

Реферат

Стерильные нейтрино

Выполнил  
студент группы М17-115  
Соловьев Максим

Москва, 2017

# 1 Введение

Стандартная Модель предоставляет достаточно точное описание фундаментальных элементов мира и их взаимодействий. Ее предсказания были проверены и подтверждены множеством экспериментов. Однако, очевидно, что Стандартная Модель является полностью законченной теорией. Она не в состоянии объяснить ряд наблюдаемых явлений, известных как "проблемы вне Стандартной Модели":

- проблема массы и осцилляций нейтрино;
- проблема барионной асимметрии Вселенной;
- скрытая масса (темная материя);
- космологическая инфляция;
- темная энергия.

Для их объяснения необходимы новые, неизвестные нам частицы или взаимодействия.

Существует несколько возможных объяснений тому, что их не наблюдают на экспериментах. Эти гипотетические частицы могут быть очень тяжелыми ("энергетический рубеж"), обладают чрезвычайно слабым взаимодействием ("рубеж интенсивности"), либо не взаимодействуют напрямую с частицами СМ. Однако этот "скрытый сектор" может быть доступен для экспериментов через несколько достаточно легких частиц, связанных с сектором СМ с помощью ренормируемых взаимодействий с малыми безразмерными константами связи ("*portals*") или операторов более высокой размерности, подавленных размерными константами  $\Lambda^{-n}$ , отвечающими новому энергетическому масштабу "скрытого сектора".

Одним из трех видов ренормируемых "порталов" является "нейтринный портал" размерностью  $\text{ГэВ}^{\frac{5}{2}}$ , в котором синглетные операторы  $(\bar{L}_\alpha \tilde{\Phi})$  связываются с новыми нейтральными синглетными фермионами  $N_I$ :

$$\mathcal{L}_{\text{Neutrino portal}} = F_{\alpha I} (\bar{L}_\alpha \tilde{\Phi}) N_I + h.c., \quad (1)$$

где  $L_\alpha$  - левый лептонный дублет  $SU(2)$ ,  $\Phi$  - Хиггсовский дублет и  $\tilde{\Phi}_\alpha = \epsilon_{\alpha\beta} \Phi_\beta$ ,  $F_{\alpha I}$  - безразмерные юкавские константы связи. Только право-киральные компоненты  $N_I$  связываются с сектором СМ.

При скатывании поля Хиггса в минимум  $\tilde{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v \\ 0 \end{pmatrix}$ , что приводит к квадратичному смещению нейтрино с новыми частицами  $N_I$  в выражении (1). С феноменологической точки зрения, частицы  $N_I$  могут быть образованы вместо нейтрино в любом конечном состоянии, где это кинематически разрешено. В связи с этим их часто называют *тяжелыми (правыми) нейтрино*, *стерильными нейтрино* (из-за отсутствия у них зарядов СМ в отличие от обычных или *активных* нейтрино) или *тяжелыми нейтральными лептонами (HNL)*.

Стерильные нейтрино рассматривают в рамках нескольких физических проблем:

- осцилляции нейтрино;
- механизм появления массы у нейтрино;
- космологические проблемы;

Обычно, стерильные нейтрино, рассматриваемые в различных контекстах, являются различными, независимыми частицами. Однако есть модели, в которых вводится "лестница" состояний стерильных нейтрино. Также правые нейтрино могут быть частью более общей модели, например, в GUT.

## 2 HNL в осцилляциях нейтрино

На экспериментах было установлено, что нейтрино имеют массу и смешиваются между собой подобно кваркам. Измерение их малых масс возможно благодаря нейтринным осцилляциям. Нейтрино образуются и детектируются в состоянии с определенным сортом ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ). Однако эти состояния являются суперпозицией состояний нейтрино с определенной массой ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ). Из-за этого существует вероятность зарегистрировать нейтрино с сортом, отличным от начального, периодически зависящая от  $\frac{(m_j^2 - m_i^2)L}{E}$ , где  $L$  - пройденное нейтрино расстояние. Благодаря этому открывается возможность измерения разницы квадратов масс при проведении экспериментов с  $L/E \sim (m_j^2 - m_i^2)$ .

Стандартный трех-нейтринный сценарий хорошо объясняет многие результаты экспериментов. Однако, несколько экспериментов обнаружили аномалии, которые не объясняются данной моделью и могут быть интерпретированы как осцилляции трех сортов активных нейтрино Стандартной Модели в дополнительные легкие (стерильные) состояния.

В середине 1990-ых на LSND был обнаружен аномальный избыток  $\bar{\nu}_e$  в потоке от распада пионов в покое, который является хорошо изученным источником  $\nu_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_\mu$ , но не  $\bar{\nu}_e$ , при  $L/E \sim 0.5\text{м}/\text{МэВ}$ . Впоследствии эти данные были подтверждены на эксперименте MiniBooNE. Так же аномалии были найдены при повторном анализе данных экспериментов с короткой базой (Short-Baseline experiments).

Полученные данные могут быть интерпретированы как свидетельство существования более трех нейтрино, с новой длиной осцилляции пропорциональной новой разнице квадратов масс около  $1\text{ эВ}^2$ . При этом новое нейтрино должно быть стерильным.

Качество фитирования для гипотезы стерильного нейтрино не очень велико. При этом, гипотеза о существовании *двух* дополнительных состояний оказывается предпочтительней гипотезы об одном легком стерильном нейтрино.

Однако, существование новых легких нейтрино массой около  $1\text{ эВ}$  с большой активной компонентой, которые требуются для объяснения аномалий в экспериментах с короткой базой, противоречит данным по космическим исследованиям, которые находятся в согласии с существованием только 3 легких нейтриноподобных степеней свободы.

## 3 HNL и масса нейтрино

### 3.1 Механизм seesaw

Если нейтрино имеют майорановскую природу, то феноменология их осцилляций может быть описана с помощью оператора Вейнберга:

$$\Delta\mathcal{L} = c_{\alpha\beta} \frac{(\bar{L}_\alpha^C \cdot \tilde{\Phi})(\tilde{\Phi} \cdot L_\beta)}{\Lambda} \quad (2)$$

Этот оператор может быть получен несколькими способами. Самый простой - через нейтринный портал (1). Лагранжиан стандартной модели  $\mathcal{L}_{SM}$  расширяется с помощью  $\mathcal{N}$  правых нейтрино  $N_I$ :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + i\bar{N}_I \partial N_I - \left( F_{\alpha I} \bar{L}_\alpha N_I \tilde{\Phi} + \frac{M_I}{2} \bar{N}_I^C N_I + h.c. \right) \quad (3)$$

В хиггсовом пространстве комбинация  $(\bar{L}_\alpha \tilde{\Phi}) = \bar{\nu}_\alpha$  и таким образом взаимодействие по нейтринному portalу приводит к  $\nu_\alpha - N_I$  смешиванию. В результате собственные состояния Лагранжиана (3) не совпадают с массовыми состояниями.

Последние получают диагонализированием матрицы

$$\mathcal{M}_{\nu N} = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & M_I \end{pmatrix} \quad (4)$$

где  $m_D$  - матрица дираковских масс размерностью  $3 \times \mathcal{N}$ ,  $(m_D)_{\alpha I} = F_{\alpha I} v$ ,  $v = \sqrt{2} \langle \Phi \rangle$  и  $M_I$  - матрица майорановских масс размерностью  $\mathcal{N} \times \mathcal{N}$ . В пределе  $m_D \ll M_I$  Лагранжиан (3) приводит к оператору Вейнберга (2) для нейтрино с

$$\frac{c_{\alpha\beta} v^2}{\Lambda} \equiv (M_\nu)_{\alpha\beta} \equiv - \sum_I (m_d)_{\alpha I} \frac{1}{M_I} (m_D)_{\beta I} \quad (5)$$

Малость дираковского массового члена по сравнению с майорановскими массами  $M_I$  означает, что массы активных нейтрино (3 собственных значения матрицы  $(M_\nu)_{\alpha\beta}$ ) становятся значительно меньше масштаба  $M_I$  и электрослабого масштаба. В связи с этим этот механизм известен как механизм seesaw ("качели"). Остальные  $\mathcal{N}$  собственных состояний матрицы (4) практически совпадают с  $N_I$  с точностью до малой добавки  $\nu_\alpha$ . Малость добавки характеризуется безразмерным отношением дираковской и майорановской масс (известным как *угол смешения* (*mixing angle*) или *active - sterile mixing*):

$$U_{\alpha I}^2 \equiv \frac{v^2 |F_{\alpha I}|^2}{M_I^2} \ll 1 \quad (6)$$

Малый слабый заряд, пропорциональный  $U_{\alpha I}^2$ , который приобретают  $N_I$ , позволяет экспериментально изучать эти тяжелые нейтральные лептоны.

Добавление  $\mathcal{N}$  новых частиц  $N_I$  в лагранжиан  $\mathcal{L}_{SM}$  добавляет

$$\text{Число параметров HNL} = 7 \times \mathcal{N} - 3 \quad (7)$$

новых параметров в лагранжиан. Эти параметры могут быть выбраны следующим образом:  $\mathcal{N}$  действительных майорановских масс  $M_I$  *плюс*  $3 \times \mathcal{N}$  комплексных юкавских констант связи  $F_{\alpha I}$  *минус* 3 фазы, поглощенных при переопределении  $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ . Матрица PMNS *плюс* три массовых состояния активных нейтрино имеют 9 параметров, которые могут быть определены экспериментально. Соответственно, необходимо  $\mathcal{N} \geq 2$  для объяснения осцилляций нейтрино с помощью HNL.

## 3.2 Масштаб seesaw

HNL являются важным элементом для физики, связанной с природой масс нейтрино. Критической начальной точкой для их поиска является знание масштаба  $M_I$ .

Предполагаются разные масштабы. В моделях GUT, где HNL с майорановской массой появляются автоматически, они имеют  $M_I \sim 10^{14}$  ГэВ и, несмотря на  $|F| \sim \mathcal{O}(1)$  являются недостижимыми для экспериментов.

По грубым оценкам из формулы (5), можно получить  $|F| \sim \mathcal{O}(10^{-6})$  для  $M_I \sim 1$  ТэВ. И, хотя такие массы уже находятся в пределах работы ускорителей, такие малые константы связи будут вызывать слишком сильное подавление низкоэнергетических эффектов для их наблюдения. Однако, для случая  $\mathcal{N} \geq 2$  возможны случаи со значительными константами при массе частиц порядка ТэВ-ов, что делает этот случай достижимым для наблюдения.

Сценарий с ГэВ-ными правыми нейтрино является интересным, так как современные экспериментальные технологии позволяют эффективно искать подобные частицы. Также такие нейтрино могут иметь влияние на космологические (барионная асимметрия за счет осцилляций HNL) и астрофизические явления (взрывы сверхновых). Однако, данные экспериментов и космологических наблюдений накладывают ограничения на возможные значения параметров HNL. Но эти ограничения сильно зависят от устройства модели и их общие выражения сложны для определения.

Сценарий с  $M_I \sim 1$  эВ позволяет объяснить эксперименты с короткой базой. Более того, диапазон параметров для таких масс будет доступен для изучений на экспериментах следующего поколения. Однако этот сценарий серьезно ограничен данными космологических наблюдений.

## 4 HNL в космологии

### 4.1 Барионная асимметрия

Судя по данным многих исследований, все видимые нами звезды состоят из материи. Этот вселенский избыток материи над антиматерией называется "Барионной Асимметрией Вселенной" так как материю образуют легчайшие барионы. Наилучшее определение плотности барионов за вычетом анти-барионов  $n_B$ , нор-

мированное на плотность энтропии  $s$ , получено из СМВ:

$$\frac{n_b}{s} = (8.59 \pm 0.13) \times 10^{-11} \quad (8)$$

Природа БА является загадкой для современной физики. Маловероятно, что Вселенная была рождена с асимметрией, ведь судя по данным о СМВ Вселенная прошла через стадию инфляции, во время которой любая начальная асимметрия была бы ослаблена до пренебрежимой малости. Соответственно, необходимо сгенерировать асимметрию после инфляции. Однако, неизвестен способ сделать это в рамках стандартных моделей физики частиц и космологии.

Для объяснения асимметрии модель должна удовлетворять нескольким условиям, предложенным Сахаровым:

1. Нарушение барионного числа  $B$ .

Для получения состояния с  $B \neq 0$  из состояния с  $B = 0$  необходимо нарушения барионного числа. Нарушение может быть получено добавлением в Лагранжиан новых членов, изменяющих  $B$ . В случае взаимодействий, изменяющих барионное число на единицу, может быть сложно получить БА в первые несколько секунд жизни Вселенной, удовлетворяя при этом данным по времени жизни протона. С другой стороны, Стандартная Модель имеет непертурбативное нарушение  $B + L$  как следствие киральной аномалии.

2. C и CP нарушение.

Частицы и античастицы должны вести себя различно — иначе частицы и античастицы могут одновременно использовать  $B$  нарушение для препятствия образованию асимметрии. Так как некоторые частицы преобразуются в античастицы с помощью C, а некоторые с помощью CP, необходимо нарушение обеих симметрий.

3. Выход из теплового равновесия.

В тепловом равновесии нет асимметрии для несохраняющихся квантовых чисел, а  $B$  не сохраняется по условию 1.

Одним из способов генерации БА является механизм лептогенеза (leptogenesis), использующий нарушение  $L$ , присутствующего в моделях с майорановской массой нейтрино. В данном механизме создается лептонная (анти-)асимметрия с помощью CP-нарушающих неравновесных процессов, и используются непертурбатив-

ные процессы СМ с нарушением  $B + L$  в равновесии для частичной трансформации дефицита лептонов в избыток барионов. При этом нет процессов с  $\Delta B = 1$  и связи с распадом протона. Также, предположение о майорановской природе массы нейтрино позволяет одновременно объяснить малую массу активных нейтрино и выполнить первое условие Сахарова.

Одним из примеров лептогенеза может служить тепловой лептогенез. В этом сценарии предполагается существование 3 HNL с массами ( $10^9 \lesssim M_1 \ll M_2 \ll M_3 \lesssim 10^{15}$  ГэВ), имеющих только юкавское взаимодействие. Предполагается, что после инфляции Вселенная разогрелась до состояния моря частиц с калибровочными взаимодействиями (без стерильных нейтрино) при температуре ( $M_1 \lesssim T_{\text{reheat}} \lesssim M_2$ ). Популяция  $N_1$  будет развиваться за счет юкавского взаимодействия. При скорости взаимодействия  $N_1$  выше или порядка коэффициента Хаббла, будет достигнуто равновесное распределение  $N_1$ , и асимметрии в лептонных дублетах будут размыты. Когда температура Вселенной упадет ниже  $M_1$ , число  $N_1$  экспоненциально упадет. Отдельная частица  $N_1$  будет распадаться на Хиггс и лептон или анти-Хиггс и анти-лептон. Образующийся в этих распадах дефицит лептонов не будет размываться при температурах, при которых скорость обратных реакций будет меньше скорости расширения Вселенной. Так как предполагается, что при данных температурах процессы СМ с нарушением  $B+L$  будут происходить в равновесии и с большой скоростью, то лептонные асимметрии, сгенерированные при распадах  $N_1$ , будут почти мгновенно распределены среди других частиц СМ, приводя в итоге к БА.

## 4.2 Скрытая масса

Природа скрытой массы (Dark Matter) остается одним из самых интригующих вопросов современной физики. Существуют убедительные доказательства, указывающие на существование новой субстанции, равномерно распределенной в объектах всех масштабов и вносящей вклад в общую энергетическую плотность в размере около 25%. Наиболее правдоподобной является гипотеза о микроскопической природе феномена скрытой массы.

Единственной электронеutralной и долгоживущей частицей Стандартной Модели является нейтрино. Так как они имеют массу, нейтрино могли бы быть кандидатом в скрытую массу. Нейтрино находятся в тепловом равновесии вплоть до температуры в несколько МэВ. Затем скорость слабых реакций падает ниже скорости расширения Вселенной и происходит закалка нейтрино, выводя их из



равновесия. В связи с этим, фон реликтовых нейтрино был образован незадолго до первичного нуклеосинтеза. При этом современная плотность будет определяться суммой масс всех сортов нейтрино. Для объяснения всей скрытой массы эта сумма должна быть около 11 МэВ, что расходится с экспериментами. Более того, существует еще более строгое ограничение. В случае, если частица скрытой массы является фермионом, плотность тусклых галактик в фазовом пространстве не должна превышать плотности вырожденного Ферми - газа. Так как плотность DM ограничена снизу наблюдениями, это устанавливает нижнюю границу на массу фермионной частицы DM на уровне в *несколько сотен эВ* (так называемая Tremaine-Gunn bound). В связи с этим, нейтрино не может являться частицей скрытой массы. Исходя из этого, объяснение DM с помощью частиц обязательно подразумевает расширение Стандартной Модели.

*Стерильные нейтрино* позволяют разрешить противоречие, запрещающее активным нейтрино быть кандидатом в DM. Их взаимодействие с частицами SM похоже на взаимодействие активных нейтрино, но подавлено углом смешивания  $U^2$ . В связи с этим плотность реликтового фона стерильных нейтрино может быть значительно ниже и может объяснять DM в более широкой области масс частиц, легко удовлетворяя условию Тремейна-Ганна.

#### 4.2.1 Ограничения

Стерильные нейтрино имеют конечное время жизни и может распадаться на 3 активных (анти)нейтрино. Для того, чтобы быть кандидатом в DM, их среднее время жизни должно быть больше возраста Вселенной, что приводит к ограничению:

$$U^2 < 4 \times 10^{-8} \left( \frac{50 \text{ кэВ}}{M_N} \right)^5 \quad (9)$$

Однако также существует субдоминантный канал распада  $N \rightarrow \gamma + \nu$  с фиксированной энергией фотона  $E_\gamma = \frac{1}{2}M_N$ . Это означает, что ожидается монохроматическая линия в спектрах объектов с доминирующим вкладом скрытой массы (галактики и скопления галактик). Согласно наблюдениям внегалактического фона рентгеновского излучения, ограничение должно быть строже, чем в выражении (9) в  $3 \times 10^6$  раз.

В области масс порядка кэВ - МэВ был проведен поиск сигнала от распада частиц скрытой массы с помощью космических телескопов *XMM-Newton*, *Chandra*, *Suzaku*, *Swift* и других, накладывая верхний предел на  $U^2$  для каждого значения массы. Согласно полученным данным, вклад стерильного нейтрино как

частицы скрытой массы в осцилляции нейтрино пренебрежимо мал, и для одновременного объяснения этих явлений необходимо существование еще как минимум двух тяжелых нейтрино с более сильным взаимодействием, чем у частицы DM.

При предположении о том, что стерильное нейтрино как частица DM образуется только в результате смешения с активными нейтрино, плотность DM будет являться однозначной функцией массы частицы, угла смешения и лептонной асимметрии в плазме на момент образования. При предположении о нулевой асимметрии, описание плотности скрытой массы налагает ограничение на массу частицы и ее время жизни. В комбинации с ограничениями от рентгеновского излучения это дает верхнюю границу массы  $M_N \lesssim \mathcal{O}(2 - 4)$  кэВ. В связи с этим разрешенное окно параметров становится очень узким, так как нижняя граница Тремейна-Ганна установлена на  $\sim \mathcal{O}(0.5 - 1)$  кэВ.

HNL, образующиеся за счет смешения, рождаются релятивистскими и при охлаждении они будут размывать структуры малого масштаба (*теплая скрытая масса*). Этот эффект также будет ставить нижнее ограничение на массу стерильного нейтрино.

Как результат, верхние ограничения на массу нейтрино при нерезонансном рождении находятся в напряжении с нижними ограничениями. Однако ненулевые значения начальной асимметрии могут его убрать, открывая область параметров вплоть до  $M_N \sim \mathcal{O}(100)$  кэВ. В качестве альтернативы, необходимо вводить другие механизмы образования стерильных нейтрино.

#### 4.2.2 Линия спектра с энергией 3.5 кэВ

Недавно две группы доложили об обнаружении неидентифицированной спектральной линии энергией  $E \sim 3.5$  кэВ в рентгеновских спектрах галактики Андромеда, скопления Персея и Галактического Центра Млечного Пути. Данный результат в настоящее время широко обсуждается. Полученные данные не позволяют полностью исключить, что в некоторых объектах эта линия создается вследствие атомных переходов. Однако распределение сигнала по небу и отношение его силы от различных объектов согласуются с предсказаниями для распадающейся скрытой массы с массой частицы  $M_N \approx 7.1 \pm 0.1$  кэВ.

[1]

## Список использованных источников

- 1 Alekhin S., Altmannshofer W., Asaka T. et al. A facility to search for hidden particles at the CERN SPS: the SHiP physics case // [Reports on Progress in Physics](#). — 2016. — dec. — Vol. 79, no. 12. — P. 124201. — 1504.04855.