

**10/10/2023**

**РЕФЕРАТ – Oscar Javier Cepeda G (Colombia)**

## **НЕЙТРИННАЯ ВСЕЛЕННАЯ**

*Содержание*

*-Введение*

*-Вселенная FLRW*

*- Краткая история Вселенной*

*Инфляция*

*Развязка нейтрино и электрон-позитронное уничтожение*

*Нуклеосинтез Большого Взрыва*

*Формирование структур*

*- Скрытая материя*

*Кандидаты в скрытую материю*

*Сверхлегкие поля скрытой материи.*

*Аксионы и АЛП*

*Стерильные нейтрино.*

*Вимпы и Фимпы*

*Первичные черные дыры*

*Модели массы нейтрино*

*Некоторые феноменологические следствия модели массы нейтрино*

*Нестандартные взаимодействия нейтрино*

*Выводы*

*Библиография*

## Введение

Наше нынешнее понимание Вселенной и ее эволюции зафиксировано в теоретической модели, называемой  $\Lambda$ CDM. Оно основано на: (i) Вселенная расширяется, (ii) она однородна и изотропна в больших масштабах, и (iii) существовала начальная инфляционная эпоха, которая может объяснить первоначальные условия.

## вселенная FLRW

Самый общий метрический тензор, описывающий однородную и изотропную среду, пространство-время — это метрика Фридмана-Леметра-Робертсона-Уокера,

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = dt^2 - a^2(t) \left( \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \right),$$

где  $t$  — собственное время, набор  $(r, \theta, \phi)$  — сопутствующие переменные, а  $a(t)$  — масштабный фактор. Кроме того,  $k$  относится к кривизне трехмерного пространства, которое может (i) быть плоским,  $k = 0$ , (ii) иметь положительную кривизну,  $k = +1$  или (iii) отрицательную кривизну  $k = -1$

Для изучения роли нейтрино в эволюции Вселенной, одна из необходимых величин — это тензор энергии-импульса идеальной жидкости, т.е

$$T^\mu{}_\nu = (\rho + P)u^\mu u_\nu + P\delta^\mu_\nu,$$

где  $\rho$  — плотность энергии,  $P$  — давление в жидкости, и мы считаем что жидкость имеет нулевой скоростью в сопутствующей системе отсчета, и поэтому  $u^\mu = (1, 0, 0, 0)$

Из симметрии однородности пространства-времени следует сохранения энергии-момента нашей системы в ковариатной форме

$$T^\mu{}_\nu ; \mu = \partial_\mu T^\mu{}_\nu + \Gamma^\mu_{\gamma\epsilon} T^\epsilon{}_\nu - \Gamma^\mu_{\epsilon\nu} T^\epsilon{}_\gamma = 0$$

где

$$\Gamma^\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} g^{\sigma\rho} (\partial_\alpha g_{\beta\rho} + \partial_\beta g_{\alpha\rho} - \partial_\rho g_{\alpha\beta}).$$

символы Кристоффеля.

Временная составляющая закона сохранения энергии-момента, даст эволюцию  $\rho$ , плотности энергий

$$\dot{\rho} + 3H(1 + \omega)\rho = 0,$$

где точка обозначает производную по собственному времени  $t$ ,  $H$  – постоянная Хаббла,  $\omega$  – отношение между плотностью энергии  $\rho$  и давлением  $P$ ,

Решив уравнение 1, имея в виду, что

$$H = \dot{a}/a \quad P = \omega \rho$$

получаем

$$\rho \propto a^{-3(1+\omega)} \rightarrow \begin{cases} \rho \propto a^{-4} & \omega = 0 \\ \rho \propto a^{-3} & \omega = 1/3 \\ \rho = \text{const.} & \omega = -1 \end{cases}$$

т.е. эволюцию релятивистской и нерелятивистской материи по мере как Вселенная

расширяется;  $w=0$  – нерелятивистская материя;  $w=1/3$  – релятивистская материя

Интересно, что плотность энергии жидкости с отрицательным давлением такая, что  $P = -\rho$ , сохраняется постоянным.

Из уравнений Эйнштейна

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}.$$

можно восстановить уравнения Фридмана:

$$H^2 = \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho - \frac{k}{a^2}$$

и

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} (\rho + 3P)$$

что снова связывает содержание Вселенной с скоростью ее расширения.

Определим критическую плотность в настоящее время как плотность энергии тока при предположении, что Вселенная плоская,  $k = 0$ ,

$$\rho_{\text{crit},0} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$

и перепишем уравнение Фридмана

$$H^2(a) = H_0^2 \sqrt{\Omega_{r,0} \left(\frac{a_0}{a}\right)^4 + \Omega_{m,0} \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 + \Omega_{k,0} \left(\frac{a_0}{a}\right)^2 + \Omega_{\Lambda,0}}.$$

В этих выражениях индекс 0, указывает текущее значение безразмерной плотности энергии излучения  $\Omega_r, 0$  — и вещества  $\Omega_m, 0$ , которые имеют уравнение состояния  $\omega = 1/3$  и

$\omega = 0$  соответственно, и вклад кривизны и космологического константа Эйнштейна в  $\Omega_{k,0}$  и  $\Omega_{\Lambda,0}$  соответственно. В частности, для кривизны безразмерная

плотность энергии в настоящее время составляет

$$\Omega_{k,0} = -\frac{k}{H_0^2}.$$

Для вселенной, в которой доминирует только один из видов материй, масштабный фактор меняется по закону

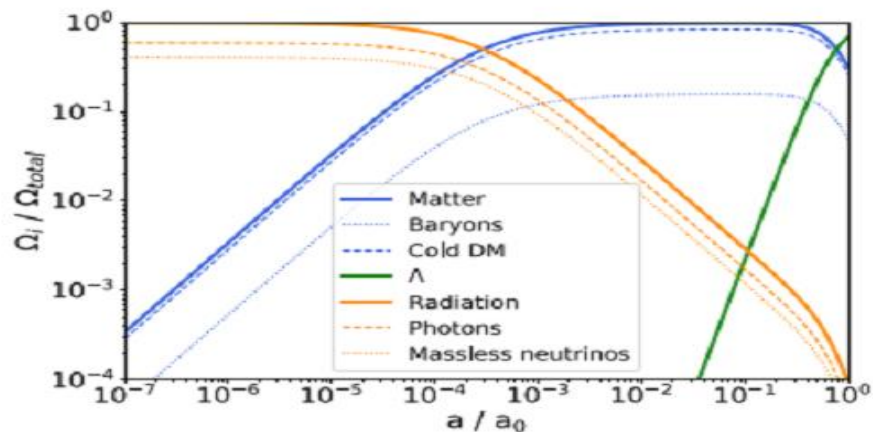
Здесь  $\tilde{H}$  — значение постоянной Хаббла в момент, когда космологическая постоянная доминирует над расширением Вселенной, а все остальные вклады пренебрежимые.

$$a(t) \propto \begin{cases} t^{\frac{2}{3(1+\omega_i)}} & \omega_i \neq -1 \\ e^{\tilde{H}t} & \omega_i = -1 \end{cases}.$$

В зависимости от того, какой компонент вносит наибольший вклад в плотности энергий, можно выделить три разные эпохи Вселенной:

(i) доминирование радиации, (ii) доминирование материи и (iii) эра скрытой энергии.

Это показано на рисунке 1.1.



**Figure 1.1:** Evolution of the fraction of the energy density in the form of matter —cold dark matter and baryonic matter — radiation — photons and massless neutrinos — and a cosmological constant,  $\Lambda$ , as a function of the scale factor,  $a$ , normalised to its value at the present epoch,  $a_0$ . The evolution was computed employing CLASS [1].

В ранней вселенной доминировало расширение за счет радиаций, т.е. вкладом нейтрино и фотонов. Затем, произошло доминирование материи, где холодная скрытая материя и барионы, давали основной вклад в эволюцию Вселенной. С недавнего времени раз — учитывая временные рамки эволюции Вселенной. В нынешнее время расширение Вселенной ускорилось, как это диктует космологическая постоянная  $\Lambda$ .

## Краткая история Вселенной

### Инфляция

Есть вопросы, которые не решены должным образом в стандартной космологической модели в том виде, в котором мы ее представили до сих пор, а главным образом, почему Вселенная настолько изотропна, однородна и плоская, как предполагают наблюдения. Это так называемые проблемы **горизонта и плоскостности**.

Процесс ускоренного расширения на самых ранних стадиях существования Вселенной, может элегантно решить эти проблемы. Этот процесс известен как *инфляция*. Это обычно предполагалось, что этот процесс был вызван скалярным полем, инфлатона. Если бы оно было соединено с частицами Стандартной модели, то инфлатон мог бы распасться на них, заселяя разные виды в процессе, называемом повторным нагревом.

## Развязка нейтрино и электрон-позитронное уничтожение

Через некоторое время после инфляции и повторного нагрева, барионная асимметрия вселенной возникла и произошли электрослабые и КХД фазовые переходы .

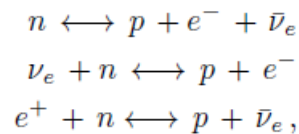
В эту эпоху доминирования радиации ,нейтрино также отделялись от космической плазмы при температурах около  $\sim 1$  МэВ. После этого они начали свободное движение. В этой эпохи в силу их релятивистского поведения, нейтрино внесли свой вклад в энергетический состав вселенной, как радиация. Тем не менее, по мере того, как вселенная расширялась и охлаждалась, два по крайней мере, семейства нейтрино стали нерелятивистскими. В нынешнюю эпоху, эти реликтовые нейтрино образуют космический нейтринный фон.

После отделения нейтрино, когда температура плазмы упала ниже массы электрона,  $T \sim m_e$ , рождение электрон-позитронных пар из фотонов перестали быть возможными и остались возможными только электрон-позитронные аннигиляцией. Это привело к инъекции энтропии и соответствующему нагреву фотонной ванны.

## Нуклеосинтез Большого Взрыва

Аналогично, синтез первичных элементов происходил и в эпохе доминирования радиации.

В какой-то момент, когда  $T \sim 0,8$  МэВ, процессы, удерживающие нейтроны, и протоны в химическом равновесий



перестал быть эффективным, и соотношение нейтронов и протонов замерло, за исключением небольшого уменьшения из-за распада нейтронов. Затем нейтроны были захвачены легкими ядрами, включая дейтерий. Были найдены элементы тяжелее He 4 и Li 7 производились в очень небольших количествах и быстро распались. После того как произошел нуклеосинтез легких элементов, во Вселенной остались в основном водород и He 4, с массовой долей

$$Y_p \sim \frac{4n_{\text{He}}}{n_H + 4n_{\text{He}}} \sim 0.25.$$

Образование других изотопов, таких как H 2, 3 He и Li 7 значительно меньше.

Поскольку первичный нуклеосинтез происходил сразу после отделения нейтрино, модификации в процессе её развязки могут изменить прогнозы нуклеосинтеза большого взрыва (BBN). Например, в зависимости от того, какой вклад нейтрино вносят в плотности излучения Вселенной и, следовательно, к ее расширению, предсказанное содержание легких элементов изменено. Кроме того, различия в распределениях импульсов также может изменить соотношение нейтронов и протонов.

Следовательно, BBN также может давать интересные ограничения на физику нейтрино.

## **Формирование структур**

При доминировании материи, рост возмущений плотности энергии во Вселенной привело к образованию крупномасштабных структур. Информацию можно получить из изучения барионного акустического колебания (БАО), возникающее в результате взаимодействия электромагнитных давлений и притяжения к гравитационным колодцам, возникающим из сверхплотности в фотон-барионной плазме. Кроме того, изучение мелкомасштабных структур предоставляет информацию о природе скрытой материи.

Например, особенно большой компонент горячей или скрытой материи — т.е. релятивистская или близкая к релятивистской скрытой материи — предотвратила бы формирование мелкомасштабных структур. Это важно для изучения некоторых важных свойствах скрытой материи и нейтрино.

## **Скрытая материя**

В настоящее время имеются убедительные доказательства того, что наша Вселенная содержит форму материи, которая не взаимодействует со светом или с другими частицами — или взаимодействует очень слабо, поэтому ее называют скрытой материей.

Некоторые из первых намеки на ее существование относятся к 1930-1970-м годам, когда Фриц Цвикки и Вера К. Рубин обнаружили несоответствие между наблюдениями скопления Комы и кривой вращения, предсказанная ньютоновской динамикой.

Например, в случае Веры К. Рубин она обнаружила, что звезды и небесные тела во внешних областях галактик движутся по орбитам со скоростями, которые слишком велики для того, чтобы эти тела были только гравитационно ограничены.

Предсказание ньютоновской механики такого: при таком распределении массы, наблюдаемое в галактике, скорость вращения объектов во внешних областях галактики должна уменьшаться с расстоянием.

Однако кривые вращения показали, что скорости вращения оставались постоянными с расстоянием, на окраинах изученных галактик. Если предположить, что галактики окружены ореолом скрытой материи, простирающимся за пределы области, где находится видимая барионная материя, то эти наблюдения объясняются.

Еще одно явное свидетельство, подтверждающее гипотезу о скрытой материи является гравитационное линзирование. Известно, что массивные объекты искривляют свет при прохождении света от источника к наблюдателю, что приводит к искажению изображения.

источника. Чем массивнее объект линзирования, тем сильнее этот эффект. Таким образом, гравитационное линзирование может быть использовано для построения карты распределения массы объекта, играющего роль линзы. Скопление Пуля является очень наглядным примером этого. Гравитационное линзирование может указывать на существование скрытой материи.

Третьим доказательством является сам космический микроволновой фон. Барионная и скрытая материя эволюционируют не одинаково, как и их фоновые возмущения. Причина в том, что барионная материя ионизируется и взаимодействует с излучением, скрытая материя, наоборот, не взаимодействует. Тем не менее, она влияет на МДБ через свой вклад в гравитационные потенциалы и линзирование .

Из сравнения наблюдений и моделирования структур, образующихся во Вселенной , известно, что во Вселенной присутствует не только большее количество материи, чем барионная материя но и то, что этот компонент скрытой материи должен быть в основном холодным, т.е. нерелятивистским .

Существуют альтернативные гипотезы скрытой материи, как Модифицированная ньютоновская динамика и расширения общей Теорий Относительности. Однако до сих пор ни одна из них пока не удалось объяснить все различные несоответствия в наблюдениях , которые подтверждают гипотезу скрытой материи. Причина заключается в том, что доказательства поступают из такого большого числа независимых подходов, что даже если эти теории способны объяснить отдельные явления отдельные явления, очень трудно рассмотреть все доказательства одновременно, не ссылаясь на существование скрытой материи.

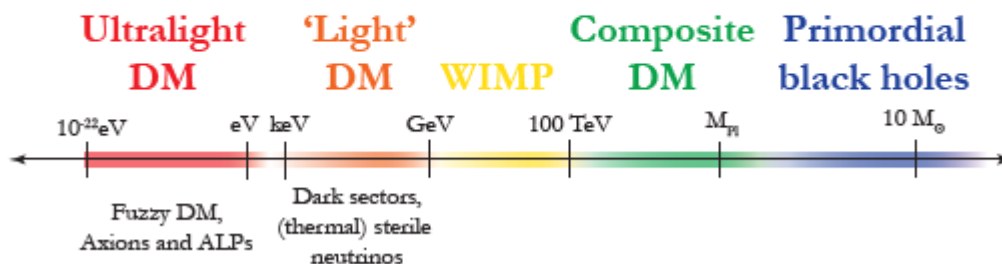
## **Кандидаты в скрытую материю**

Ландшафт кандидатов на скрытую материю очень широк и охватывает более 40 порядков по массе , кандидаты. С надеждой что его существование может быть доказано с помощью методов, выходящих за рамки изучения их гравитационного воздействия, исследуются возможные порталы в Стандартную модель как теоретически, так и экспериментально. В результате существует огромная программа поиска скрытой материи, адресованная гигантскому числу экспериментальных данных в широком пространстве параметров.



# DARK MATTER CANDIDATES

(not to scale)



## Сверхлегкие поля скрытой материи.

Сверхлегкие поля скрытой материи получили распространение и внимание из-за их способности решать некоторые мелкомасштабные расхождения между наблюдениями в симуляциях. Для фермионного кандидата существует строгий нижний предел по массе, тогда как тот же предел, для бозонных кандидатов, гораздо менее строгий. Это открыло возможность изучая сверхлегкие скаляры, векторы и частицы со спином 2 как о составляющих скрытой материи Вселенной.

## Аксионы и АЛП

Аксионы были предложены как динамическое решение проблемы аномально сильная CP-симметрий. Существование других псевдоскаляров бозоны с малой массой, часто называемые аксионоподобными частицами (ALP) является распространенным предсказанием во многих различных контекстах, таких как струнная теория например. Разнообразные эксперименты ищут признаки их существования, в основном используя аксионно-фотонную связь, например в галоскопы, эксперименты со светом, светящимся сквозь стену.

Исследование сверхлегких частиц, таких как аксионы, которые имеют очень малые сечения сильных и слабых взаимодействий, является многообещающей областью исследований, которая могла бы позволить установить связь между физикой элементарных частиц и космологией. Аксионы были впервые предложены для решения CP-нарушения симметрий в сильном взаимодействии [1, 2]. Их можно считать скалярными бозонами и, ожидается, будут иметь массы в диапазоне  $10^{-6}$  до  $10^{-2}$  эВ.

В последнее время возрос интерес к сверхлегким аксионам как кандидаты на роль скрытой материи. Эти частицы естественным образом возникают при компактификациях некоторых струнных ландшафт [3–8], и ожидается, что они будут иметь массы  $\sim 10^{-22}$  эВ, поскольку они изначально безмассовые и приобретают её по механизму спонтанного нарушения симметрии. Сверхлегкие частицы и аксионы были изучены с использованием симуляцией системы N частиц, интерферометрией, шаровыми скоплениями, галактическими пульсарами, а также другими зондами.

Проблема, которая ещё идёт в отношении нейтрино, спустя сто лет после первоначального предложения Паули Ферми и Майораны, сопровождается другим, не менее важным вопросом: каков состав скрытой материи? Как астрономические наблюдения показывают,

вселенная расширяется настолько ускоренно, как если бы среди скоплений видимой материи, были формы отталкивающей материи и/или энергии. Во основе этих наблюдений баланс указывает на то, что видимое вещество составляет только около 5%, скрытая материя 25% и скрытая энергия 70%.

Механизм Хиггса неприменим к случаю нейтрино, у которого ненулевая масса необходима чтобы объяснить осцилляции между разными состояниями вкуса.

Несколько лет назад Р. Печчеи и Х. Куинн (Pescei and Quinn, 1977) предложили аксиона, нейтральный скалярный бозон как способ объяснения проблемы Нарушения CP симметрий предложение Печчеи и Куинна даёт сегодня возможность интерпретации свойств скрытой материи во основе аксиона и ее связь с другими частицами (Чада Дэй и др., 2021).

Эта альтернатива, в свою очередь, открывает очень интересную возможность: речь идет о взаимодействии нейтрино и аксионов. Теоретические разработки дали начало недавней работе Penachioni et al. (2022).

Кажется существует прямая связь между значением массы аксиона и массы нейтрино. Эти отношения определяются константой взаимодействия аксиона-нейтрино и по вакуумному среднее аксионного поля. Это может оказаться интересное соединение на пересечении моделей, описывающих расширения стандартной модели и модели структуры ядра и скрытой материи.

### **ВИМПЫ и ФИМПЫ.**

Слабо взаимодействующие массивные частицы (вимпы) долгое время считались идеальными кандидатами на скрытую материю. Причиной этого убеждения является тот факт, что нужная скрытая материя во Вселенной может быть достигнута за счет теплового образования – путем вымораживания – слабо взаимодействующих частиц с массой вблизи электрослабого масштаба, т.е.  $\sim 100$  ГэВ.

В настоящее время парадигма WIMP сталкивается с ограничениями со стороны коллайдера, прямыми и косвенными поисками. В общем, они предсказываются в теориях высоких энергий и слабо взаимодействуют с частицами Стандартной модели.

### **Первичные черные дыры.**

скрытая материя, состоящая из изначальных черных дырок (PBH) представляет собой интересную возможность из-за большого количества феноменологических последствий, которые они должны иметь. Их формирование может является результатом коллапса крупных первичных флуктуаций в ранней Вселенной, коллапсом топологических дефектов или фазовыми переходами.

Существуют ограничения на их массу и долю скрытой материи в них, исходя из изучения микролинзирования, ненаблюдения продуктов испарения и прочее в CMB.

### **Проблема массы нейтрино**

До сих пор присвоение значения массы нейтрино зависит от пределов, извлеченных из наблюдаемого процесса, например: нейтрино от Солнца, нейтрино от распада в атмосфере земные нейтрино с энергиями в конце спектра бета-распада. Значения варьируются в диапазоне десятков электрон-вольт (эВ) до тысячных долей эВ.

Навязывание заданной массовой иерархии, будь то нормальной или обратной или вырождается, очень сильно ограничивает оценочные значения для разности квадратов масс.

В случае нормальной иерархии ожидаемый диапазон масс может стать ненаблюдаемым для измерений которые выполняются современными методами (Барабаш, 2018).

Отсюда возникает необходимость разработки новых методов обнаружения. К типам конструкций SNO (Jelley et al., 2009) и KamioKande (Fukuda et al., 2003) добавлены предложения по увеличению объема и количества материал детектора. Так обстоит дело с Супер Камиканде (Abe et al., 2015) CHO+, Ксенон1Т и т. д. Здесь доминирующей концепцией является увеличение детекторный материал как способ улучшить статистику за счет сокращения время измерения.

## Двойной бета-распад

Бета-распад – это, процесс при котором нейтрон превращается в протон, сопровождаемый парой электрон-антинейтрино ( $\beta$ -распад), или протон превращается в нейтрон, сопровождаемый парой позитрон-нейтрино ( $\beta^+$ -распад). Оба режимы распада возможны при старте из данного ядра, т.е. называемое материнским ядром, конечное состояние образовавшегося ядра, так называемое дочернее ядро имеет меньшую энергию, чем исходное состояние (Бор и др., 1969). Используя обычные обозначения, можно говорить, что исходное ядро с  $N$  нейтронами и  $Z$  протонами, распадается до конечного ядра с  $N-1$  нейтронами и  $Z+1$  протоны (режим  $\beta^-$  распада) или  $N+1$ ,  $Z-1$  (режим  $\beta^+$  распада).

Таким образом можно объяснить возникающую последовательность ядерных состояний которые образуются из определенного вида ядер. Вариант на цепях распадов, наблюдаемых в ограниченном числе случаев, происходит когда исходя из данного ядра с  $N$  нейтронами и  $Z$  протонами образуются ядра с  $N-2$  нейтронами и  $Z+2$  протонами.

Этот процесс, известный как двойной бета-распад, происходит, когда фундаментальное промежуточное состояние ядра с  $N-1$  нейтронами и  $Z+1$  протонами имеет энергия больше энергии основного состояния исходного ядра. В этом процессе, в свою очередь, могут проявляться два разных канала: а) двойной бета распад с испусканием двух электронов и двух нейтрино, что является называемая модой  $2\nu\beta\beta$ , и б) двойной бета-распад с испусканием двух электроны, но без нейтрино, называемая модой  $0\nu\beta\beta$  (Suhonen et al., 1998b).

В случае моды  $2\bar{\nu}\beta\beta$  теоретическое описание состоит из рассмотрения двух последовательных распадов с испусканием двух электронов и два антинейтрино. Энергетический спектр двух испущенных электронов имеет, согласно проведенным измерениям, квазигауссовую форму которая простирается до значения максимально допустимой энергии, и которая соответствует разности энергий между начальным состоянием (ядро  $N$ ,  $Z$ ) и конечным (ядро  $N-2$ ,  $Z+2$ ), поскольку испускаемая пара антинейтрино не обнаружена. Этот способ распада очень редкий так как время полураспада имеет порядок  $10^{18} - 10^{20}$  лет и поэтому интересен сам по себе с точки зрения развития экспериментальной техники (Барабаш, 1996), но он не дает никакой информации о природе нейтрино.

Что касается безнейтринного режима двойного бета-распада:  $0\nu\beta\beta$ , экспериментальный поиск продолжается и установлен предел для массы нейтрино, математическое ожидание которой должно быть меньше десятой доли эВ.

## Правые токи, правые бозоны, тяжелые нейтрино

Стандартная модель электрослабых взаимодействий, сформулированная Вайнбергом, Саламом и Глэшоу (Glashow et al., 1982) дает описание бета-распада происходит за счет испускания или поглощения заряженных бозонов (W-бозоны) с последующим испусканием пар электрон (позитрон)-антинейтрино (нейтрино) все они представлены левыми токами.

Константы связи в каждом случае являются результатом отношения между постоянной Ферми и квадратом массы промежуточных бозонов. В случае нейтральных токов взаимодействия опосредованы нейтральным бозоном (бозоном  $Z^0$ ) с той же левой симметрией. Модель стандарт максимально нарушает киральную симметрию, включая только левые компоненты токов. Кроме того, установлено, что масса всех частиц, участвующие в распадах, кроме нейтрино, генерируется в результате взаимодействия с бозоном Хиггса. Поскольку нейтрино проявляют явление осцилляций между ароматными состояниями, можно предположить необходимость расширения стандартной модели за счет включения условий правых токов. Необходимо тогда предложить, новую группу  $SU(2)$  правую  $U(1)$  и введения нового набора правых промежуточных бозонов, как заряжены так и к набору масс легких нейтрино необходимо добавить новый набор собственных состояний тяжелой массы порядка сотен МэВ.

## Модели массы нейтрино

Современное знание о составе вещества и его взаимодействия содержится в так называемой Стандартной модели, которая включает в себя сектор сильных взаимодействий,  $SU_C(3)$  сектор слабых взаимодействий  $SU_L(2)$  и электромагнетизм ( $U(1)$ ).

Генераторам соответствующих представлений (кварки, глюоны, заряженные и нейтральные лептоны, заряженные и нейтральные бозоны) складываются условия, как конфайнмент и асимптотическая свобода в кварковом и глюонном секторе, релятивистская ковариантность и калибровочная инвариантность и (пока) максимальное нарушение четности в электрослабом секторе (теоретически допускаются только левые токи).

Механизм Хиггса дает объяснение существованию масс и структуре взаимодействий в разных масштабах, от сильного до ядерного и атомного. Как известно, квантовая теория поля и релятивистская квантовая механика предоставил на протяжении десятилетий соответствующие инструменты расчета для описания наблюдений

## Стерильные нейтрино.

Нейтрино Стандартной модели из-за своей малой массы не действуют как холодная скрытая материя. Однако более тяжелые нейтральные лептоны или стерильные нейтрино эту роль могли бы сыграть, если бы их массы находились в диапазоне кэВ.

Несмотря на нестабильность, их продолжительность жизни может превышать возраст Вселенной. Более того, они могут быть произведены в ранней Вселенной, посредством механизма Додельсона-Видроу, хотя существуют расширения и альтернативы.

Простейшие сценарии возникновения стерильных нейтрино кэВ ,составляют всю совокупность скрытой материи во Вселенной хотя в настоящее время жестко ограничены, но не исключены полностью.

Несмотря на логичность описанной схемы, некоторые серьезные вопросы сохраняются.

*а) Природа и состав нейтрино (это дираковская частица и поэтому следовательно, отличается от своей античастицы или Майораны и, следовательно, идентична своей античастице?*

*б) Какова его масса, ведь если она и есть, то возникает не за счет механизма Хиггса,*

*в) Что происходит при правых токах и зачем ограничивать набор Бозонов  $W^\pm$  и  $Z^0$  в левый сектор?*

*г) Почему упорствовать с представлениями только лептонных дублетов (электрон, левые антинейтрино и правые синглеты (позитроны)?*

*ж) Как темная материя вписывается в схему Стандартной модели?*

## **Римская школа: Ферми и Майорана**

История нейтрино начинается с наблюдения бета-распада и в ее теоретической интерпретации, обусловленной главным образом работами физика , Итальянец Энрико Ферми (Fermi, 1933, 1934), который заметил, что цепи распадов с изменением заряда, происходящим в атомных ядрах включает преобразование нейтронов в протоны ( $\beta^-$  режим) или протоны на нейтроны, ( $\beta^+$  режим) и сопровождалось эмиссией электронов или позитронов соответственно.

Баланс зарядов был правильно описан в соотношении числа протонов исходного состояния по отношению к числу протонов и электроны или позитроны в конечном состояний, но не в соответствующем балансе разности энергий между начальным и конечным состояниями. Затем Вольфганг Паули постулировал существование частицы, масса которой должна быть чрезвычайно мала, его электрический заряд равен нулю, а собственный угловой момент должен был полуцелый. Эту частицу называли нейтрино (пикколо нейтрон).

Изучение свойств нейтрино повлияло на развитие теория элементарных частиц и получила новый импульс, когда Этторе Майорана сформулировал знаменитый постулат , который, говоря простым языком, состоит в утверждении что нейтрино является своей собственной античастицей (Майорана, 1932). Рядом с работой Майораны, первые соображения, сформулированные в отношении нейтрино и его свойства были уточнены итальянским физиком, Бруно Понтекорво, бывший ученик Энрико Ферми (Понтекорво, 1957)

В своей работе 1957 года и в более поздних работах , Понтекорво говорил о возможной трансформации одного вида нейтрино в другое и выявили разницу между электронным и мюонным нейтрино (Биленький, 1978)

Понтекорво обсуждал не только проблему массы нейтрино, но и вопрос об осцилляциях и наличие токов в каналах, соответствующих тяжелым лептонам . Эта особенность, колебания между состояниями, как это было раньше предсказано Бруно Понтекорво , наблюдался в

системе каонов, где происходят колебания между частицей и античастицей (Бештоев, 2013). Если нейтрино является фермионом Дирака, то массовый член амплитуды перехода двойного бета-распада (безнейтринный режим в конечном состоянии) должен быть сведен к нулю. Если нейтрино является майорановским фермионом, указанный член должен быть ненулевым, а двойной бета распад без нейтрино в конечном состоянии должен наблюдаться.

Общеизвестно что должна быть новая физика, связанная с двумя широко обсуждаемыми расширениями стандартной модели— масса нейтрино и модель невидимого аксиона, как решение проблемы сильного CP-нарушения в КХД.

В результате этого обсуждения может показаться, что эти два вопроса относятся к разным и не связанным друг с другом разделам современной теорий элементарных частиц. Поэтому космологические сценария горячей темной материи (ГТМ), основанной на гипотезе существования массивных нейтрино и сценарий холодной темной материи (CDM), основанный на широкий спектр случаев на модели невидимого аксиона.

Основываясь на физике космочастиц, известно что физику массы нейтрино и невидимого аксиона можно описывать в рамках единой схемы горизонтального объединения, обеспечивающей физически самосогласованный выбор модели космологической скрытой материи и предполагает совместное исследование в космологии массивных нейтрино и невидимых аксионов.

## Нестабильность нейтрино

В стандартной модели состояния электрона, мюона или тау-нейтрино определяются на основе сохранения лептонного числа в слабые взаимодействия. Таким образом, электронное нейтрино – это состояние нейтрино, который создается в конечном состоянии или вместе с позитроном, или когда электрон аннигилируется в исходном состоянии. Поскольку механизм качелей основан на несохранении лептонного числа, мы можем ожидать, что собственные состояния массы нейтрино не совпадают с состояниями с определенным лептонным числом.

В этом случае, например, электронное нейтрино, образующееся при  $\beta$ -распаде представляет собой суперпозицию нескольких состояний нейтрино с определенной массой.

Поскольку состояния нейтрино с определенным лептонным числом  $n(l)$  где  $l$  обозначает  $e, \mu, \tau$ , задаются суперпозицией состояний  $n(i)$  с массами  $m(i)$  следующим образом

$$| \nu_l \rangle = \sum_i a_{li} | \nu_i \rangle,$$

где  $a_{li}$ — коэффициенты смешивания

Если массы нейтрино различны, то массовое состояние, произведенное с заданной энергией и заданным начальным соотношением, распространяются с разными скоростями, и следовательно, их суперпозиция изменится через некоторое время и в некоторое расстояние от источника. Это означает, что можно наблюдать эффект нейтринных осцилляций: например, мюонное или тау-нейтрино может быть обнаружен на некотором

Осцилляции нейтрино описываются через длину колебания которая для нейтрино с энергией  $E$  равно

$$L = \frac{E}{\delta m_\nu^2},$$

где  $\delta m_\nu^2$  —  
— разность квадратов масс нейтрино.

Второе характеристическое колебание является их амплитуда определяемая параметрами смешивания и определяет значение максимальной примеси нейтрино другого типа в потоке нейтрино источника с заданным лептонным числом. Амплитуда нейтринных осцилляций определяет и максимум дефицит нейтрино данного типа из-за колебания ненаблюдаемых состояний нейтрино.

Соответственно, существуют две принципиальные возможности поиска нейтринных осцилляций:

Мы можем зарегистрировать другие типы нейтрино на расстоянии от чистого источника нейтрино данного типа, или мы можем контролировать нейтринный поток заданного типа на определенном расстоянии и найти отсутствие этих нейтрино из-за осцилляций.

Распространение нейтрино в веществе может вызвать резонансное усиление (Михеев, Смирнов 1985; 1986; Вольфенштейн 1978) колебаний при резонансной плотности, амплитуда колебаний порядка 1 даже для очень малых амплитуд в вакууме. Этот эффект обсуждается как возможное объяснение наблюдаемого дефицита солнечных нейтрино. Резонансные условия могут возникнуть и при распространении нейтрино в продольное магнитное поле (Ахмедов, Хлопов 1988; Ахмедов, Хлопов 1988).

В последние годы сбор данных измерений потоков атмосферных нейтрино в экспериментах МАКРО, Камиоканде и Суперкамиоканде, потоки нейтрино от Солнца в СНО эксперименты, потоки антинейтрино от ядерных энергоносителей в Японии и Южной Кореи в экспериментах KamLAND, а также Эксперимент T2K, в котором потоки нейтрино из ускорителя KEK в установке Суперкамиоканде доказать существование колебаний  $\nu_e - \nu_\mu$  и  $\nu_\mu - \nu_\tau$  и, возможно,  $\nu_\mu - \nu_e$ . Дополнительные доказательства приходят из эксперимента OPERA, в ходе которого в ЦЕРНе создавался поток нейтрино, Швейцарии, обнаружен в Итальянской национальной лаборатории в Гран Сассо. Анализ этих данных позволяет определить разность массы и параметры смешивания нейтрино.

## Явление осцилляций массы нейтрино

Если рассматривать нейтрино как элементарную частицу, то его структура не должно меняться со временем. Однако при изучении различных реакций с участием нейтрино, например те, которые происходят на Солнце, наблюдается дефицит потока нейтрино электронного типа. Что-то подобное происходит с нейтрино, генерируемыми при слабом распаде мезонов при попадании в земную атмосферу

Возможность (Смирнов, 2003), подтвержденная измерениями осуществлена Р. Дэвисом путем захвата нейтрино электронного типа поступающие от Солнца (солнечные нейтрино) ядрами Cl, распадающимися при ядра аргона сопровождаются эмиссией электронов (Кливленд и др., 1998) и совсем недавно Jelley et al. (2009) и Кадзита в Камиоке (Абэ и др., 2015), состоит из описания нейтрино каждого вида (электронного, мюонного, тау) как линейная комбинация трех (или более) собственных состояний (массовые нейтрино). Как предписывает квантовая механика, комбинация линейный в момент времени  $t=0$ , то есть в ходе начального процесса, и тот, который соответствует через заданное время  $t$  будет зависеть от разницы в энергии между обоими комбинации состояний. Это открытие является ключевым моментом в современное понимание явлений, связанных с нейтрино. Теперь, если мы считаем нейтрино, участвующие в электрослабые токи как когерентные состояния из собственных массовых состояний сразу же возникает вопрос о количестве и иерархическом порядке таких собственных состояний (Михеев и Смирнов, 1985; МакКеллар и Томсон, 1994. Это говорит о возможности существования так называемых стерильных нейтрино и это очень важно в изучений коллапса и взрыва сверхновых.

Как известно уже было обнаружено явление колебания вкуса, подразумевающее, что при ,по крайней мере, две массы нейтрино были не исчезающими и было тогда установлено как ответ на солнечную загадку, : каково происхождение массы нейтрино? В качестве попытки ответить на этот вопрос, Физики предложили множество моделей массы нейтрино. В этой секции, предоставляется краткий обзор некоторых эталонных минимальных расширений Стандартной модели (СМ), учитывающей ненулевые массы нейтрино.

Посмотрим некоторые общие феноменологические следствия этих моделей: Используя левые (LH) и правые (RH) поля нейтрино ( $\nu$ ) и без учёта симметрии Стандартной модели, можно записать три типа массовых (маиорановских)терминов: Леви Майорановский массовый термин.

$$\mathcal{L}_M^L = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta=e, \mu, \tau} \overline{\nu_{\alpha L}^C} (\mathbf{M}_L)_{\alpha\beta} \nu_{\beta L} + \text{h.c.},$$

И правый массовы маиорановский термин

$$\mathcal{L}_M^R = -\frac{1}{2} \sum_{i,j=1,\dots,n_R} \overline{\nu_{iR}^C} (\mathbf{M}_R)_{i,j} \nu_{jR} + \text{h.c.},$$

и массовый член Дирака

$$\mathcal{L}_D = - \sum_{\alpha,i} \overline{\nu_{iR}} (\mathbf{M}_D)_{i\alpha} \nu_{\alpha L} + \text{h.c.}$$

где индексы L и R обозначают левые и правые киральные проекцией полей.



Если бы кто-то написал эффективную теорию поля, используя поля Стандартной модели и соблюдая симметрию то известно, что эффективный оператор низшего порядка, приводящий к массе нейтрино и совместимый с симметриями Стандартной модели, является так называемый оператор Вайнберга

$$\delta\mathcal{L}_{D=5} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta} \kappa_{\alpha\beta} \left( \overline{l_{\alpha L}^C} \tilde{h}^* \right) \left( \tilde{h}^\dagger l_{\beta L} \right) + \text{h.c.},$$

$l_{\alpha L}$  — лептонные дублеты Стандартной модели,  $h$  — дублет Хиггса, и  $\tilde{h} \equiv i\sigma_2 h^*$ . После нарушения электрослабой симметрии этот оператор дает эффективный массовый член Майораны

$$\mathcal{L}_{\text{Maj. mass}} = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta} \overline{\nu_{\alpha L}^C} (\mathcal{M})_{\alpha\beta} \nu_{\beta L} + \text{h.c.} = -\frac{1}{2} \sum_k m_k \overline{\nu_{kL}^C} \nu_{kL} + \text{h.c.}$$

где  $(\mathcal{M})_{\alpha\beta} = -\kappa_{\alpha\beta} v^2/2$ ,

и  $v/\sqrt{2}$  — вакуумное математическое ожидание поля Хиггса.

Многие модели массы нейтрино пытаются выяснить, какая физика находится за пределами Стандартной модели порождает представленный здесь оператор размерности 5: который, как известно, генерирует массы нейтрино.

### Механизмы (Seesaw)

Существуют три различные реализации эффективного оператора на уровне дерева; так называемые качающиеся механизмы. Качественный механизм типа I учитывает включение ряда  $n(r)$  правых фермионных синглетов  $\nu(r)$ .

Затем, лагранжиан есть

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + i\overline{\nu_R} \not{\partial} \nu_R - \left[ \mathbf{Y}_\nu^\dagger \overline{l_L} \tilde{h} \nu_R - \frac{1}{2} \mathbf{M}_R \overline{\nu_R^C} \nu_R + \text{h.c.} \right],$$

и тогда для очень больших  $M_R$  — т.е. больше, чем массовый член Дирака — нейтрино массы будут

$$\mathcal{M}_\nu = \frac{v^2}{2} \mathbf{Y}_\nu^T \mathbf{M}_R^{-1} \mathbf{Y}_\nu \sim \frac{y_\nu v^2}{M}.$$

Здесь  $M$  обозначает примерный массовый масштаб собственных значений  $M_R$ , которые приблизительно соответствуют масштабу масс правых фермионных синглетов  $\nu_{R,i}$ , и  $y_\nu$  обозначает порядок связи Юкавы в  $\mathbf{Y}_\nu$ .

В том случае, если  $M \gg v$ , массы нейтрино естественно малы.

Модель качелей типа III вводит число  $n(\Sigma)$  фермионных триплетов  $\Sigma_{Rj}$ , что в представлении  $2 \times 2$  читается

$$\Sigma_{Rj} = \begin{pmatrix} \Sigma_{Rj}^0/\sqrt{2} & \Sigma_{Rj}^+ \\ \Sigma_{Rj}^- & -\Sigma_{Rj}^0/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

с  $j = 1, \dots, n(\Sigma)$ . Тогда лагранжиан читается

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \text{Tr} [\bar{\Sigma}_R \not{D} \Sigma_R] + \left\{ \mathbf{Y}_\Sigma \tilde{h}^\dagger \bar{\Sigma}_R l_L - \frac{1}{2} \text{Tr} [\mathbf{M}_\Sigma \bar{\Sigma}_R \Sigma_R^C] + \text{h.c.} \right\}$$

и это приводит к массам нейтрино,

$$\mathcal{M}_\nu = -\frac{v^2}{2} \mathbf{Y}_\Sigma^T \mathbf{M}_\Sigma^{-1} \mathbf{Y}_\Sigma.$$

Как и в модели качелей I типа, малость масс нейтрино в модели качелей типа III является результатом разного масштаба между бозоном Хиггса и майорановскими массами триплетов тяжелых нейтральных фермионов.

Третья реализация, модель качелей типа II, включает скалярные триплеты  $n(\Delta)$  с гиперзарядом  $Y = 2$

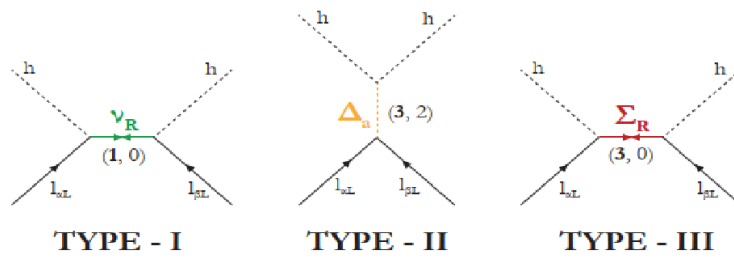
$$\Delta_a = \begin{pmatrix} \Delta_a^+/\sqrt{2} & -\Delta_a^{++} \\ \Delta_a^0 & -\Delta_a^+/\sqrt{2} \end{pmatrix},$$

где  $a = 1, \dots, n(\Delta)$ .

В этой модели лагранжиан равен

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \text{Tr} \left[ (D_\mu \Delta_a)^\dagger (D^\mu \Delta_a) \right] - \left[ \mathbf{Y}_{\Delta_a} \bar{l}_L^C \Delta_a l_L + \text{h.c.} \right] - V_\Delta.$$

Здесь  $V(\Delta)$  обозначает скалярный потенциал



**Figure 2.1:** Diagrams responsible for Majorana masses in seesaw mechanisms of type I, type II and type III.

Успех этих моделей полагаются на свою способность генерировать нейтрино малых масс. без приписания крошечных масс Дирака и с низким новым физическим масштабом, за счет введения малых масштабов нарушения лептонного числа. Если бы нейтрино были фермионами Дирака, аналогичные механизмы генерации нейтрино массы также могут быть вызваны. Такие реализации могут естественно возникнуть в сценариях в которых существуют дополнительные симметрии, препятствующие существованию Майорановских массовых членов для синглетов фермионов.

### Некоторые феноменологические следствия модели массы нейтрино

Чтобы объяснить происхождение масс нейтрино, содержание Стандартной модели должен быть расширен . Во многих случаях включение новых симметрий также важно ,сделать массовую модель совместимой с другими наблюдаемыми, стабильными за счет квантовых поправок или как попытка увеличить способность модели делать прогнозы и следовательно, ее тестируемость.

В результате ненулевых масс нейтрино появляется множество других свойств нейтрино возникают. Например, известно, что массивные нейтрино имеют ненулевую электромагнитные свойства . Величина такого электромагнитного свойства сильно зависят от базовой реализации нейтрино массы.

Точно так же известно, что многие массовые модели приводят к появлению нестандартных нейтрино взаимодействий (NSI) с другими фермионами Стандартной модели . В частности, модели радиационной массы предсказывают относительно значительные новые взаимодействия нейтрино .

Однако из-за SU(2)-симметрии Стандартной модели NSI часто сопровождаются взаимодействиями, нарушающими лептонный аромат, которые сильно ограничены экспериментально.

Тяжелые нейтральные лептоны также являются частым ингредиентом при расширении Стандартной модели, учитывающей массы нейтрино, таких как тип I и III. Если бы они были достаточно тяжелыми, чтобы кинематически доступны в экспериментах и при их примеси с СМ состояниями были бы ненулевыми, то их присутствие проявлялось бы как неунитарное трехнейтринная матрица смешивания.

## Нестандартные взаимодействия нейтрино

### Общий формализм

Нестандартные взаимодействия нейтрино обычно параметризуются в терминах Эффективных четырехфермионных операторов. В частности, для так называемого нейтрального тока нестандартных взаимодействий (NC-NSI), эффективный лагранжиан равен

$$\mathcal{L}_{\text{NC-NSI}} = -2\sqrt{2}G_F \varepsilon_{\alpha\beta}^{fX} (\bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu P_L \nu_\beta) (\bar{f} \gamma_\mu P_X f),$$

де  $G(F)$  — постоянная Ферми, а сила взаимодействия определяется по безразмерным параметрам  $\varepsilon_{\alpha\beta}^{fX}$ . В приведенном выше выражении суммы над ароматами нейтрино  $\alpha, \beta = \{e, \mu, \tau\}$ , проекций киральности  $X = \{L, R\}$  и заряженные фермионы,  $f$ . Действительно, поскольку только электроны,  $u$ -кварки и  $d$ -кварки присутствуют в обычной материи, исследования обычно ограничиваются NSI. Аналогично можно определить следующие эффективные лагранжиан

$$\mathcal{L}_{\text{CC-NSI}} = -2\sqrt{2}G_F \varepsilon_{\alpha\beta}^{ff'X} (\bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu P_L l_\beta) (\bar{f}' \gamma_\mu P_X f)$$

с  $f$  не равно  $f'$ . Это учитывает NSI с участием двух разных заряженных фермионов, которые часто называют нестандартными взаимодействиями заряженного тока (CC-NSI).

Как и в предыдущем случае, интенсивности CC-NSI определяется с  $\varepsilon_{\alpha\beta}^{fX}$ . В зависимости от аромата нейтрино, участвующих в данном процессе, можно различать NSI, меняющие вкус (когда  $\alpha \neq \beta$ ) и неуниверсальные NSI — для  $\alpha = \beta$ .

Первые названы так потому, что они соответствуют несохраняющим лептонный аромат взаимодействиям, тогда как для последнее, лептонная универсальность не сохраняется,

если разница между двумя их ненулевыми значениями, т.е. например,  $\varepsilon_{\alpha\alpha}^{fX} - \varepsilon_{\beta\beta}^{fX} \neq 0$ .

Вместо разделения двух киральных компонентов новых взаимодействий, можно проецировать NSI в векторной и аксиально-векторной компоненты. Для NC-NSI, и если переписать эффективный лагранжиан как

$$\mathcal{L}_{\text{NC-NSI}} = -2\sqrt{2}G_F (\bar{\nu}_\alpha \gamma^\mu P_L \nu_\beta) \left[ \varepsilon_{\alpha\beta}^{fV} (\bar{f} \gamma_\mu f) + \varepsilon_{\alpha\beta}^{fA} (\bar{f} \gamma_\mu \gamma_5 f) \right]$$

параметры NSI читаются как

$$\varepsilon_{\alpha\beta}^{fV} = \varepsilon_{\alpha\beta}^{fL} \quad \text{и} \quad \varepsilon_{\alpha\beta}^{fA} = \varepsilon_{\alpha\beta}^{fR} - \varepsilon_{\alpha\beta}^{fL} \quad \text{соответственно.}$$

Такая параметризация удобна при изучении роли NSI в распространение нейтрино, которая изменяет только векторную составляющую взаимодействия.

Согласно этой схеме матрице смешивания сектора легких масс, необходимо добавить новую матрицу смешивания сектора тяжелых масс. Естественно, это добавляет новые параметры, значения которых необходимо определять экспериментальным путем; так обстоит дело с углами смешивание и квадратичная разность масс тяжелых нейтрино.

Ожидаемые массы правых бозонов в некоторых реакциях с протонами они порядка ТэВ. Эксперименты, подобные тем, что проводились в ускорителе в ЦЕРНЕ достигли нижнего

края этой области энергии и следует надеяться, что в будущем ответ на вопрос ссылаясь на существование таких новых частиц, можно будет установить.

## **ВЫВОДЫ**

Поиск сосредоточен на нейтрино ,на расширение СМ с целью решить многие вопросы которые сейчас без ответа в рамках СМ. Без нейтрино Вселенная как мы знаем, не существовала бы. Это увлекательный квест, который включает в себя интеграция концепций, вытекающих из теории поля, теории элементарных частиц, ядерной физики и астрофизики.

Возможности для будущего широки, как в теоретической так и в экспериментальной деятельности,. В последнем случае ожидания устанавливаются в создании подходящей среды для размещения новых экспериментальных устройств, подобных детекторам большого объема, на основе так называемой физики без ускорителей.

Оптимизировать потенциал открытий в экспериментах ,осуществляющихся в реакциях с нейтрино, потребуют разработки интерфейса ядерной физики - физики нейтрино - ядерной астрофизики.

## **Библиография**

Fundamentals of Cosmic Particle Physics /Maxim Iurevich Khlopov

Введение в теорию калибровочных полей –Н.Н.Боголюбов-Д.В.Ширков

Breve historia del neutrino /Osvaldo Civitarese

Neutrino properties from the laboratory and the cosmos / Pablo Martinez  
Miravé Ph.D. thesis

Neutrino Physics / Kai Zuber