Министерство образования республики Беларусь

Гродненский университет им. Я.Купалы

Кафедра теоретической физики

Курсовая работа

Тема: Нейтринные осцилляции.

Выполнил: студент 5-го курса Шаркунова В.А.

Проверил: Сенько Анна Николаевна

2002 г.

Аннотация

В работе показано, что для объяснения данных экспериментов, можно сделать предположение о существовании нейтринных осцилляциях, и значит нейтринных масс. Рассмотрена теория нейтринных осцилляций. Нейтрино рассматривается в рамках лево-правой модели. В двухфлейворном приближении получены возможные иерархии масс нейтрино.

Содержание

Аннотация 2

Введение 4

1. Осцилляции нейтрино. 7

1.1. Вакуумные нейтринные осцилляции. 7

1.2. Осцилляции нейтрино в сплошной среде 11

2. Указание на не нулевую нейтринную массу 15

2.1. Проблема солнечных нейтрино. 15

2.2. Атмосферные нейтрино 19

2.3. Результаты эксперимента LSND (Los Alamos liquid scintillation neutrino detector) 21

2.4. Горячая тёмная материя Вселенной 22

2.5. Двойной β-распад. 23

3. Некоторые эксперименты по регистрации нейтрино. 26

3.1. Детекторы солнечных нейтрино. 26

3.2. Эксперимент Homestake. 28

3.3. Эксперименты Kamiokande и Super-Kamiokande. 29

3.4. Эксперименты Gallex и SAGE. 31

4. Иерархия масс майорановских нейтрино в лево-правой модели. 32

Заключение 35

Литература. 36

Введение

#### Нейтрино – элементарная частица, рождающаяся в некоторых ядерных реакциях. Во Вселенной существует несколько мощных источников нейтрино.

#### Солнце и другие звезды в устойчивом состоянии.

1. Суперновые, которые теряют часть своей энергии за несколько секунд в форме нейтрино.
2. Некоторые массивные астрофизические объекты (квазары, активные ядра галактик…), которые являются источниками нейтрино высокой энергии, составляющих важную часть космических лучей.

Существуют атмосферные нейтрино – это нейтрино рождающиеся при столкновении космических лучей с ядрами земной атмосферы, а так же нейтрино рождающиеся при бета распаде ядер в атомных реакторах и земные нейтрино. Мы погружены в реликтовые нейтрино (около 500 штук в кубическом сантиметре), появившихся во время Большого Взрыва 15 миллиардов лет назад.

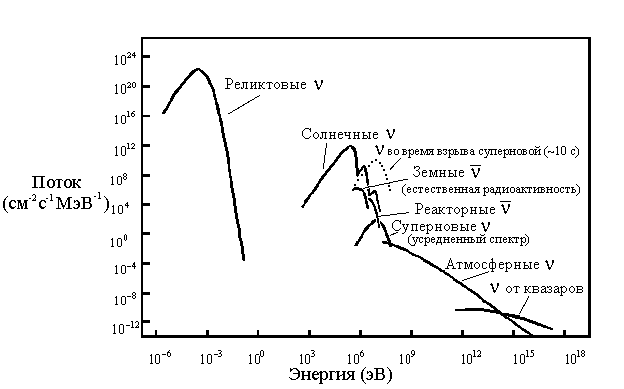


Рисунок 1. Поток нейтрино от различных источников.

Существует три вида, или флейвора, нейтрино: электронное, мюонное и тауонное. До сих пор не ясно отличается ли нейтрино от антинейтрино. Существуют теории в которых они различны. В этом случае говорят о дираковских нейтрино. В других теориях нейтрино и антинейтрино не различимы, и тогда нейтрино называются майорановскими.

Независимо от того являются нейтрино майорновскими или дираковскими, мы не знаем, имеют ли нейтрино массу и магнитный момент. Эксперимент пока обеспечивает верхние пределы. Однако существуют указания на то, что нейтрино имеют массы. Для объяснения некоторых экспериментов выдвигается гипотеза о нейтринных осцилляциях. Осцилляции нейтрино – взаимопревращение различных типов нейтрино. В настоящее время имеется три экспериментальных факта в поддержку нейтринных осцилляций.

1. Поток солнечных оказывается сильно подавленным по сравнению с предсказаниями существующих моделей Солнца.



1. Теоретическое отношение потоков атмосферных мюонных и электронных нейтрино к измеренным экспериментально, находится в противоречии с результатами экспериментов.
2. Изучение распадов движущихся мезонов LSND коллаборацией показывает наличие как так и .



Для существования нейтринных осцилляций необходимо (но не достаточно), чтобы нейтрино имели отличные от нуля массы.

В минимальной стандартной модели не существует правостороннего нейтрино, и значит лептонное число не сохраняется. Таим образом нейтрино не обладает ни майорановской ни дираковской массами. Любое доказательство для ненулевой массы или угла смешивания является доказательством вне рамок стандартной модели. Кроме того, массы и углы смешивания являются фундаментальными параметрами, которые будут объяснены в окончательной теории фермионных масс. Лево-правая модель предсказывает существование нейтринной массы и приводит к смешиванию между состояниями с определенной массой как внутри, так и между нейтринными поколениями.

# Осцилляции нейтрино.

Осцилляции нейтрино могут быть представлены аналогично более известному примеру прецессии спина в поперечном магнитном поле. Предположим, имеются частицы спина ½, чьи спины поляризованы вдоль z (или “вверх”). Луч проходит через область, где создано магнитное поле в направлении y. Спин “вверх” не является основным состоянием в этом магнитном поле. Из-за этого луч подвергается колебаниям (прецесси). Если рассмотреть луч после прохождения некоторого расстояния, можно обнаружить, что луч является суперпозицией спинов “вверх” и “вниз”.

Можно переформулировать последние утверждение иначе. Мы начинали с луча со спином “вверх”, но после прохождения некоторого расстояния, вероятность найти спин “вверх” в луче меньше единицы. Другими словами, существует истощение спина “вверх”. Осцилляции нейтрино представляют истощение, например солнечных таким же образом, т.е. постулируется, что состояния, которые созданы или наблюдаются, не являются основными состояниями распространения.



## Вакуумные нейтринные осцилляции.

Электронное нейтрино - состояние, возникающие в распаде, где так же рождается позитрон . Мюонное нейтрино - состояние, полученное в распаде вместе с мюоном . Будем называть и состояния флэйвора. Из этого определения не очевидно, что эти состояния флэйвора – физические частицы. Вообще любые из них могут быть суперпозицией из различных физических частиц. Другими словами, состояние полученное в распаде должно иметь некоторую вероятность существования частицы и некоторую вероятность существования частицы . Будем называть эти состояния и , как частицы или физические состояния. Введём следующие обозначения:



( 1.1)



и приняв, что , мы можем написать



( 1.2)



где U – матрица смешивания. Согласно принятому, состояния и ортонормированны, U должна быть унитарной матрицей. В стандартной модели электрослабой физики, все нейтрино безмассовые и следовательно вырождающиеся. В этом случае матрица U не имеет физического смысла. Таким образом, вводя матрицу U, мы полагаем, что нейтрино имеют массу.



Если рассматривать три семейства фермионов, то должна иметь так же состояние и поэтому должна иметь три физических состояния. Тогда матрица смешивания U будет . Ограничемся двумя семействами так, как двух семейств достаточно для объяснения основных теоретических идей, связанных с осцилляциями.



Теперь рассмотрим временную эволюцию лучей нейтрино, которые являются суперпозицией как так и или наоборот и . Эволюционное уравнение будет выглядеть проще на основе :



( 1.3)



H – гамильтониан, диагональный в этом базисе:

( 1.4)



Примем, что , где α=1,2. В этом случае можно написать



( 1.5)



По той же причине мы можем использовать расстояние x, пройденное нейтрино, вместо времени t, в качестве независимой переменной. Разница между t и x введёт высший порядок коррекции в . Так, пространственная эволюция нейтринных лучей регулируется гамильтонианом:



( 1.6)



где -диагональная матрица Паули, и



( 1.7)



Далее будем писать уравнение в флэйворном базисе. Это проще сделать используя рав, и равенство :



( 1.8)



которая даёт следующие уравнение движения флэйворного состояния:

( 1.9)



Для двух дираковских нейтрино:

( 1.10)



Поэтому получим гамильтониан в флэйворном базисе в следующем виде:

( 1.11)



Отсюда можно вывести соотношение между диагонализирующим углом и элементами матрицы :



( 1.12)



Так как не зависит от x, мы можем формально интегрировать уравнение движения. Получим:



( 1.13)



Сделаем несколько упрощений. Во-первых, будем писать E вместо . Во-вторых, заметим, что если в существуют слагаемые пропорциональные единичной матрице, то они дают общую фазу для решения. Более того, такие слагаемые не затрагивают угол смешивания, как это видно из уравнения (1.12). Так, как такие слагаемые не относятся к делу, ими можно пренебречь. Тогда получим, что:



( 1.14)



( 1.15)



Поэтому:

( 1.16)



Вероятность обнаружить и в начальном - луче:



( 1.17)



( 1.18)



Заметим, что вероятность найти <1. Грибов и Понтекорво предположили, что это должно вести к истощению солнечных нейтрино.



Используя равенство (1.18),чтобы представить результаты по солнечным нейтрино, нужно положить - расстояние от Земли до Солнца. Если мы знаем , то можем вычислить вероятность жизни для нейтрино любой энергии Е. Поскольку любой эксперимент замеряет спектр энергии. Поэтому, чтобы получить вероятность жизни для всего луча, нужно интегрировать по этому спектру. Введём обозначение:



( 1.19)



где - усреднение по энергии. Для реального эксперимента выживание даётся:



( 1.20)



Величена , конечно, различна для разных экспериментов.



## Осцилляции нейтрино в сплошной среде

В предыдущем разделе мы принимали, что нейтрино проходят через вакуум, который является хорошой апроксимацией пути между Солнцем и Землёй. Но нейтрино рождаются глубоко внутри Солнца, и сначала они должны пройти солнечную материю, перед тем как выйти наружу. Осцилляции в Солнце или в любой другой среде могут существенно отличатся от сцилляций нейтрино в вакууме. Основной причиной этого является то, что в среде видоизменяется дсперсионное соотношение частиц, проходящих через среду.

Это явление хорошо известно для фотонов. Они безмассовы в вакууме, так что их дисперсионное отношение просто . В среде, однако, дисперсионное отношение более сложное, что может быть объяснено тем, что фотон приобретает эффективную массу. Из-за этого, он не распространяется в среде со скоростью .



Солнечная среда неоднородна. Рассмотрим прохождения нейтринного пучка через однородную среду.

Чтобы это решить [1], мы примем нейтрино рассеивающимися материей. Солнечная материя состоит из электронов, протонов и нейтронов. Конечно, электронное нейтрино взаимодействует только с электроном. Мюонное нейтрино, может взаимодействовать только с мюонами, но температура солнечного ядра недостаточно высокая, чтобы удовлетворять этим условиям. Поэтому, нужно учитывать вклад только для . Феймановская диаграма этого процесса дана на рис. 2.

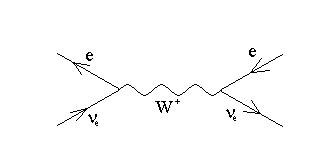


Рисунок 2.

Если учесть зарядовые и нейтральные токовые вклады, то получим следующий гамильтониан:

( 1.21)



где

( 1.22)



( 1.23)



где и - концентрация электронов и нейтронов соответственно.



Значение этих слагаемых понятно, если мы напишем уравнение Дирака:

( 1.24)



Перепишем его как:

( 1.25)



Возводя в квадрат обе части, в итоге получим:

( 1.26)



Таким образом, V добавляется к энергии. В этом смысле V может быть названо потенциальной энергией. Поэтому, мы её представили со знаком минус в уравнении эффективного лагранжиана.

Эволюционное уравнение в материи тогда даётся:

( 1.27)



где Гамильтониан даётся как:

( 1.28)



где - вакуумная часть, данная (1.11). Так



( 1.29)



где , как и выше, обозначения для амплитуды 3-импульса нейтринного пучка и



( 1.30)



( 1.31)



Эффективный угол смешивания в материи будет даваться следующим образом:



( 1.32)



и стационарные состояния:

( 1.33)



( 1.34)



Отметим интересную особенность основного состояния. Для примера рассмотрим малый вакуумный угол смешивания. Тогда для , , поэтому . С другой стороны для , и поэтому . Другими словами, основное состояние почти чистое если плотность вещества мала, и почти чистое если плотность вещества неограниченно возрастает.



В 1985 году важную теоретическую работу, относящуюся к нейтринным осцилляциям, опубликовали С.П. Михеев и А.Ю. Смирнов. Они показали, что в веществе с плавно меняющейся плотностью (в частности, на Солнце) может в принципе, иметь место практически полный резонансный переход электронных нейтрино в мюонные или тауонные нейтрино. Этот эффект может возникать из-за того, что сечение рассеяния на электронах отличается от сечений или . В результате при некоторой плотности вещества может произойти пересечение уровней и (или и ) и, как следствие, интенсивное превращение в (или ). Это превращение должно носить резогнансный характер, оно будет иметь место лишь для некоторого интервала нейтрино. Этот эффект называется Михеева-Смирнова-Вольфенстайна (МСВ) резонанс.



# Указание на не нулевую нейтринную массу

## Проблема солнечных нейтрино.

Солнце – огромный ядерный реактор, где протекают реакции синтеза из водорода гелия и далее более тяжелых элементов. В этих реакциях рождаются нейтрино. Основная цепочка реакций, протекающих в Солнце, может быть суммирована равенством:

( 2.1)



Это, конечно, не одна простая реакция, а имеется много шагов (таблица 1.). Энергия высвобождается главным образом в виде фотонов, которые претерпевают многократное рассеяние перед тем, как покинуть Солнце. Этот процесс ответственен за тепло и свет, которые мы получаем от Солнца. Однако небольшая часть энергии уносится нейтрино. Так как у нейтрино сечение взаимодействия с веществом крайне мало, то нейтрино легко выходят из Солнца. Таким образом, они несут важную информацию о Солнечном ядре.

Из (2.1) можно получить простую оценку для нейтринного потока получаемого, Землёй. Полная светимость Солнца . На каждые 25 Мэв выходящей энергии рождается две нейтрино. Таким образом, число рождаемых нейтрино в секунду будет . Деля это на , где D – это расстояние от Солнца до Земли равное , мы получим величину потока около . Большая часть этого потока формируется в pp цикле, где из двух протонов формируется дейтерий.



Таблица 1. даёт цепочки реакций, которые были суммированы в реакции (2.1). Имеются две параллельные реакции, называемые pp и pep циклами. Реакция pp ответственна за рождение большинства нейтрино в Солнце. Дейтерий быстро синтезируется в ядро и далее два ядра могут, с помощью сильного взаимодействия, преобразоваться в ядро . Однако, в редких случаях слабо взаимодействует с протоном. В этом случае так же рождается нейтрино.



|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Реакции | Имя реакции | Энергия нейтрино в Мэв | Поток  1010 см-2с-1 |
| Стадия 1: синтез 2Н из р | | | |
|  | pр | 0.42 | 6.0⋅(1±0.02) |
|  | pер | 1.44 | 0.014⋅(1±0.05) |
| Стадия 2: синтез 2Н в 3Н | | | |
|  | ----- | ----- | ----- |
| Стадия 3: пря мой синтез 4Не из 3Не | | | |
|  | ----- | ----- | ----- |
|  | Нер | 18.77 | 8⋅10-7 |
| Стадия 4: синтез 7Ве | | | |
|  | ----- | ----- | ----- |
| Стадия 5: распад 7Ве в 4Не | | | |
|  | 7Ве | 0.861 | 0.47⋅(1±0.15) |
|  | ----- | ----- | ----- |
|  | 8В | 14.06 | 5.8⋅10-4⋅(1±0.02) |
|  |
|  |

Таблица 1. Реакции в рр цикле

После того, как создано некоторое количество ядер , возможен синтез более тяжёлых ядер, например . Поскольку ядра очень стабильные, то распадается на ядра в несколько этапов, через ядра или , как показано в таблице 1. Нейтрино из имеют высокую энергию. Это было очень важно при проведении первых экспериментов по регистрации солнечных нейтрино. Конечно, Hep нейтрино имеют ещё большую энергию, но их поток настолько мал, что его можно не учитывать.



Существует так же CNO цикл, в котором принимают участие более тяжёлые элементы такие, как различные изотопы углерода, азота, кислорода, где так же рождаются нейтрино. Эти реакции показаны в таблице 2. Для температуры солнечного ядра этот цикл очень слабый и составляет около 1.5% от общего потока нейтрино.

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Реакция. | Энергия нейтрино в Мэв. | Поток в см-2с-1. |
|  | ----- | ----- |
|  | 1.2 | 0.06⋅(1±0.5) |
|  | ----- | ----- |
|  | ----- | ----- |
|  | 1.73 | 0.05⋅(1±0.58) |
|  | ----- | ----- |
|  | ----- | ----- |
|  | 1.74 | 5.2⋅10-4⋅(1±0.5) |
|  | ----- | ----- |

Таблица 2. CNO – цикл

В физике Солнца предполагается полностью понятой скорость рождения нейтрино. Мы пытаемся зарегистрировать эти нейтрино на Земле. Эксперименты, выполненные до сих пор, регистрировали много меньше нейтрино, чем ожидается теоретически. Это назвали проблемой солнечного нейтрино.

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Эксперимент | Энергия (МэВ) | Темп/ССМ |
| Homestake | 0.8 |  |
| Kamiokande | 7.5 |  |
| GALLEX | 0.2 |  |
| SAGE | 0.2 |  |

Таблица 3. Текущие данные по солнечным нейтрино.

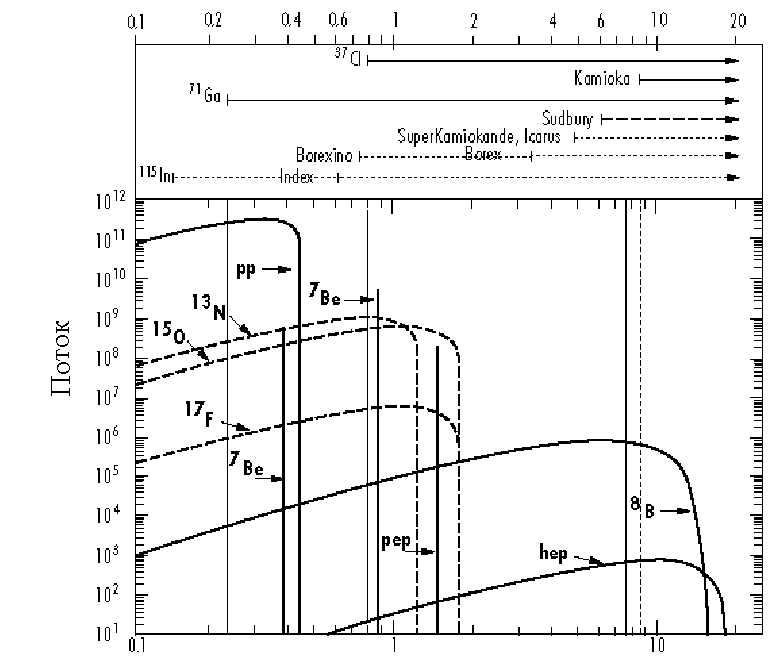


Рисунок 3. Распределение энергии в потоке солнечных нейтрино.

Очевидно, проблема должна быть в одном из следующих аспектов: 1) в регистрации нейтрино может быть ошибка 2) подсчёт ожидаемого потока нейтрино может быть неправильным потому, что есть ошибки в стандартной солнечной модели 3) что-то должно отсутствовать в нашем понимании свойств нейтрино.

Хотя все эти альтернативы казались равновероятными во времена проведения первого эксперимента по солнечным нейтрино, сейчас первая альтернатива может быть отброшена так, как другие эксперименты, проведённые с тех пор, используя различные технологии детектирования, зарегистрировали меньше нейтрино, чем ожидается. Что касается второй альтернативы то доказано, что, если свойства нейтрино описываются в рамках стандартной электрослабой теории, тогда изменения только в солнечной модели не могут объяснить различия между интенсивностями в различных экспериментах. Тогда для объяснения различия между расчётами из солнечной модели и экспериментальными наблюдениями предположим, что существуют нейтринные осцилляции.

Пусть осцилляции происходят между и , где x-другой вид нейтрино, не имеет значение мюонный или таонный тип. Осцилляции могут быть чисто вакуумными и, тогда разность квадратов масс и большое смешивание. Если осцилляции происходят в веществе, то возможен МСВ эффект. В этом случае разность квадратов масс и углы смешивания лежат в следующих интервалах [2] :



а) Малый угол МСВ, ( 2.2)



б) Большой угол МСВ, ( 2.3)



Если солнечные нейтрино осциллируют в стерильное нейтрино, то в этом случае МСВ эффект отличается от осцилляций в и большое угловое решение уже не подходит. Выше приведённые результаты основаны в приближении двух нейтринных осцилляций.



## Атмосферные нейтрино

Землю бомбардируют атмосферные нейтрино, точнее нейтрино от космических лучей. История физики атмосферных нейтрино насчитывает почти сорок лет. Идея использовать потоки атмосферных нейтрино для изучения физики нейтрино при высоких энергиях в экспериментах, проводимых на установках глубоко под землей или водой, была выдвинута М.А.Марковым на международной конференции по высоким энергиям в Москве в 1959 г.

Происхождение атмосферных нейтрино следующие. Быстрые космические протоны, врываясь в атмосферу, взаимодействуют с ядрами и рождают потоки мезонов. Последние распадаются в основном на мююоны и мюонные нейтрино. Цепочка распада следующая:



( 2.4)



Следовательно, ожидается, что и плюс небольшая поправка для распадов. Продукты распадов наследуют энергию мезонов, которая может достигать сотен гигаэлектронвольт. Нейтрино обнаруживают себя потоком сопутствующих мюоонов и электронов. Так как каждый из потоков и подсчитывается с погрешностью 15%, то используют следующие отношение



Теоретическое отношение атмосферных потоков мюонных и электронных нейтрино без привлечения картины осцилляций находится в противоречии с результатами предыдущих экспериментов таких, как Kamiokande-[3], IMB- [4], Soudan-2 -[5]. Результаты недавнего эксперимента Super-Kamiokande коллаборации, имеющие лучшую статистику, совпадают с данными этих экспериментов [6] .



Осцилляции в случае атмосферных нейтрино, могут происходить либо между и , либо между и . Однако, в эксперименте CHOOZ [7], проведенном на ускорителе по поиску нейтринных осцилляций, были исключены те пределы на квадрат разности масс нейтрино и угол смешивания, которые могли бы быть использованы для объяснения обсуждаемых результатов Super -Kamiokande если бы нейтрино мюонные переходили в нейтрино электронные, и поэтому авторы делают предположение о существовании осцилляций мюонных нейтрино в тау нейтрино или стерильные нейтрино. Из данных Kamiokande, подходящих для суб-ГэВ мульти-ГэВ областей, следует, что [8]:



( 2.5)



Существуют так же основания для зависимости от зенитного угла в мульти-ГэВ области, которые согласно предварительному анализу [9] дают похожую область массы для максимального угла смешивания.



## Результаты эксперимента LSND (Los Alamos liquid scintillation neutrino detector)

LSND коллобарация изучает распад движущихся мезонов. мезоны распадаются на и с энергией около 180 МэВ. Затем с энергией менее 53 МэВ. Наблюдения 1993+1994+1995 годов установили 22 случая реакции , тогда как от фона ожидается 4.60.6 таких случаев [10]. Эксперимент основан на наблюдении электронов между 36 и 60 МэВ, используя эффект Черенкова, точно скорелированными с излучением от реакции . Эту реакцию можно объяснить осцилляцией в . Результаты 1993-1995 годов так же дают случаи от распадов, которые можно интерпретировать как осцилляции . В этом случае наблюдался процесс .



Таким образом, LSND коллаборация показывает наличие как , так и осцилляций. Их результаты, в связи с отрицательными результатами группы Е776 и данными Bugey реактора, дают для разности квадратов масс осцилляций следующий интервал:



( 2.6)



с углом смешивания . Область для выше 10 эВ2 была отвергнута недавними данными CCFR и данными NOMAND [11]. Группа LSND в своём докладе [12] сообщила предварительные данные о осцилляциях с разностью квадратов масс и углом смешивания в сходном интервале.



## Горячая тёмная материя Вселенной

Всё больше оснований, что более 90% массы во Вселенной можно регистрировать только с помощью её гравитационных эффектов. Похоже, что это тёмное вещество является смесью частиц, которые были релятивистскими во времена ранней Вселенной (горячая тёмная материя), и частиц, которые были не релятивистскими (холодная тёмная материя). Такая смесь очень хорошо согласуется со всеми космологическими данными [13] .



Если принять такую картину смеси тёмной материи, то подходящий кандидат на роль горячей тёмной материи – одно или несколько разновидностей нейтрино с суммарной массой , где h=0.5 (постоянная Хаббла в единицах 100 ), FH=0.2 (часть тёмной материи, которая горячая), и Ώ=1 (отношение плотности Вселенной к скрытой плотности).



Обычно предполагают, что горячая материя это . Однако, если дефицит атмосферного нейтрино объяснить осцилляциями , то одно не может быть горячей материей. Значит, массы и должны быть близки друг к другу. Интересно, что если взамен единственной нейтрино с энергией , разделить между двумя или среди трёх разновидностей нейтрино, то такая модель лучше подходит для структуры Вселенной, и особенно для понимания отклонения плотности вещества с расстоянием [14].



Массивные нейтрино нужны астрофизикам по двум причинам. Во-первых, для объяснения природы невидимых корон галактик. Во-вторых, с помощью тех же нейтринных облаков можно решить некоторые трудности в образовании галактик.

Если нейтрино безмассово, то реликтовое нейтрино всех сортов (а их общее количество по оценкам составляет около 500 штук в см3) не внесут сколько-нибудь заметного вклада в общую плотность вещества. Совсем другая ситуация возникает если нейтрино имеет массу. В этом случае более 95% массы (энергии) приходится на долю нейтринного излучения. И это кардинально меняет наши представления о структуре и будущем Вселенной, поскольку эволюция Вселенной существенно зависит от плотности вещества в ней.

Если считать, что масса нейтрино равна нулю, то согласно современным представлениям Вселенная будет бесконечно расширяться. Однако если нейтрино имеет массу, то расширение через некоторое время сменится сжатием. “Хотя это случится не скоро (расширение в ближайшие 20 миллиардов лет нам гарантированно), вопрос о далёком будущем, конечно же, является принципиально важным и волнующем” (Я.Б.Зельдович).

## Двойной β-распад.

Существование двойного β-распада было предсказано чуть позже (1935 г.), чем существование нейтрино. При обычном β-распаде в ядре А(Z,N) один нейтрон превращается в протон, ядро переходит в A(Z+1,N – 1), испуская электрон и антинейтрино. В достаточно редких случаях оказывается энергетически выгодным двойной β-распад. При нём переход выглядит следующим образом: A(Z,N) A(Z+2,N – 2). Он происходит непосредственно между этими ядрами, если энергия промежуточного ядра A(Z+1,N – 1) выше, чем у A(Z,N) (рис. 4).

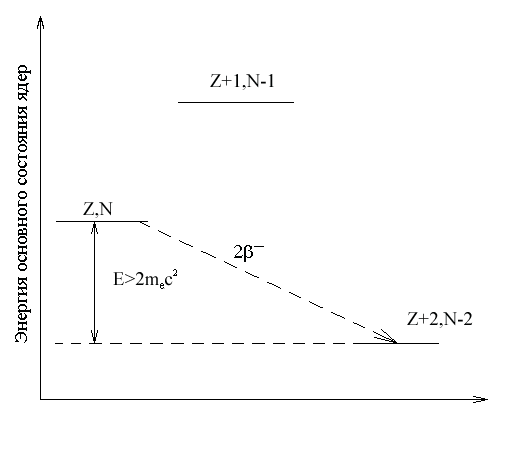


Рисунок.4. Энергетические уровни трёх ядер. Ядро Z,N способно испытывать двойной β-распад.

Превращение двух нейтронов в два протона может происходить независимо:

( 2.7)



( 2.8)



( 2.9)



( 2.10)



При этом происходит одновременно слабый переход двух d-кварков в два u-кварка и испускается два нейтрино (рис. 5.). В этом случае распад называется двух нейтринным.

Этот же процесс может происходить и не независимо:

( 2.11)



( 2.12)



( 2.13)



( 2.14)



При этом виртуальное нейтрино, испущенное одним кварком, поглощается другим кварком (рис. 6). В этом случае распад называется без нейтринным. Этот процесс возможен только если нейтрино майораново, так как лептонный заряд в этом процессе не сохраняется. В стандартной теории слабого взаимодействия лептонное число сохраняется. Если, однако, нейтрино обладают майорановыми массами, то лептонное число не сохраняется. При этом вместо трёх нейтрино и трёх антинейтрино, мы ммеем дело с шестью истинно нейтральными, так называемыми майорановыми нейтрино.

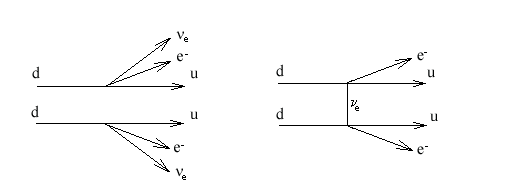


Рисунок 5. Рисунок 6.

Поиски двойного без нейтринного двойного β-распада накладывают строгие ограничения на нейтринные массы. Эксперимент Heidelberg – Moscow [15] обеспечил самый строгий верхний предел на эффективную майорановскую массу нейтрино: .



# Некоторые эксперименты по регистрации нейтрино.

## Детекторы солнечных нейтрино.

Все способы регистрации солнечных нейтрино делятся на три категории: 1) радиохимический 2) геохимический 3) рассеяние электронов.

1)Радиохимические детекторы. В этом методе из Солнца попадают в детектор, содержащий некоторое число ядер Х, которые претерпевают обратный бета распад:



( 3.1)



Детекторы некоторое время облучают и потом наблюдают ядра Y. Ядра Y выделяют химическим способом, и их число даёт скорость захвата нейтрино. В качестве материала мишени можно использовать ядра указанные в таблице 4.



|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| Начальные ядра Х | Конечные ядра  Y | Порог реакции  (МэВ) | Период полураспада для Y | Скорость захвата в SNU |
| 37Cl | 37Ar | 0.814 | 35 дней |  |
| 71Ga | 71Ge | 0.233 | 11.4 дня |  |
| 7Li | 7Be | 0.862 | 53.4 дня |  |
| 127I | 127Xe | 0.789 | 36 дней |  |
| 81Br | 81Kr | 0.470 | лет |  |
| 98Mo | 98Tc | 1.680 | лет |  |
| 205Tl | 205Pb | 0.062 | лет |  |

Таблица 4.

Продукты реакции радиоактивны. Следовательно, нельзя облучать детектор неопределённо долгое время, перед тем, как пытаться регистрировать ядра Y.

Выгода радиохимических детекторов заключается в том, что они могут регистрировать низко энергетические нейтрино. Порог, конечно, зависит от материала. В , например, порог настолько низкий, что могут регистрироваться даже низко энергетические рр нейтрино. Недостаток этих детекторов заключается в том, что ничего нельзя сказать времени прибытия нейтрино и энергии нейтринного захвата.



2)Геохимические детекторы. Основной принцип здесь тот же, что и в радиохимических детекторах. Отличие заключается в то, что продукты реакции имеют большой период полураспада, в области 105 – 106 лет. Конечные ядра можно наблюдать в горных образцах. Их количество скажет нам о солнечном нейтринном потоке за последние миллионы лет. Недостаток этого метода заключается в том, что нужны теоретические оценки того, сколько ядер Y первоначально было в образце. Эти оценки не очень точные.

3)Детекторы, основанные на рассеянии электронов. В этом методе используется рассеяние нейтрино на электроне:

( 3.2)



Электрон рассеивается под очень острым углом. Таким образом, наблюдая за его направлением, можно определить направление входящего в детектор нейтрино и таким образом проверить: пришло ли оно от Солнца. Это основное преимущество этого метода. К тому же, можно регистрировать отдельные события, определяя время прибытия нейтрино и их энергию. Недостаток метода заключается в том, что любые случаи от нейтральных частиц могут вызвать такого же вида события, что и нейтрино. Поэтому, нужно учесть вклад гамма лучей и т.п. Чтобы учесть влияние фона, порог энергии нейтрино должен быть высоким.

## Эксперимент Homestake.

За более чем два десятилетия, Дэвис и его помощники регистрировали солнечные нейтрино в глубокой шахте в Южной Дакоте, США. Их детектор содержит атомов C2Cl4. Из таблицы видно, что порог энергии равен 0.814 МэВ. Поэтому в эксперименте не могут регистрироваться нейтрино рр – цикла. Так как, сечение поглощения быстро растёт с энергией, нейтрино 8В вносят наибольший вклад в общее число регистрируемых нейтрино. Теоретические расчёты в стандартной солнечной модели дают следующие значения для полной скорости захвата нейтрино:



( 3.3)



Первый результат принадлежит группе Bahcall, второй взят из обозрения 2. Единица SNU определяется как 1 захват 1036 атомами мишени в секунду. Поэтому, в их детекторе, производство одного атома 37Ar день будет соответствовать 5.3 SNU.

Детектор промывался каждый месяц гелием для вымвания из него аргона. Затем наблюдали за радиоактивностью аргона. Число атомов аргона крайне мало. Их общее число, зарегистрированное на протяжении свыше

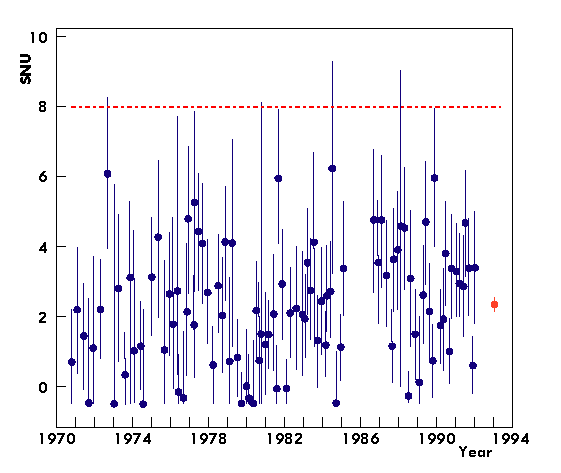


Рис 7. Данные группы Дэвиса.

двадцати лет (1970 –1997), составляет несколько сотен. Средний темп скорости захвата нейтрино составляет ¼ от ожидаемого темпа в стандартной солнечной модели.

## Эксперименты Kamiokande и Super-Kamiokande.

Детектор Kamiokande, расположенный в цинковой шахте Kamioka в Японии, работает с 1986. Он содержит почти 1000 тонн воды, окружённой фотоумножителями для регистрации излучения Черенкова. Так, как работа этого детектора основана на рассеянии электронов, то он имеет высокий порог энергии регистрации нейтрино. Вначале порог был установлен на уровне 9.3 МэВ. Позднее, расчёты фона были улучшены до 7.5 МэВ. Наблюдаемый темп нейтринных событий составляет около 40% от ожидаемого темпа в стандартной солнечной модели.

Эксперимент Kamiokande проводится с 1986 года. Этот срок охватывает полный 11 – летний цикл солнечной активности. Недавно участники Kamiokande коллаборации сообщили, что на основе полученных ими данных, можно сделать вывод о независимости нетйринного потока от фазы солнечной активности. Изменение солнечной активности проявляется в виде увеличения пятен и других особенностей на Солнце. Существует ли корреляция между нейтринным потоком и солнечной активностью имеет большое значение для нейтринной физики. Ели бы корреляция была открыта, то для её объяснения можно было предположить, что нейтрино обладает большим магнитным моментом, который взаимодействует с циклически изменяющимся магнитным полем Солнца. В другом нейтринном эксперименте – хлорном эксперименте – в Южной Дакоте (США) вопрос о корреляции остаётся открытым. Исследователи считают, что ситуация полностью прояснится в следующем цикле солнечной активности.

На состоявшейся в Японии конференции "Нейтрино -98" представлены новые убедительные свидетельства существования нейтринных осцилляций - взаимных превращений различных сортов нейтрино. Эксперименты по регистрации нейтрино проводились на установке Super-Kamiokande. Подземная установка Super-Kamiokande представляет собой огромный стальной резервуар (высотой 41 м и диаметром 38 м), наполненный 55 000 тоннами чистой водой. По внутренней поверхности резервуара размещены ~11 000 фотоумножителями. Исследовались нейтрино, возникающие в результате столкновений космических лучей с верхними слоями атмосферы. Фотоумножители регистрируют черенковское излучение, испускаемое электронами и мюонами, которые рассеиваются нейтрино.

Обсуждаемыми характеристиками результатов взаимодействия атмосферных нейтрино с ядрами среды, окружающей установки, или с ядрами вещества самих установок, были следующие:

1. Отношение мюоно-подобных событий (от взаимодействий, вызванных мюонными нейтрино) к электроно-подобным событиям (от взаимодействий, вызванных электронными нейтрино): отношения **R** мюонных событий к электронным, измеренных экспериментально, к этому отношению, полученному теоретически методом Монте Карло, причем, эти отношения были рассмотрены для событий, которые имели место в установке или вне установки при различных интервалах энергий.

При этом Super-Kamiokande для интервала энергий Е<1.33 ГэВ (низкоэнергичные события) дает **R**=0.63, для Е 1.33 ГэВ (так называемые многогэвные события) **R**=0.65.

1. Отношение событий, приходящих из нижней полусферы, к событиям, приходящим в установку сверху, для электронных нейтрино равно 0.93, а для мюонных нейтрино равно 0.54.

Таким образом, Super-Kamiokande как бы не домеряет мюонных событий. Возникает соблазн предположить, что по дороге от места зарождения мюонные нейтрино исчезают, например, в результате осцилляций переходят в другой сорт нейтрино. Однако в эксперименте CHOOZ, проведенном на ускорителе по поиску нейтринных осцилляций, были исключены те пределы на квадрат разности масс нейтрино и угол смешивания, которые могли бы быть использованы для объяснения обсуждаемых результатов Super-Kamiokande если бы нейтрино мюонные переходили в нейтрино электронные, и поэтому авторы делают предположение о существовании осцилляций мюонных нейтрино в тау нейтрино или стерильные нейтрино. Аналогичные результаты, свидетельствующие о том, что нейтринные телескопы измеряют меньшее количество мюонных событий, чем это ожидается теоретически, представлены на конференцию установками MACRO и Soudan.

## Эксперименты Gallex и SAGE.

Детекторы Gallex в Италии и SAGE в России получают результаты с 1990 года. Они чувствительны к энергетически низким рр нейтрино так, как реакция имеет низкий порог. Это химический метод, похожий на эксперимент Дэвиса. 71Ge распадается обратно в 71Ga с помощью е- - захвата с периодом полураспада 11 дней. 71Ga извлекается химическим методом. В эксперименте Gallex используется 30 тонн раствора GaCl3. В эксперименте SAGE используется 60 тонн металлического галия. Наблюдаемый темп нейтринных событий составляет около 50% от ожидаемого темпа в стандартной солнечной модели.



# Иерархия масс майорановских нейтрино в лево-правой модели.

В стандартной модели (СМ) электрослабых взаимодействий индивидуальный и полный лептонный флейворы являются сохраняющимися величинами. В расширениях СМ, где нейтрино обладает массой, ситуация может измениться. Независимо от того, является ли нейтрино майорановской или дираковской частицей, наличие смешивания между нейтринными поколениями приводит к нарушению индивидуального флейвора.



В схеме ЛПМ существует несколько возможностей выбора сектора Хиггса, однако общим элементом при любом построении является наличие бидублета Ф(1/2,1/2,0). Отличные от нуля вакуумные ожидания электрически нейтральных компонент поля Ф приводят к появлению масс кварков и лептонов. Далее можно ввести либо два триплета ΔL(1,0,2) и ΔR(0,1,2), либо два дублета XL(1/2,0,1) и XR(0,1/2,1). В первом случае нейтрино оказывается майорановым, а во втором - дираковской частицами. Анализ будет выполнен для майорановского нейтрино. Мультиплеты Хиггса представляем в виде компонент следующим образом:

( 4.1)



( 4.2)



Вакуумные средние нужно выбрать следующим оразом:

( 4.3)



При этом для согласия с экспериментом необходимо выполнение условия

( 4.4)



Лагранжиан, описывающий калибровочно-инвариантное взаимодействие в секторе Юкавы, имеет вид

( 4.5)



где описывает левосторонний (правосторонний) фермионный дублет, -матрицы Паули, , a и b обозначают индексы поколений, -юкавские константы связи. Выражение (4.5) нас будет интересовать с точки зрения индуцирования нейтринных масс. Массовая матрица нейтрино в двухфлейворном базисе



( 4.6)



() имеет вид



( 4.7)



где . Константы определяют массы заряженых лептонов согласно соотношению



( 4.8)



Иерархия масс (ИМ) в нейтринном семействе в основном определяется константами .Приняв упрощающие предположения:



( 4.9)



( 4.10)



получаем следующие значения масс в нейтринном секторе:

( 4.11)



( 4.12)



где

( 4.13)



( 4.14)



.

Из (4.11) и (4.12) следует, что в зависимости от значений могут существовать такие соотношения для нейтринной системы:



1. (ИМ1)



1. (ИМ2)



1. (ИМ3)



ИМ2 и ИМ3 не противоречат предсказываемому теориями Великого объединения соотношению для масс левосторонних нейтрино

( 4.15)



которое в свою очередь находится в согласи с существующими на сегодняшний день верхними границами на массы этих нейтрино

( 4.16)



Заключение

Какой-то из трех экспериментов, предсказывающий нейтринные осцилляции (солнечный дефицит , аномальное отношение атмосферных нейтрино, и результаты LSND, или как альтернатива последнего, необходимость в нейтринной компоненте темной материи) неверен, или модель нейтринных масс нуждается по крайней мере в одной легкой стерильной нейтрино. Эта модель использует идля объяснения солнечного эффекта, и , и для эксперимента LSND c . Если к тому же и << 1эВ и , ≈ ( и значит ), то такая теория обеспечивает наилучшую модель смеси горячей и холодной темной материи.



Ожидается большой прогресс в этой области в следующие 5 лет, и мы надеемся получить окончательные и четкие доказательства для физики вне стандартной модели из нейтринных свойств.

Безнейтринный двойной бета распад установит предел на майорановскую массу нейтрино ниже 0.1 эВ. Новые солнечные эксперименты с числом нейтринных событий несколько тысяч в год должны подтвердить (или опровергнуть) аномалию и измерить и углы смешивания. Long baseline эксперименты (например Super-Kamiokande) должны изучить около с большим смешиванием для или . Short baseline эксперименты такие, как CERN и Fermilab должны проверить осцилляции с большим и выше 10-3-10-4.



Литература.

* 1. L.Vofenstain, Phys. Rev. D17, 2369 (1978).
  2. J.Bahcall, Proceedings of Neutrino’96 edited by K.Enquist, K,Huitu and J.Maalampi (Word Scientific, Singapore); A.Smirnov, hep-ph/9611465.
  3. Hirata K.S. et. al.//Phys.Rev.-1992.-V.B286.-P.146.
  4. Becker-Szendy R. et. al.//Phys.Rev.-1992-V.D46.-P.3720.
  5. Litchfield P.J. The Soudan 2 neutrino signal // in International Europhysic Conference on High Energy Physics, Marceille, France - 1993
  6. Allison W.W.M.// Phys.Lett.-1997.-V.B391.-P.491.
  7. M.Apollonio et al. hep-ex/9711002.
  8. Y.Fukuda et al, Phys. Lett. B 335,237 (1994).
  9. Y.Suzuki, Invited talk at Erice Neutrino workshop, September 17-22,1997.
  10. C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. C 54, 2685 (1996); Phys. Rev. Lett. 77, 3082 (1996).
  11. K.Zuber, Invited talk in COSMO’97, Ambleside, England, September 15-19, 1997.
  12. C.Athanassopoulos et al. nucl-ex/9706006.
  13. For a recent review and references, see J.Primack, astro-ph/9707285.
  14. J.Primack, J.Hotzman, A.Klypin and D.Caldwell, Phys. Rev. Lett. 74,2160 (1995).
  15. H.Klapdor-Kleingrothaus, these proceeding and Double Beta Decay and Related Topics, ed. H.Klapdor-Kleingrothaus and S.Stoica, Word Scientific, (1995) p.3; A.Balysh et al., Phys. Lett. B283, 32(1992).
  16. Бояркина Г.Г., Бояркин О.М. Поиски нарушения лептонного флейвора на мюонных коллайдерах // Ядерная физика ­– 1997 – Т.60− №4 − С.683 – 694.



* 1. Окунь Л.Б., Физика элементарных частиц. – М.: Наука, 1988, − 272 с.