

7. С.А. Берестова, Н.Е. Мисюра, Е.А. Митюшов Кинематическое управление движением колесных транспортных средств // Вестник Удмуртского университета. Математика. Механика. Компьютерные науки, 2015, т. 25, вып. 2, С. 254-266

8. Зенкевич С.Л. Система управления мобильного колесного робота / И.С.Л. Зенкевич, А.В. Назарова // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. "Приборостроение". 2006. №3. С. 31–51

9. Л.Ю. Овсяницкая Алгоритмы и программы движения по линии робота / Д.Н. Овсяницкий, А.Д. Овсяницкий. – М.: Издательство «ПЕРО», 2015.- 168 с.

УДК 539.123

А.А.Величко

РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ НЕЙТРИНО В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УСКОРИТЕЛЯХ

*Филиал «Протвино» государственного университета «Дубна»
Секция «Естественные и инженерные науки»*

Научный руководитель – Соколов Анатолий Александрович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры технической физики филиала «Протвино» государственного университета «Дубна».

В статье рассматриваются источники нейтрино в природе. Высокоэнергичные пучки нейтрино могут создаваться на ускорителях заряженных частиц. Параметры таких пучков нейтрино можно строго контролировать. Важной частью нейтринных экспериментов является расчет энергетического спектра нейтрино. В статье представлена модель расчета такого спектра, приведены результаты расчетов в этой модели, дан краткий анализ результатов.

Ключевые слова: нейтрино, источники нейтрино, ускоритель заряженных частиц, нейтринный канал, мишень, нейтринный пучок, спектр нейтрино.

Об авторе

Величко Андрей Александрович – студент 3 курса направления «Физика» филиала «Протвино» государственного университета «Дубна».

A.A.Velichko

CALCULATION OF NEUTRINO ENERGY SPECTRA FOR ACCELERATOR EXPERIMENTS

Scientific adviser – Sokolov Anatoly Aleksandrovich, doctor of physical and mathematical Sciences, professor of department of information technology of the branch "Protvino" state University "Dubna".

The article discusses neutrino sources in nature. High-energy neutrino beams can be generated on charged particle accelerators. The parameters of these neutrino beams can be strictly controlled. An important part of neutrino experiments is the calculation of the neutrino energy spectrum. The article presents a model for calculating such a spectrum, presents the results of calculations in this model, a brief analysis of the results is given.

Keywords: neutrinos, neutrino sources, charged particle accelerator, neutrino channel, target, neutrino beam, neutrino spectrum

About the author

Velichko Andrey Alexandrovich – 3d year student of the direction "Physics" of the branch "Protvino" state University "Dubna".

Нейтрино - одна из наиболее распространенных частиц во Вселенной, изучение свойств и взаимодействий которой продолжается более полувека. Эта частица была предсказана Вольфгангом Паули в 1930 году и открыта в 1956 году.

Нейтрино – это легкая элементарная частица, которая очень слабо взаимодействует с веществом, поэтому ее трудно зарегистрировать. Эффективное сечение взаимодействия нейтрино с нуклонами составляет $\sim 10^{-38}$ см².

Несмотря на интенсивность работ в этой области и значительный прогресс экспериментальной техники, исследования свойств нейтрино остаются актуальными.

Источники нейтрино

В природе существует несколько источников нейтрино. Это космические нейтрино, нейтрино от естественных источников на Земле, возникающие в процессах распада радиоактивных элементов. Также возможно создание искусственных источников нейтрино. Это могут быть реакторы, при работе которых образуются мощные потоки антинейтрино. Интенсивные потоки нейтрино можно создать на ускорителях заряженных частиц [1].

Космические нейтрино имеют несколько основных источников: это астрофизические объекты; различные процессы, происходящие во Вселенной. Космические нейтрино могут иметь высокие энергии (50-1000 ГэВ и выше), зависящие от типа источника нейтрино.

Одним из источников космических нейтрино служат ядерные реакции, идущие в ядрах звезд. Среди них выделяют потоки нейтрино от ближайшей звезды Солнца – **солнечные нейтрино**. Цикл ядерных реакций, проходящих на Солнце в итоге сводится к эффективной реакции $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$. $\sim 98\%$ энергии, выделяемой в этих реакциях, обеспечивает наблюдаемую светимость Солнца. $\sim 2\%$ этой энергии уносят нейтрино.

Источником нейтрино являются реакции, возникающие при попадании в атмосферу Земли космических лучей. Протоны из космических лучей в результате столкновения с атомами, составляющими атмосферу, образуют заряженные пионы, которые распадаются на мюон и мюонное нейтрино $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. В распадах мюона также образуются нейтрино $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu$. Этот класс нейтрино называют **атмосферными нейтрино**.

Изучение космических нейтрино позволяет исследовать процессы, в которых они образуются и, следовательно, природу их источников.

Также возможно создание искусственных источников нейтрино. Это могут быть реакторы, при работе которых образуются мощные потоки антинейтрино. Практически с момента своего появления, ядерные реакторы использовались в физических экспериментах. В реакторах в процессе их работы образуются бета-радиоактивные изотопы, в результате распада которых возникают антинейтрино в больших количествах. Реакцию образования реакторных антинейтрино можно записать в общем виде: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Для реакторных антинейтрино характерны энергии до 8 МэВ [2, 3].

Интенсивные потоки нейтрино можно создать на ускорителях заряженных частиц. Изучение реакторных и ускорительных нейтрино, а также солнечных и атмосферных нейтрино позволяет исследовать свойства нейтрино.

Ускорительные нейтрино

Образование мюонных нейтрино на ускорителе происходит по следующей схеме: ускоренный пучок протонов выводится из кольца и направляется на мишень. В результате распада образованных адронов (π и K -мезонов), получают мюонные нейтрино. Для пионов распад на мюон и соответствующее ему нейтрино является доминирующим каналом распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$.

Период полураспада π -мезона составляет $\sim 2.6 \cdot 10^{-8}$ с [1].

Принципиальным отличием пучков нейтрино, формируемых на ускорителях, является то, что их образование контролируется, и, следовательно, все параметры пучка могут быть заданы. Ускорительные нейтрино имеют энергии обычно от нескольких ГэВ до ~ 100 ГэВ).

Основные элементы канала для формирования нейтринного пучка:

- система быстрого вывода пучка протонов из ускорителя;
- система транспортировки протонного пучка до мишени нейтринного канала;
- мишень;

- фокусирующая система для формирования параллельного пучка π и K -мезонов;
- распадный канал, в котором распадаются π и K -мезоны с образованием нейтрино;
- защита для поглощения вторичных частиц.

Для оценки масштаба длины распадного канала оценим величину среднего пробега пионов L_π , например, для $E_\pi=10$ ГэВ. При такой энергии $L_\pi=561$ м. Как видим, длина распадного канала для эффективного захвата распадов мезонов должна быть значительна.

Оценить длину защиты можно исходя из потерь энергии для разного типа частиц при прохождении их через вещество. Эти потери определяются разными процессами. Для адронов это генерация ливней с характерной длиной $\lambda_{\text{яд}}=100\div 200$ г/см. Электромагнитные ливни от e^\pm и γ -квантов имеют характерную длину $X_0 \sim 10$ г/см². Наиболее проникающими частицам являются мюоны: они теряют энергию, в основном, на ионизацию $dE/dx \sim 1\div 2$ МэВ/г/см².

В ИФВЭ в качестве поглотителя применяют стальные блоки. В железе $\lambda_{\text{яд}}=15\div 30$ см, $X_0=1,76$ см, $dE=1,5$ ГэВ/м. Толщину защиты можно оценить по наиболее проникающей компоненте, которой являются мюоны. Например, при $E_{\mu\text{ макс}} \approx E_0=70$ ГэВ толщина защиты составляет $70/1,5 \approx 54$ м.

Нейтринный пучок на ускорительном комплексе ИФВЭ

В 1974 году на ускорителе ИФВЭ был создан нейтринный канал, открывший возможность проведения исследований в нейтринных пучках высоких энергий.

Основные геометрические характеристики нейтринного канала на ускорителе У-70 (Рис. 1) выглядят следующим образом:

- расстояние от мишени до начала распадного канала – 17 м;
- длина распадного канала – 120 м;
- диаметр вакуумированной трубы на распадном участке – 3 м;
- длина стальной защиты – 60 м;
- длина детектора (ЭУ) – 35 м.



Рис. 1. Схема нейтринного канала на ускорителе У-70.

Интенсивность сбрасываемого на мишень нейтринного канала протонного пучка с импульсом 70 ГэВ/с составляет до $\sim 1 \times 10^{13}$ протонов за цикл и $\sim 2 \times 10^{19}$ за год работы ускорителя.

За более чем десятилетний период на нейтринном канале была выполнена обширная программа физических исследований с использованием пузырьковой камеры СКАТ, искрового детектора ИТЭФ, нейтринного детектора ИФВЭ–ОИЯИ.

Расчет энергетического спектра нейтрино

Важной частью нейтринных экспериментов является расчет энергетического спектра нейтрино. Нейтринный поток в детекторе может быть рассчитан по спектрам рождающихся π - и K -мезонов, интенсивности протонного пучка и его распределению на мишени, геометрии нейтринного канала и величине токов в фокусирующем устройстве.

Источниками высокоэнергичных мюонных нейтрино служат распады налету π^\pm - и K^\pm -мезонов: $\pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$

Рассмотрим распад π -мезона с массой m_π на $\mu\nu$ ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$). Для описания этого распада и расчета энергетического спектра нейтрино можно использовать вероятностную модель, которая реализуется с использованием метода Монте Карло. Метод Монте Карло – это численный метод решения математических задач при помощи моделирования случайных величин.

Построение траекторий нейтрино в отдельных распадах $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

π^+ -мезоны образуются при соударении с мишенью нейтринного канала протонов, выведенных из ускорителя. Импульс протонов - 70 ГэВ/с и направлен по оси Oz в лабораторной системе координат (ЛС) $Oxyz$. Для определения импульса π^+ -мезона, вылетевшего из мишени используем простую эмпирическую модель. Импульс π^+ -мезона равномерно распределен в интервале $[p_{\pi \min} = 10 \text{ ГэВ}; p_{\pi \max} = 20 \text{ ГэВ}]$, то есть $p_{\pi} = p_{\pi \min} + (p_{\pi \max} - p_{\pi \min}) \cdot \gamma$. Здесь и далее γ - случайная величина равномерно распределенная в интервале $[0; 1]$. Угол вылета π^+ -мезона относительно оси Oz составляет $\theta_{\pi} (\text{рад}) = 0.4 / p_{\pi} (\text{ГэВ})$. Поскольку распределение вылета π^+ -мезона по углу φ_{π} изотропно, всегда можно определить систему координат $Oxyz$ так, что $\varphi_{\pi} = 0$.

Длина пробега π^+ - мезона до распада – это случайная величина. Она может принимать любые положительные значения с плотностью вероятности $p(x) = 1/L_{\pi}^0 \cdot \exp(-x/L_{\pi}^0)$, где средняя длина пробега пиона с импульсом p_{π} $L_{\pi}^0 = p_{\pi} / m_{\pi} \cdot \tau_{\pi} \cdot c$, $\tau_{\pi} = 2.6024 \cdot 10^{-8}$ сек. Здесь c – скорость света, τ_{π} время жизни пиона.

Формула для розыгрыша случайной величины L_{π} имеет вид: $L_{\pi} = -L_{\pi}^0 \cdot \ln \gamma$.

Далее рассматриваем распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$ [4]. Будем обозначать переменные, относящиеся к системе покоя π^+ -мезона (СМ) звездочкой. В СМ угловое распределение нейтрино изотропно: $dN_{\nu}(\Omega^*) = \text{const} \cdot d\Omega^* = \text{const} \cdot d\varphi^* \cdot d\cos\theta^*$

Полярный и азимутальный углы нейтрино разыгрываются по формулам $\cos\theta^* = (2\gamma - 1)$, $\varphi^* = 2\pi \cdot \gamma$, соответственно.

Компоненты 4-импульса нейтрино в СМ можно записать в виде

$$p_{vi}^* = p_{\nu}^* \cdot \sin\theta^* \cdot \cos\varphi^*, \quad p_{vj}^* = p_{\nu}^* \cdot \sin\theta^* \cdot \sin\varphi^*, \quad p_{vk}^* = p_{\nu}^* \cdot \cos\theta^*, \quad E_{\nu}^* = (m_{\pi}^2 - m_{\mu}^2) / (2m_{\pi}).$$

Здесь m_{μ} - масса мюона.

На следующем шаге 4-импульс нейтрино в СМ преобразуется в лабораторную систему координат $Oijk$, в которой импульс пиона направлен по оси Ok и имеет значение p_{π}

$$p_{vi} = p_{vi}^*, \quad p_{vj} = p_{vj}^*, \quad p_{vk} = E_{\pi} / m_{\pi} \cdot p_{vk}^* + p_{\pi} / m_{\pi} \cdot E_{\nu}^*, \quad E_{\nu} = E_{\pi} / m_{\pi} \cdot E_{\nu}^* + p_{\pi} / m_{\pi} \cdot p_{vk}^*.$$

В лабораторной системе координат $Oxyz$ имеем

$$\begin{pmatrix} p_{vx} \\ p_{vy} \\ p_{vz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_{\pi} \cdot \cos\varphi_{\pi} & -\sin\varphi_{\pi} & \sin\theta_{\pi} \cdot \cos\varphi_{\pi} \\ \cos\theta_{\pi} \cdot \sin\varphi_{\pi} & \cos\varphi_{\pi} & \sin\theta_{\pi} \cdot \sin\varphi_{\pi} \\ -\sin\theta_{\pi} & 0 & \cos\theta_{\pi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_{vi} \\ p_{vj} \\ p_{vk} \end{pmatrix}$$

Центр детектора нейтрино имеет x -, y -, z -координаты $(0, 0, 180 \text{ м})$. Апертура детектора определяется координатами $|x| < 1 \text{ м}$, $|y| < 1 \text{ м}$. Зная компоненты 4-импульса нейтрино в ЛС, можно вычислить долю нейтрино, попавших в детектор, их энергии.

Результаты моделирования нейтринного пучка

На рисунках 2-6 Приложения приведены распределения кинематических параметров π -мезона и нейтрино, полученные в результате моделирования. Рис. 2 представляет энергетический спектр нейтрино, образовавшегося в распадах π -мезонов. Энергетический спектр нейтрино, попавших в аксептанс детектора, представлен на рис. 3. Видно, что эти нейтрино имеют более мягкий спектр. Причиной этого является тот факт, что в аксептанс детектора попадают только нейтрино, имеющие относительно большой угол, относительно направления импульса пиона и, соответственно, сравнительно малую энергию. Кроме того, сравнивая гистограммы на рис. 2 и 3 можно определить долю нейтрино, попавших в аксептанс детектора. Эта доля составляет $0.45 \cdot 10^{-3}$.

Рис. 4 представляет распределение распадной длины π -мезонов в вакууме без учета вещества нейтринного канала. Из этого распределения можно оценить долю пионов, которые распадутся в распадном канале. Эта доля составляет 13.8% Рис. 5 представляет распределение угла вылета π -мезонов. Угол π -мезонов в ЛС достаточно мал и распределен в интервале $[1^{\circ}; 2^{\circ}]$. На рис. 6 представлено распределение x -координаты нейтрино на плоскости детектора, т.е. при $z = 180 \text{ м}$. Распределение y -координаты нейтрино на этой плоскости имеет такой же вид. Из

этих распределений можно получить качественную оценку того, какая доля нейтрино попадает акцептанс детектора.

Заключение

Рассмотрены источники нейтрино в природе. Высокоэнергичные пучки нейтрино могут создаваться на ускорителях заряженных частиц. В нейтринных экспериментах важно знать энергетический спектр нейтрино. В статье представлена модель расчета такого спектра методом Монте Карло, приведены результаты расчетов в этой модели, проведен краткий анализ результатов расчета.

Библиографический список

1. Методическое пособие по физике нейтрино. [Электронный ресурс]. – URL: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/neutrino1/index.html> (дата обращения 25.03.19).
2. Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, Москва, Наука (1990).
3. Ермолов П.Ф. Лептонные взаимодействия при высоких энергиях. М.: МГУ, 1987.
4. Копылов Г. И. Основы кинематики резонансов, Москва «Наука», 1970.
- 5.

Приложение

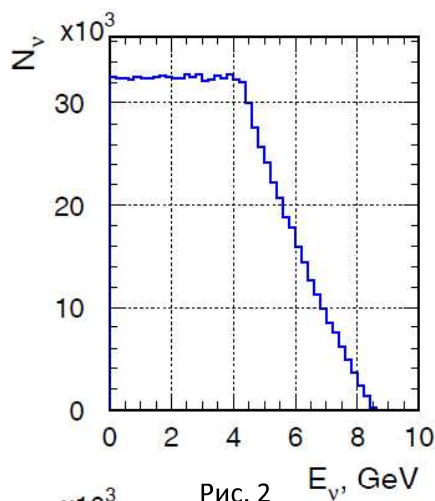


Рис. 2

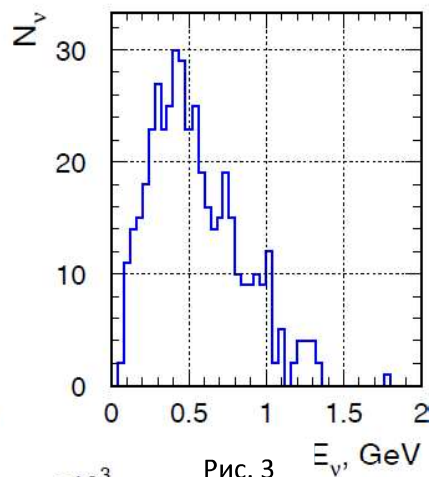


Рис. 3

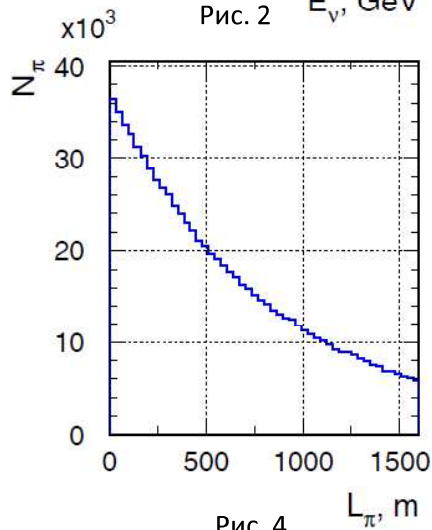


Рис. 4

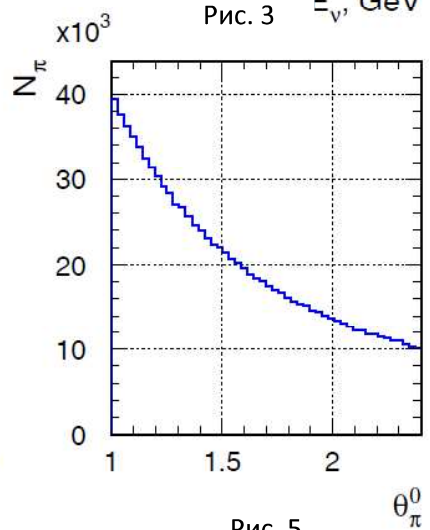


Рис. 5