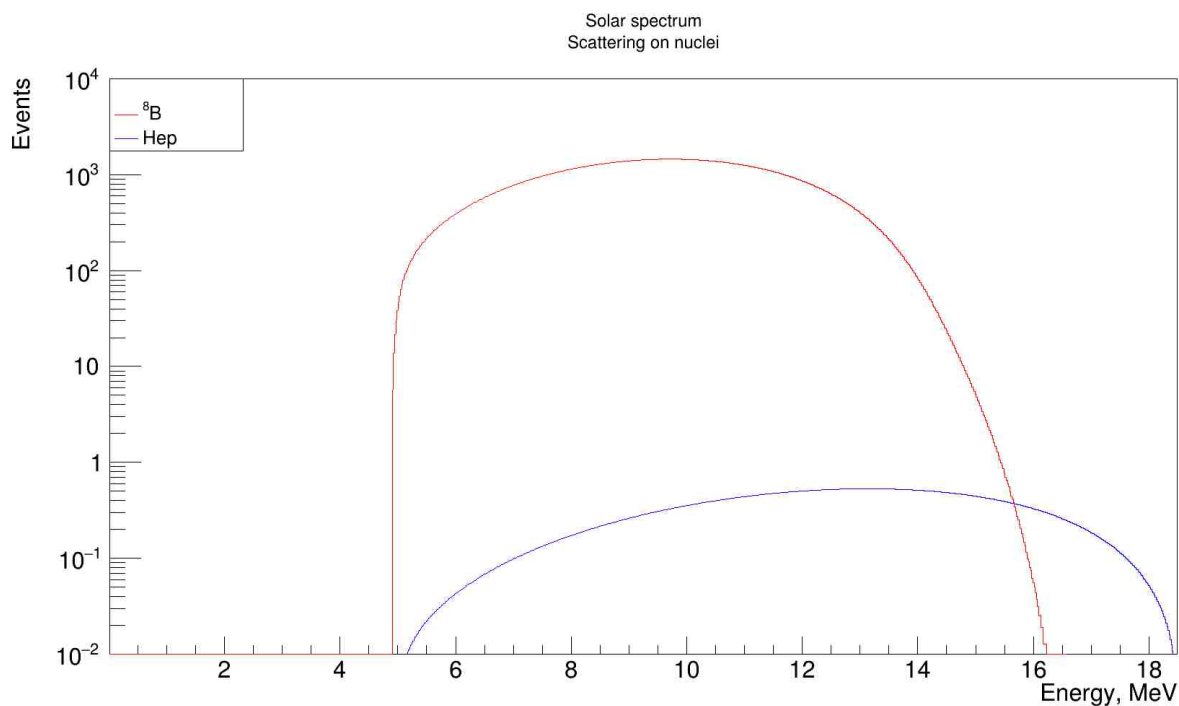


Рис. 6.6: Спектр числа событий рассеяния ν_e на ядрах.

энергий). Для оценки эффективности регистрации данных потоков было проведено быстрое моделирование с помощью метода Монте-Карло. В дальнем детекторе существует минимальный порог регистрации частиц при энергиях в ячейке 1 МэВ около считывающей аппаратуры и 8 МэВ – если событие произошло на другом конце ячейки. Это означает, что часть

спектра может быть зарегистрирована. На Рис. 6.8 показано рассеяние электронного нейтрино на электроном. Моделирование для этого случая проводилось без учёта шумов электроники, потому что, скорее всего, различить эту вспышку от шумов не получится.

Таблица 6.1: Ожидаемое количество событий в дальнем детекторе от солнечных нейтрино в год.

Поток	События (Ядра)	События (ν_e)	События (ν_μ/ν_τ)
^{15}O	0	$2,63 \cdot 10^5$	$5,14 \cdot 10^4$
^7Be (0.86 MeV)	0	$1,05 \cdot 10^6$	$1,97 \cdot 10^5$
$\text{He}\nu$	91,14	6,61	1,54
^8B	$1,49 \cdot 10^5$	$1,97 \cdot 10^4$	$5,73 \cdot 10^3$
^{17}F	0	2763,34	688,99
^{13}N	0	$1,93 \cdot 10^5$	$4,03 \cdot 10^4$
^7Be (0.38 MeV)	0	$2,04 \cdot 10^4$	$4,57 \cdot 10^3$
pp	0	$3,78 \cdot 10^6$	$1,28 \cdot 10^6$

Для учета вероятности осцилляций для солнечных нейтрино в таблице использовались измерения эксперимента Борексина (Рис. 6.7) [25].

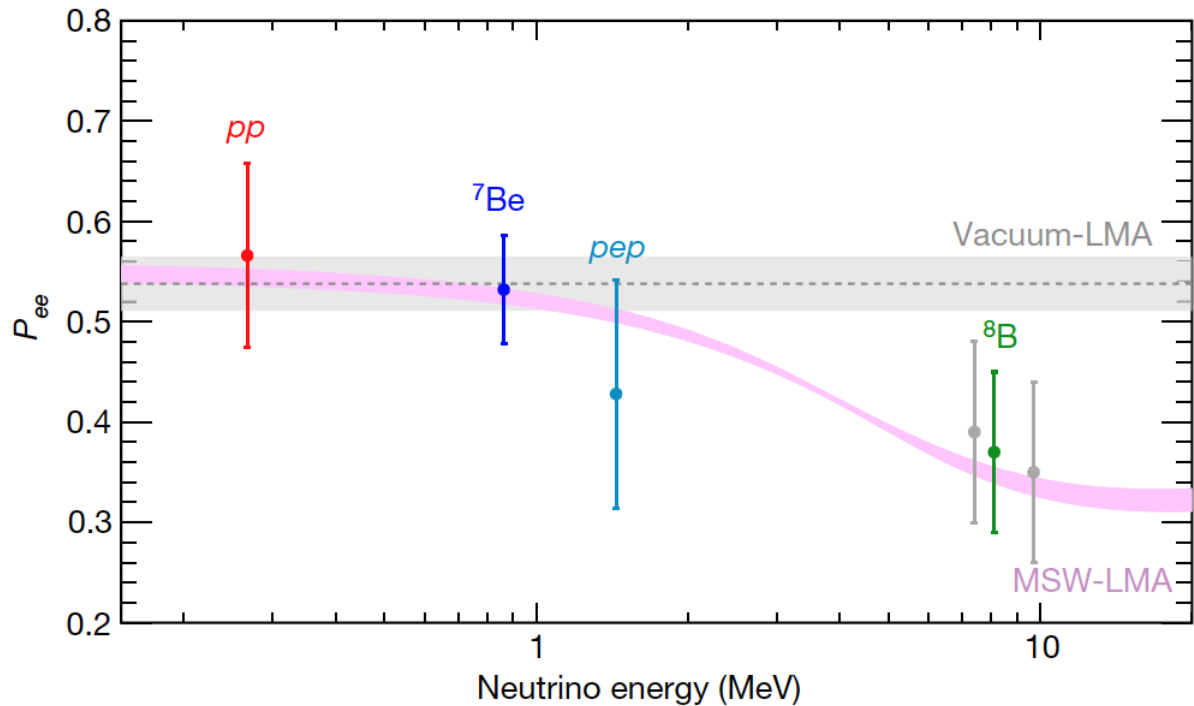


Рис. 6.7: Вероятность осцилляций солнечных нейтрино.

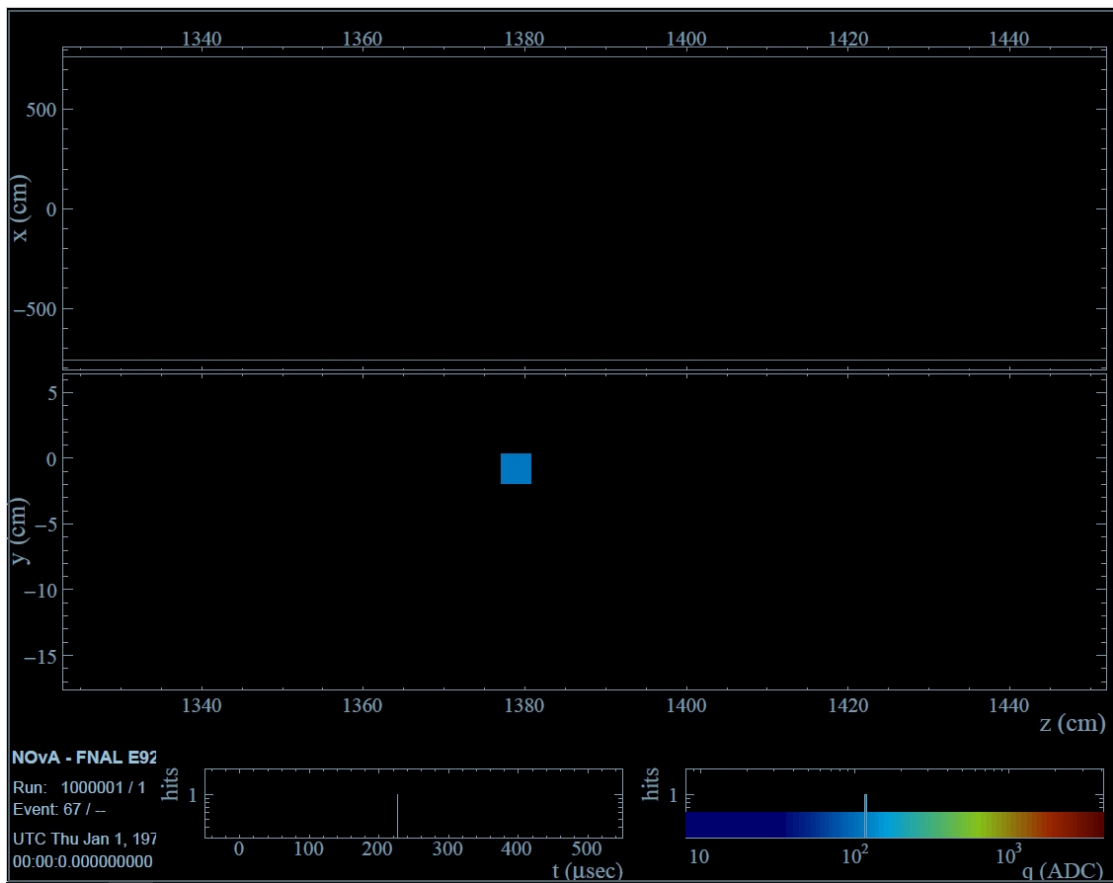


Рис. 6.8: ν_e событие с энергией 15 МэВ.

Глава 7.

Результаты по атмосферным нейтрино.

7.1 Спектр атмосферных нейтрино.

Рассмотрим построенные потоки для атмосферных нейтрино. В полном потоке нейтрино, падающем на поверхность Земли, атмосферные нейтрино доминируют в энергетическом диапазоне от сотен МэВ до сотен ТэВ. Данные для потоков были взяты из [26], где они представлены в единицах $(\text{см}^2\text{с}^1\text{ср}^1\text{ГэВ}^1)^{-1}$.

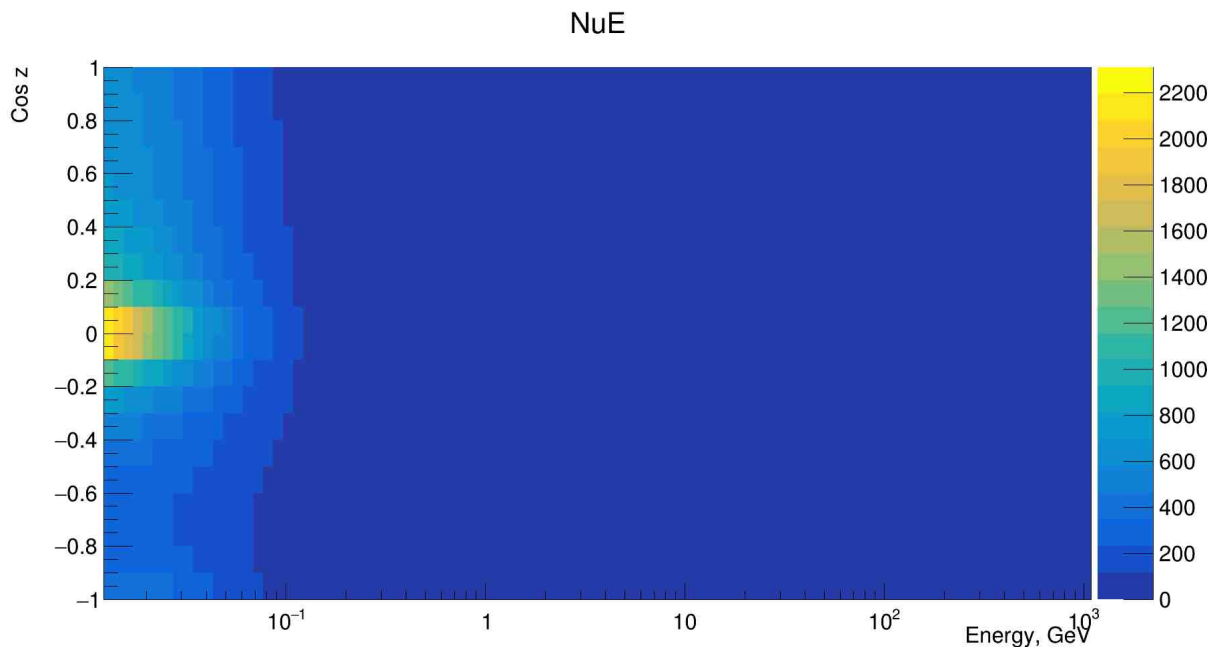


Рис. 7.1: Зависимость потока ν_e от зенитного угла.

На Рис. 7.1 и 7.2 располагаются зависимости ν_e и $\bar{\nu}_e$ от зенитного угла. Поскольку данные потоки рассматриваются без учета осцилляций, они практически не отличаются друг от друга.

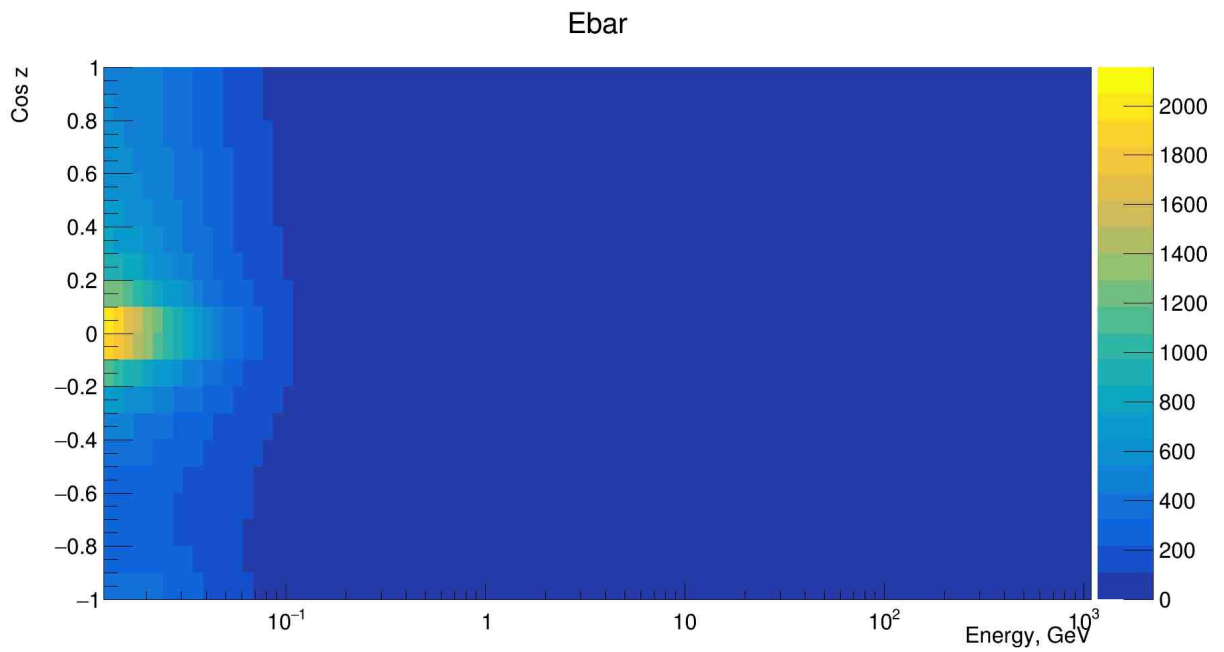


Рис. 7.2: Зависимость потока $\bar{\nu}_e$ от зенитного угла.

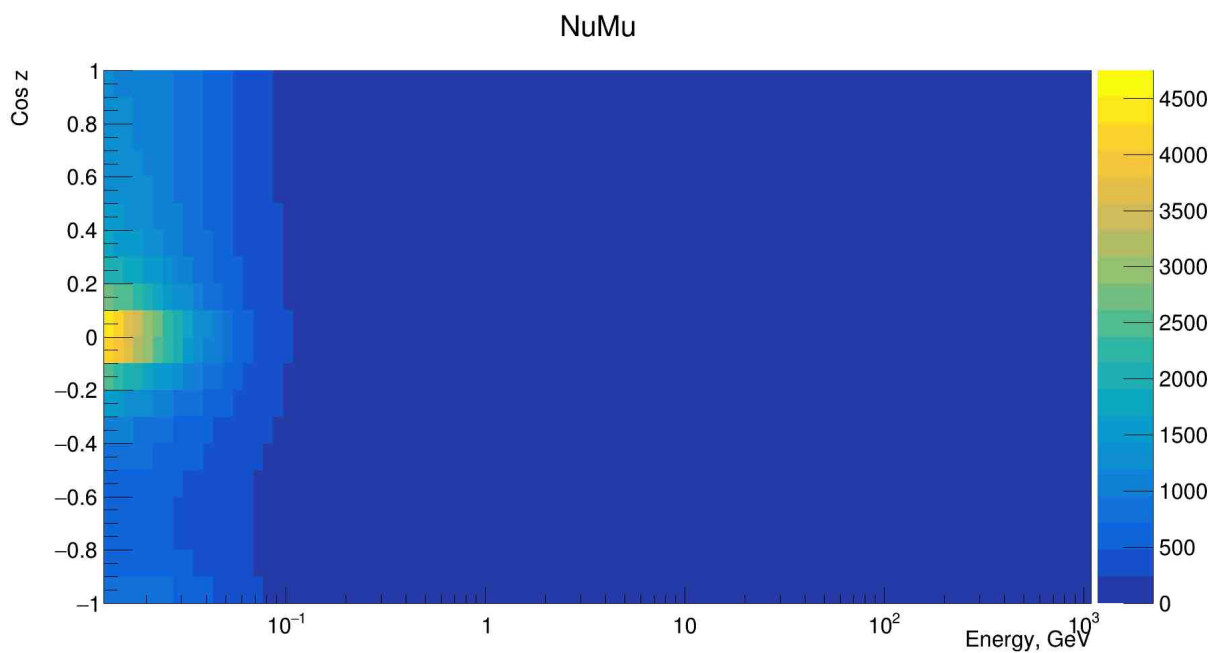


Рис. 7.3: Зависимость потока ν_μ от зенитного угла.

На Рис. 7.3 и 7.4 находятся зависимости ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ от зенитного угла. Потоки мюонных нейтрино отличаются практически в два раза от потоков электронных нейтрино, как было сказано ранее (см. Глава 4.). Это отчасти связано с тем, что при распаде заряженных мезонов на одно электронное приходится два мюонных нейтрино.

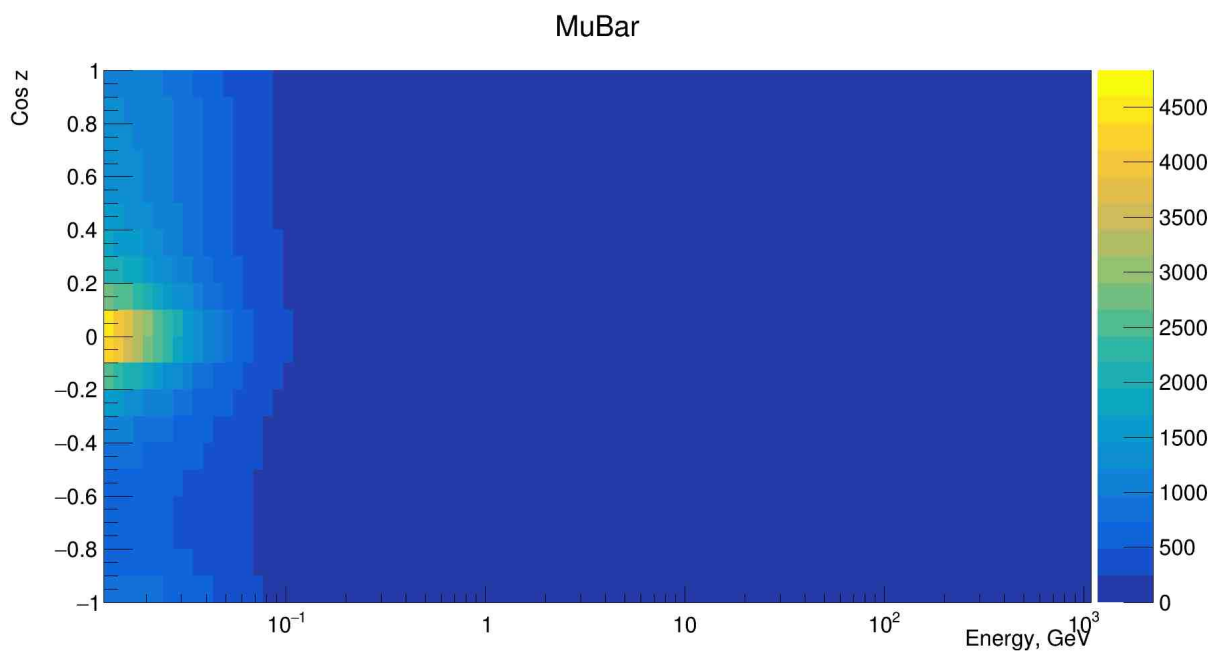


Рис. 7.4: Зависимость потока $\bar{\nu}_\mu$ от зенитного угла.

Как следует из Рис. 7.1 - 7.4, максимальный поток приходится на значение зенитного угла ($\cos z$), равного нулю. Как было сказано выше (см. Глава 4.), это подтверждает вывод, полученный из формулы (4.1) для потоков атмосферных нейтрино. Поток, приходящий с горизонтального направления, имеет максимальное значение.

7.2 Сечения для атмосферных нейтрино.

На Рис. 7.5 - 7.8 представлены взвешенные сечения взаимодействия через заряженные токи на ядрах детектора. Взаимодействия нейтрино с ядрами детектора моделировалось с помощью программного пакета GENIE [27]. Как видно из построенных зависимостей, из-за большей энергии и роста сечений взаимодействия с энергией, полные сечения для атмосферных нейтрино на порядки превышают сечения для солнечных нейтрино.

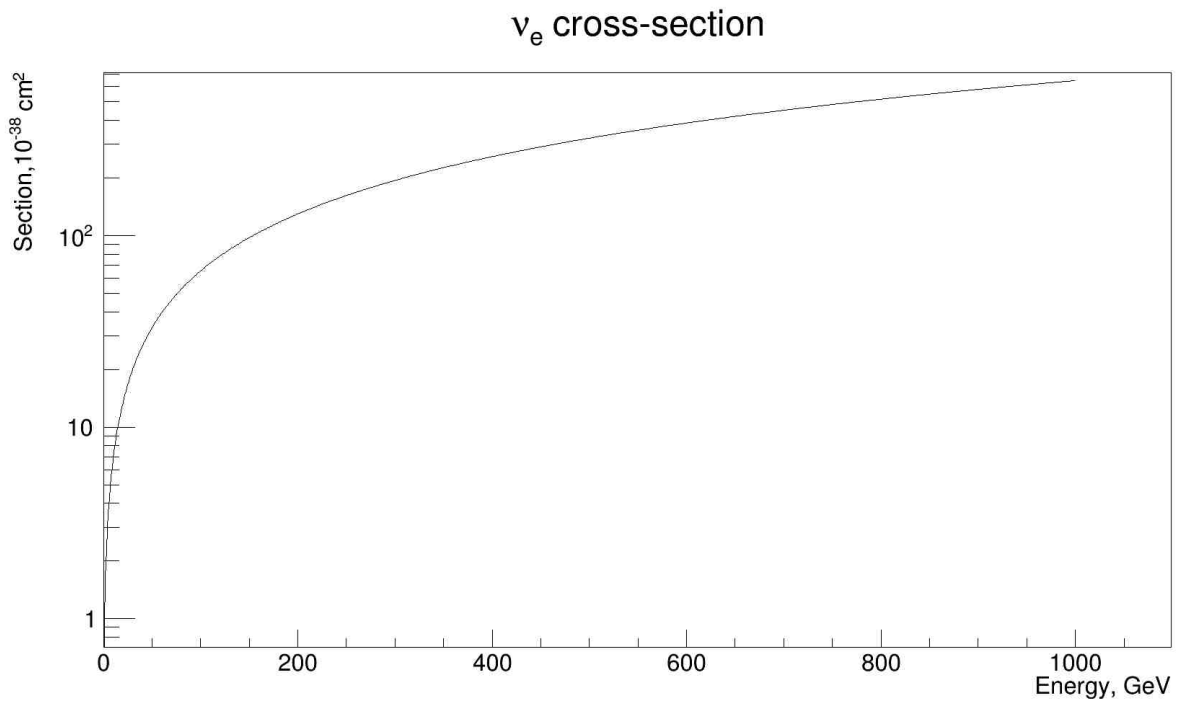


Рис. 7.5: Сечение для потока ν_e .

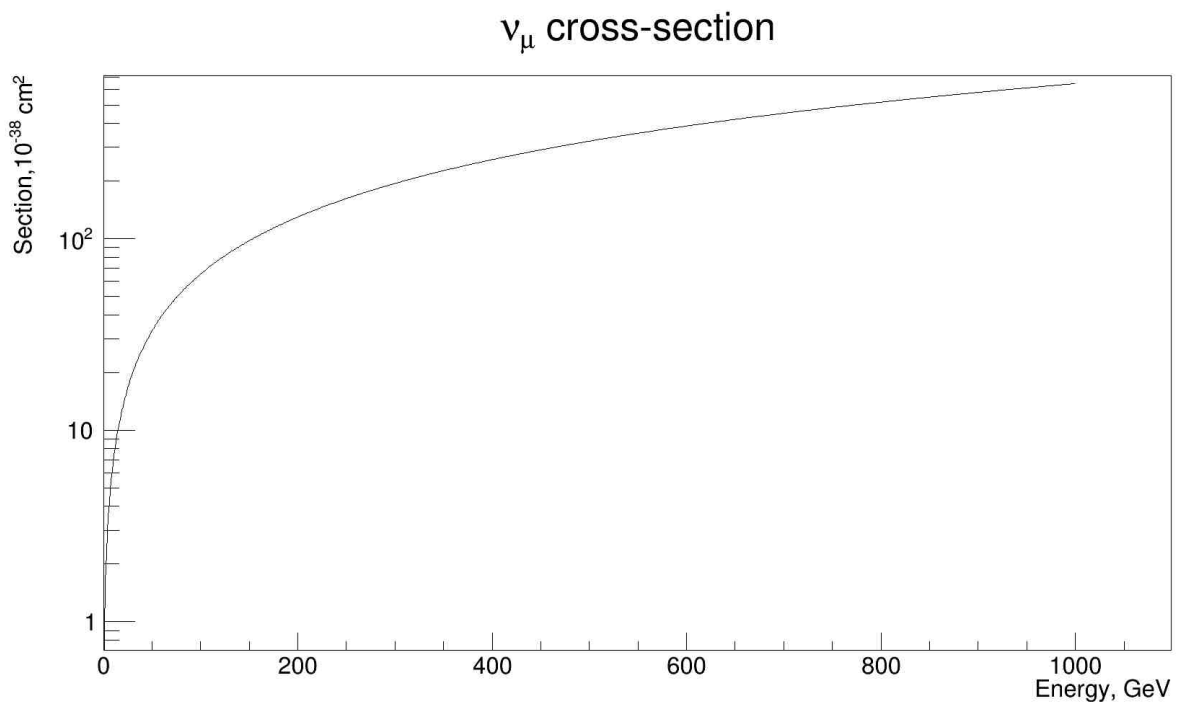


Рис. 7.6: Сечение для потока ν_μ .

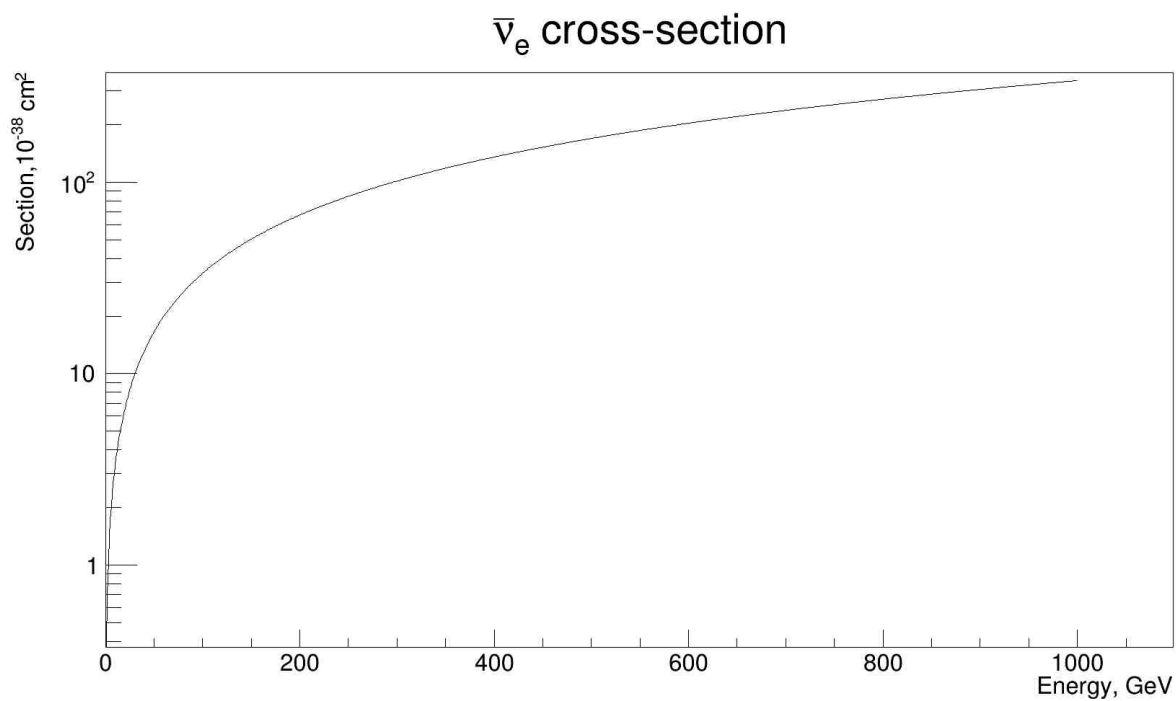


Рис. 7.7: Сечение для потока $\bar{\nu}_e$.

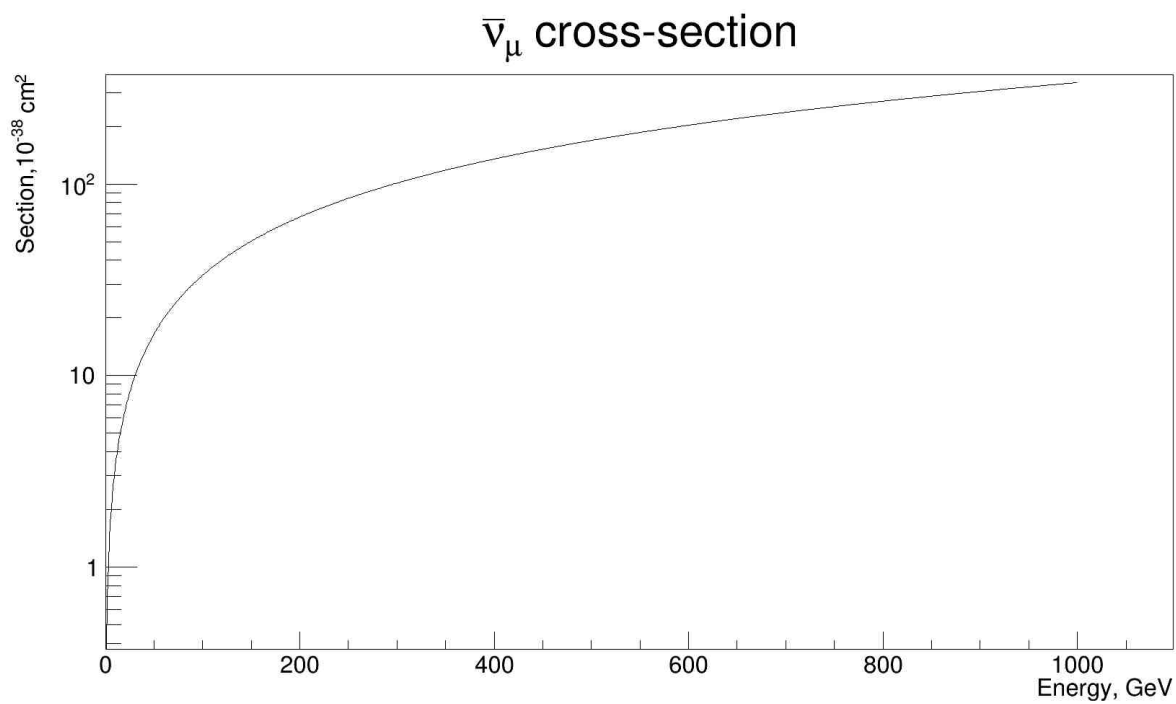


Рис. 7.8: Сечение для потока $\bar{\nu}_\mu$.

7.3 Количество событий от атмосферных нейтрино.

Полученные сечения перемножаются с потоками нейтрино, а также на нормировочную константу, включающую для атмосферных потоков количество секунд в году, телесный угол и количество ядер атомов во всём детекторе. В данной работе не рассматриваются вероятности осцилляций для атмосферных нейтрино. Они будут зависеть от того, с какого направления прилетят частицы в детектор. Учёт осцилляций планируется в дальнейшем.

Ожидаемое количество событий в дальнем детекторе от атмосферных нейтрино в год:

- $\nu_e - 5530$
- $\nu_\mu - 7876$
- $\bar{\nu}_e - 2384$
- $\bar{\nu}_\mu - 2630$

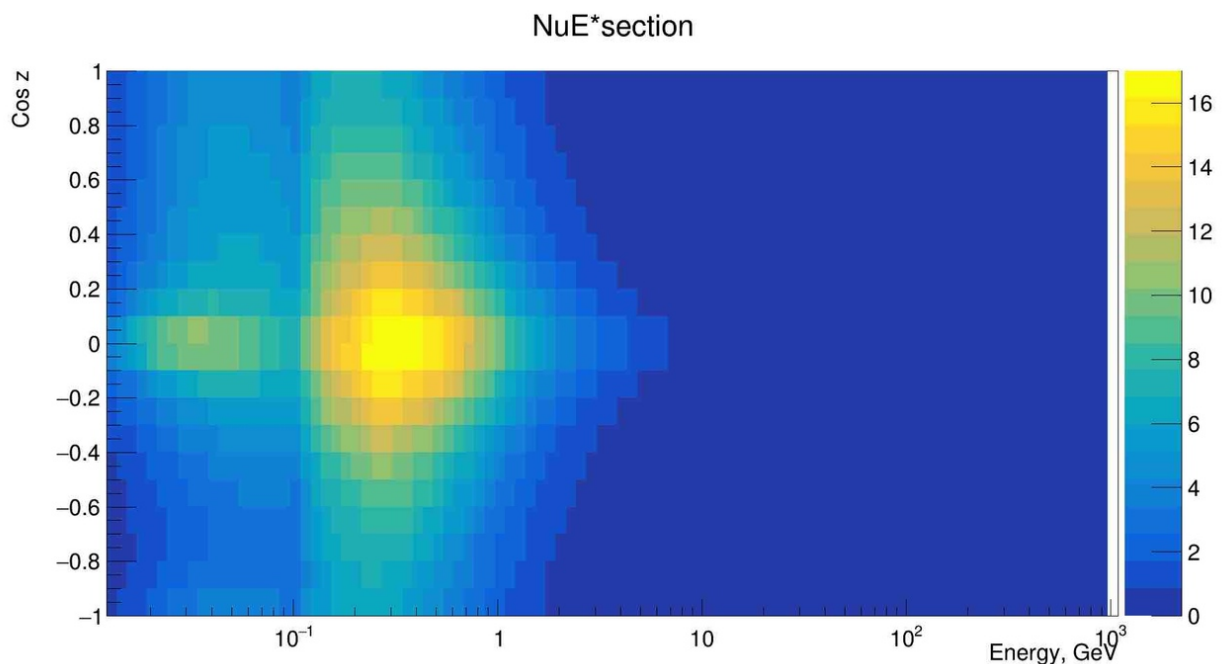


Рис. 7.9: Зависимость числа событий для ν_e .

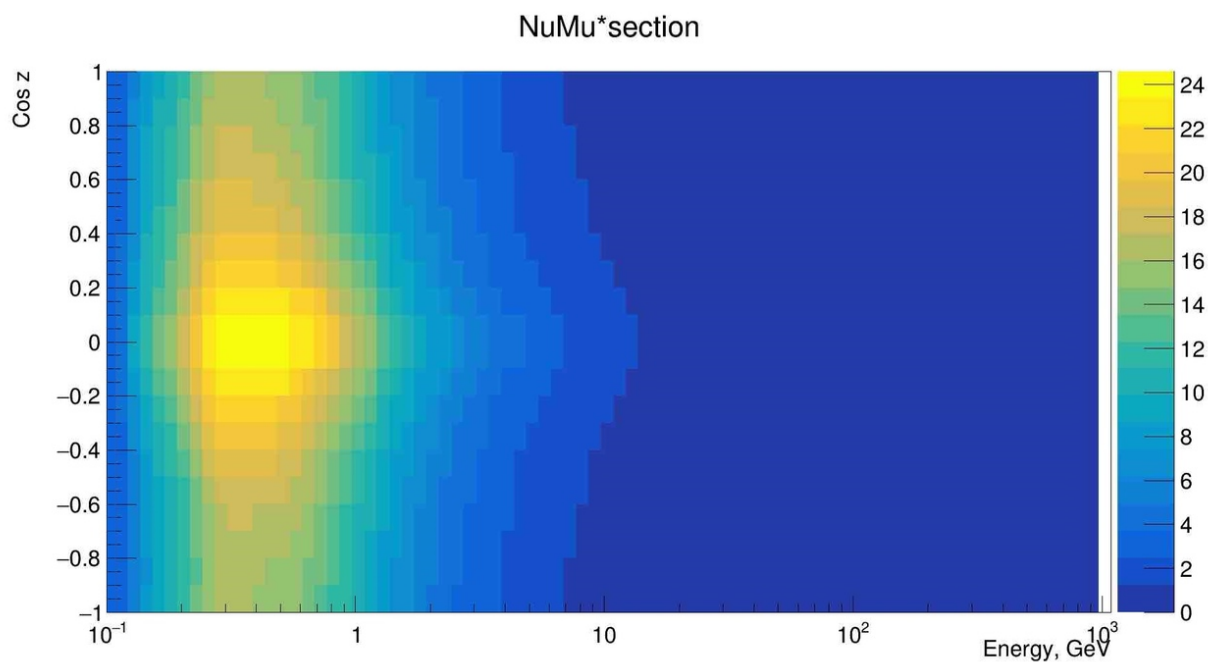


Рис. 7.10: Зависимость числа событий для ν_μ .

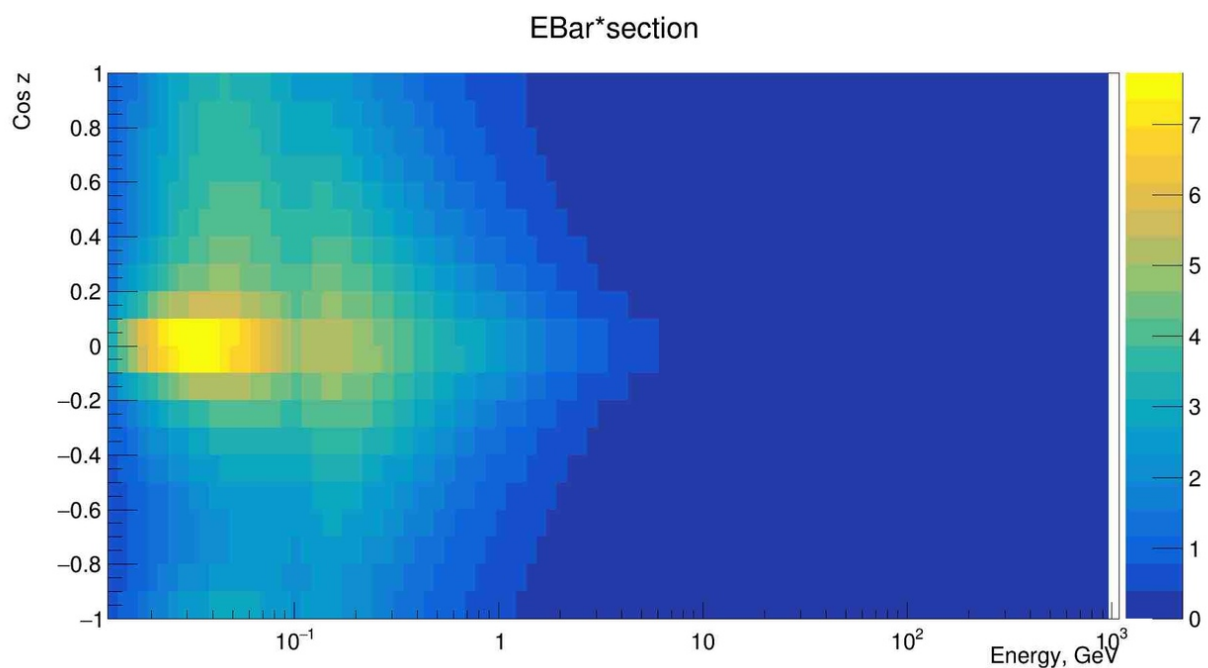


Рис. 7.11: Зависимость числа событий для $\bar{\nu}_e$.

Проанализировав Рис. 7.9 - 7.12, можно сказать, что основной поток нейтрино приходится на отметку энергии в 0.1 - 1 ГэВ. Это хорошо согласуется с экспериментом NOvA. Исходя из слов сказанных ранее (см. Глава 5.), эксперимент работает при энергии пучка порядка 2 ГэВ. Для оценки эффективности регистрации данных потоков было проведено быстрое моделирование с помощью метода Монте-Карло. На

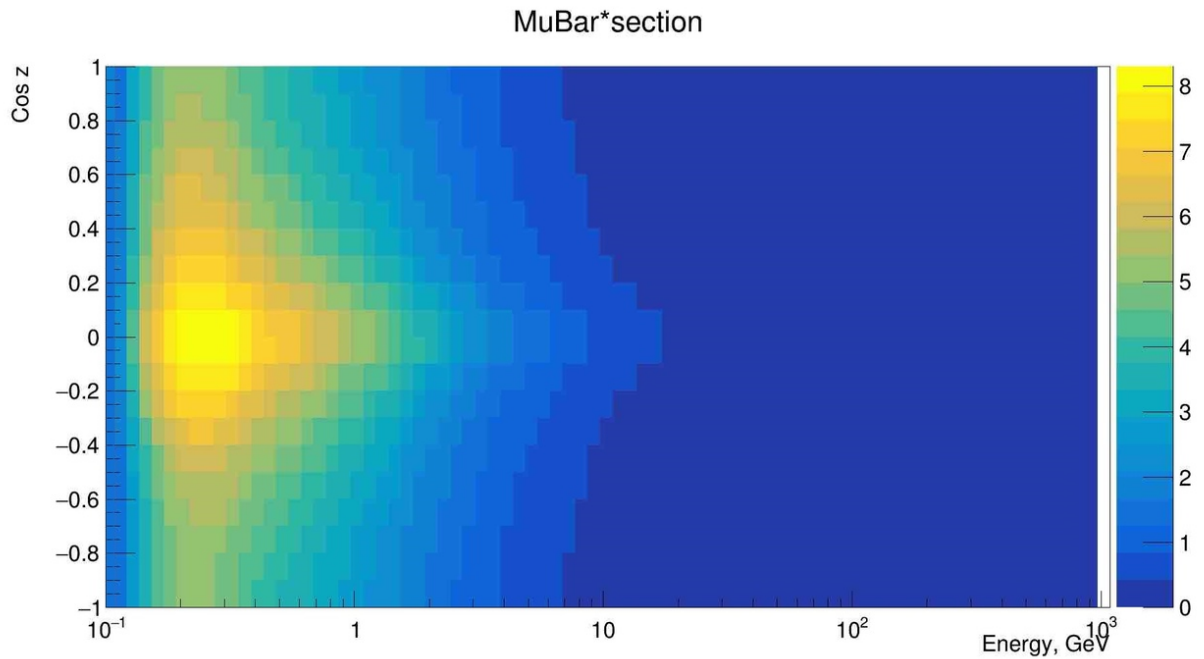


Рис. 7.12: Зависимость числа событий для $\bar{\nu}_\mu$.

Рис. 7.13 изображена реакция взаимодействия мюонного нейтрино с ядром ^{12}C . В данном случае учитывается шум электроники, и, как результат, чётко виден след рождения мюона. На Рис. 7.14 так же отчетливо просматривается след рождения электрона и продуктов распада. На Рис. 7.15 - 7.16 представлены реакции взаимодействия мюонного и электронного нейтрино при энергии 10 ГэВ. Наблюдается хорошая сходимость с топологией ускорительных нейтрино.

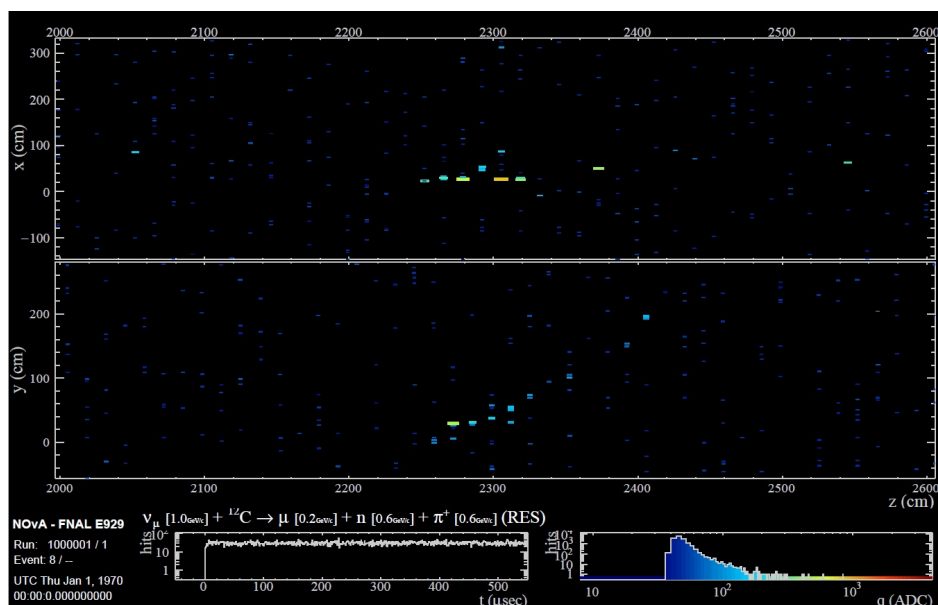


Рис. 7.13: ν_μ событие с энергией 1 ГэВ (Zoom).

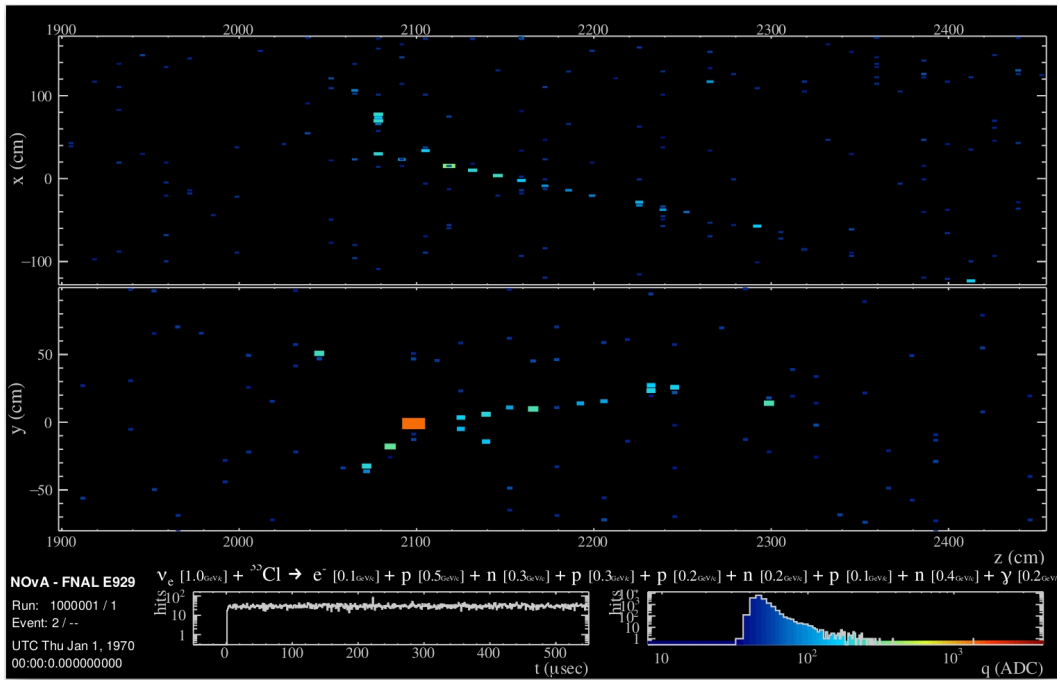


Рис. 7.14: ν_e событие с энергией 1 ГэВ (Zoom).

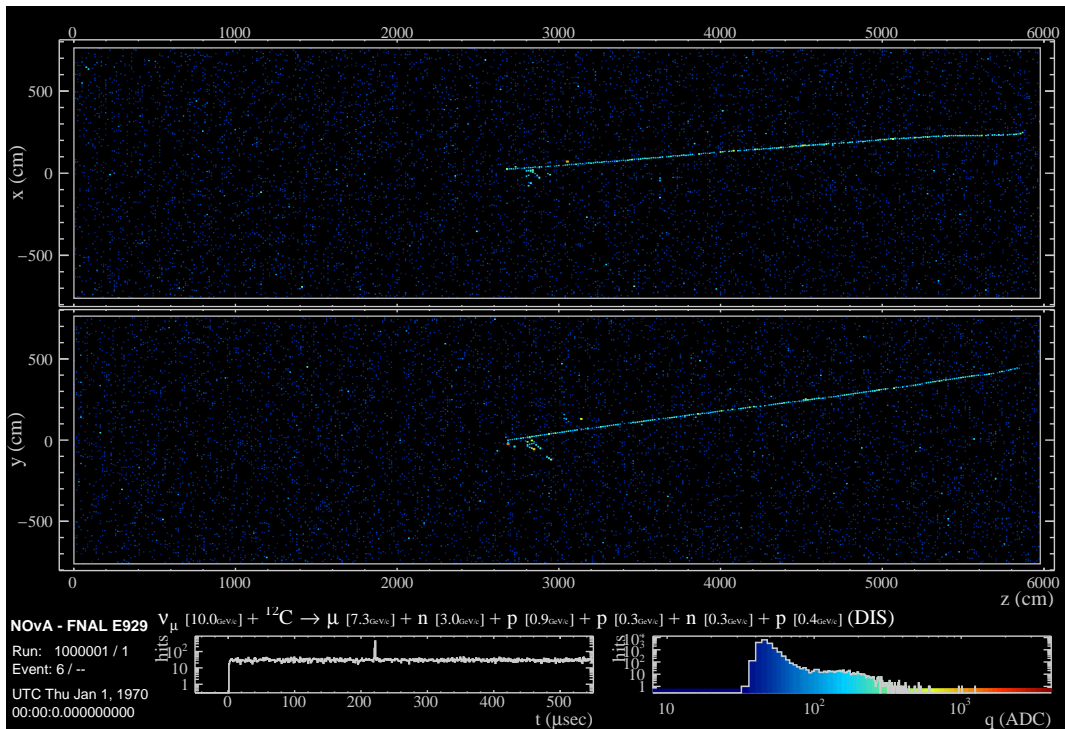


Рис. 7.15: ν_μ событие с энергией 10 ГэВ.

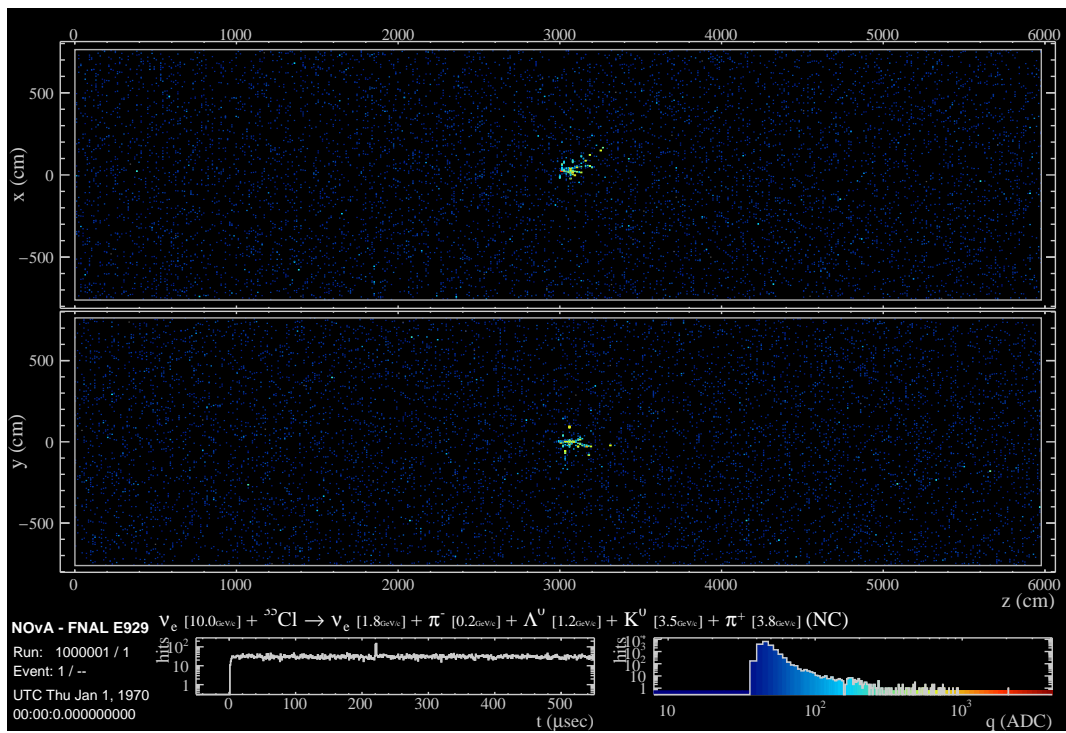


Рис. 7.16: ν_e событие с энергией 10 ГэВ.

Глава 8.

Выводы.

Автором дипломной работы было выполнено исследование, ставящее своей целью расширение физической программы эксперимента NOvA, а именно, в дополнение к регистрации в этом эксперименте ускорительных нейтрино была проанализирована возможность детектирования событий солнечных и атмосферных нейтрино.

- Были изучены основные механизмы и реакции образования солнечных и атмосферных нейтрино, а также проработаны необходимые для дальнейшей работы формулы.
- Для атмосферных и солнечных нейтрино с учетом их спектров и особенностей детектирования было подсчитано количество событий, которые потенциально мог бы регистрировать дальний детектор NOvA.
- Было получено, что из-за сравнительно низких энергий события солнечных нейтрино будут выглядеть в детекторе, чаще всего, как срабатывание только одной ячейки. Такая топология неотличима от фона случайных срабатываний, что делает задачу регистрации солнечных нейтрино в детекторе NOvA неперспективной.
- В то же время, события атмосферных нейтрино имеют гораздо более широкий спектр в области более высоких энергий. Изучение топологии таких событий с помощью быстрого моделирования в программном обеспечении NOvA показало, что они по своей сигнатуре схожи с

событиями ускорительных нейтрино, и детектор хорошо приспособлен для их регистрации.

- Более того, основой анализа событий атмосферных нейтрино могут стать уже разработанные для ускорительных нейтрино программные средства и алгоритмы, а для отделения одних событий от других можно использовать направление в детекторе и время событий, синхронизованное с пучком ускорителя.
- Таким образом, задача детектирования атмосферных нейтрино в эксперименте NOvA является перспективной, что позволит в будущем использовать эти дополнительные данные для проведения осцилляционного анализа.

Литература

1. <https://elementy.ru/LHC/HEP/SM>
2. В. А. Бедняков, Д. В. Наумов, О. Ю. Смирнов, Физика нейтрино и ОИЯИ, УФН, 2016, том 186, номер 3, 233–263
3. C. L Cowan Jr.; F. Reines; F. B. Harrison; H. W. Kruse; A. D McGuire (July 20, 1956). "Detection of the Free Neutrino: a Confirmation". *Science*. 124 (3212): 103–4.
4. <https://nplus1.ru/news/2018/06/08/anti-NOvA>
5. M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* 98 , 030001
6. J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay *Phys. Rev. Lett.* 13, 138 – Published 27 July 1964
7. <http://pdg.lbl.gov/2019/tables/rpp2019-sum-leptons.pdf>
8. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/mirrors/neutrino.htm>
9. B. Pontecorvo (May 1968). "Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge". *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 53: 1717–1725. Bibcode:1968JETP...26..984P. reproduced and translated in B. Pontecorvo (May 1968). "Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge". *Sov. Phys. JETP.* 26: 984–988.
10. С. М. Биленький, “Массы нейтрино, смешивание и осцилляции нейтрино”, *УФН*, 173:11 (2003), 1171–1186; *Phys. Usp.*, 46:11 (2003), 1137–1152
11. G. Bellini, L. Ludhova, G. Ranucci, F.L. Villante. Neutrino oscillations (англ.). — 2013. — arXiv:1310.7858.

12. PHYSICS LETTERS B. Review of Particle Physics, v. 592, iss. 1-4, 15 July 2004.
13. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, *Astrophys. J. Lett.* 621, L85 (2005), arXiv:astro-ph/0412440.
14. Fukuda, (Super-Kamiokande Collaboration) (24 August 1998). "Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos". *Physical Review Letters*. 81 (8): 1562–1567. arXiv:hep-ex/9807003. Bibcode:1998PhRvL..81.1562F. doi:10.1103/PhysRevLett.81.1562.
15. Ahmad, QR; et al. Measurement of the Rate of Interactions Produced by 8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory *Physical Review Letters : journal*. — 2001. — Vol. 87, no. 7. — P. 071301. — doi:10.1103/PhysRevLett.87.071301. — Bibcode: 2001PhRvL..87g1301A. — arXiv:nucl-ex/0106015.
16. Mikheev S. P., Smirnov A. Yu. Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy (англ.) // *Soviet Journal of Nuclear Physics : journal*. — 1985. — Vol. 42. — P. 913—917.
17. M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, S. Midorikawa, and T. Sanuki, *Phys. Rev. D* 75, 043006 (2007), arXiv:astro-ph/0611418.
18. Energy spectra and angular distributions of atmospheric neutrinos. *Sov. J. Nucl. Phys.* 31, 784, 1980.
19. http://lib.sinp.msu.ru/static/tutorials/01_textbook/index-407.htm
20. Fukuda, (Super-Kamiokande Collaboration) (24 August 1998). "Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos". *Physical Review Letters*. 81 (8): 1562–1567. arXiv:hep-ex/9807003. Bibcode:1998PhRvL..81.1562F. doi:10.1103/PhysRevLett.81.1562.
21. P. Adamson et al. (NOvA Collaboration), *Phys. Rev.Lett.* 116, 151806 (2016).
22. <http://www.sns.ias.edu/jnb/>

23. Solar Neutrinos: Radiative Corrections in Neutrino-Electron Scattering Experiments, John N. Bahcall, Marc Kamionkowski, Alberto Sirlin, Phys.Rev. D51 (1995) 6146-6158
24. Charged current neutrino cross section for solar neutrinos, and background to $\beta\beta(0\nu)$ experiments, H. Ejiri and S. R. Elliott Phys. Rev. C 89, 055501 – Published 8 May 2014
25. Agostini, M., Altenmüller, K., Appel, S. et al. Comprehensive measurement of pp-chain solar neutrinos. Nature 562, 505–510 (2018). <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0624-y>
26. Atmospheric neutrino flux calculation using the NRLMSISE-00 atmospheric model M. Honda, M. Sajjad Athar, T. Kajita, K. Kasahara, and S. Midorikawa Phys. Rev. D 92, 023004 – Published 7 July 2015
27. C. Andreopoulos et al., Nucl. Instrum. Meth. A 614, 87 (2010) doi:10.1016/j.nima.2009.12.009 [arXiv:0905.2517 [hep-ph]].