

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное  
учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
Кафедра «Физика элементарных частиц» №40

РЕФЕРАТ НА ТЕМУ:

МОДЕЛЬ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ. ПРОБЛЕМА  
РЕШЕНИЯ НА МАЛОМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ МАСШТАБЕ

Проверил

М. Ю. Хлопов

Выполнил

Р. Р. Нугманов

Группа

М19-115

Москва, 2020

# Оглавление

<b>ВВЕДЕНИЕ</b>	<b>2</b>
<b>1 Космологические следствия модели горизонтального объединения</b>	<b>5</b>
<b>2 Ранняя Вселенная в модели горизонтального объединения</b>	<b>6</b>
2.1 Инфляция . . . . .	6
2.2 Формирование первичных черных дыр . . . . .	7
2.3 Модели скрытой массы, возникающие в рамках горизонтального объединения . . . . .	10
2.3.1 Сценарий релятивистского иерархического распада нейтрино	10
2.3.2 Сценарий нерелятивистского иерархического распада нейтрино . . . . .	11
<b>3 Бариосинтез</b>	<b>13</b>
<b>4 Согласованность модели с экспериментальными данными</b>	<b>14</b>

# ВВЕДЕНИЕ

Проблема поколений фермионов остается одной из центральных проблем физики элементарных частиц. Стандартная калибровочная модель  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  так же как и «вертикальные» расширения, основывающиеся на калибровочных группах объединения  $SU(5)$ ,  $SU(10)$ , построены в рамках одного фермионного поколения и не содержат каких-либо глубоких физических причин возникновения иерархии масс между поколениями фермионов и наблюдаемой малости углов смешивания. В этих моделях юкавские связи произвольны и должны изначально задаваться для каждого фермиона в отдельности, чтобы воспроизводились экспериментальные данные по их массам и углам смешивания [1]

Равноправие между кварк-лептонными поколениями относительно сильного и электрослабого взаимодействий в значительной степени предполагает существование «горизонтальной» симметрии между этими поколениями. Разумно рассмотреть концепцию локальной симметрии  $SU(3)$ , впервые предложенную Чкареули [2]. Под действием этой симметрии левополяризованные кварки и лептонные компоненты преобразуются как  $SU(3)_H$  триплеты, а правополяризованные — как антитриплеты. Их массовый член преобразуется как  $3 \otimes 3 = 6 \oplus \bar{3}$  и, следовательно, может возникать только в результате нарушения горизонтальной симметрии. Этот подход может быть тривиально обобщен на случай  $n$  поколений, предполагая соответствующую  $SU(n)$  симметрию. В случае трехпоколений, выбор группы горизонтальной симметрии является единственным, поскольку ортогональные и вектороподобные калибровочные группы не могут обеспечить различных представлений для левых и правых фермионных состояний. В рассмотренном подходе гипотеза о том, что структура массовой матрицы определяется структурой нарушения горизонтальной симметрии, то есть структурой вакуумных средних горизонтальных скаляров, осуществляющих нарушение  $SU(3)$ , является обоснованной. Иерархия масс между поколениями связана с гипотезой об определенной иерархии такого нарушения симметрии. Эта гипотеза называется гипотезой горизонтальной иерархии (ННН) [3]. Простейшая реализация ННН требует введения дополнительных сверхмассивных фермионов, приобретающих свои массы непосредственно за счет связи с горизонтальными скалярами. Обычные кварковые

и лептонные массы вводятся посредством их “see-saw” смешивания [4] с этими тяжелыми фермионами.

Концепция Великого Объединения (ВО) предоставляет другой аргумент в пользу киральной горизонтальной симметрии  $G$ . В моделях ВО, левополяризованные кварки и лептоны находятся в том же самом неприводимом представлении группы ВО, что и античастицы их правых компонент. В рамках  $G_{\text{ТВО}} \otimes G_H$  симметрии, левые и правые компоненты должны преобразовываться, как сопряженные представления группы  $G_H$ , то есть  $G_H$  симметрия должна быть киральной.

Можно надеяться, что развитие теории суперструн приведет к полному объединению горизонтальной и вертикальной симметрий на базе единой фундаментальной симметрии  $G$ , включающей  $G_{\text{ТВО}} \otimes G_H$ . Наиболее разработанный простейший вариант реалистической модели струн с калибровочной группой  $E_8 \otimes E'_8$  [5; 6] не дает возможности для включения горизонтальной симметрии. Однако, такое включение возможно в рамках более широкого класса моделей суперструн, например в  $SO(32)$  или в моделях гетеротической струны с прямой компактификацией до 4-мерного пространства-времени. В последнем случае [7; 8] возможен широкий класс групп ВО с рангом меньшим, чем  $r \leq 22$ . Анализ горизонтального объединения как феноменологии теории всего, представляемый ниже на основе космомикрoфизики, может быть полезен для правильного выбора реалистической модели среди множества возможностей, существующих в рамках моделей суперструн.

Чтобы построить реалистическую модель нарушения горизонтальной симметрии, нужно ввести довольно широкий набор параметров. Однако, стоит отметить, что число этих параметров меньше, чем в реалистической модели без горизонтальной симметрии. Большинство этих параметров фиксируется экспериментальными данными о свойствах кварков и лептонов. Также совокупность нетривиальных физических явлений, предсказываемых на основе модели, в принципе обеспечивает полную проверку модели и определение всех ее параметров.

Эти новые явления возникают на очень высоком энергетическом масштабе нарушения горизонтальной симметрии  $F$ , который имеет порядок величины:  $F > 10^5 \div 10^6$  ГэВ, что делает их недоступными изучению на ускорителях даже в отдаленном будущем. Тем не менее, сочетание экспериментальных поисков косвенных эффектов в редких процессах известных частиц с анализом их космо-

логических и астрофизических эффектов позволяют изучать физику, предсказываемую на этих масштабах, так же как и космологический сценарий, основанный на этой физике.

Модель, предложенная в [9] удовлетворяет следующим условиям естественности:

- Естественное подавление нейтральных токов с изменением аромата (FCNC) [10]
- Естественная горизонтальная иерархия, которая проявляется в иерархии масс поколений
- Естественное решение в КХД проблемы CP-нарушения [11]

# 1 Космологические следствия модели горизонтального объединения

Модель, предложенная в [9] даёт следующие следствия:

1. нейтральные токи, меняющие аромат, связанные с аксионом и взаимодействиями горизонтальных бозонов;
2. существование майорановской массы нейтрино и иерархия масс нейтрино различных поколений;
3. нестабильность более тяжелых нейтрино относительно аксионных распадов на более легкие нейтрино;
4. существование метастабильных сверхтяжелых фермионов

Проверка данной модели может быть осуществлена с помощью:

- поиск массы нейтрино,
- поиск осцилляций нейтрино,
- изучение переходов  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  и  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$
- поиск аксионных распадов  $\mu \rightarrow e\alpha$ ,  $K \rightarrow \pi\alpha$  и т. д., вместе с анализом космологических и астрофизических эффектов

Последние включают в себя изучение влияния излучения аксионов на процессы эволюции звезд, исследование воздействия эффектов первичных аксионных полей и массивных нестабильных нейтрино на динамику образования крупномасштабной структуры Вселенной, так же как и анализ механизмов инфляции и бариосинтеза, основанных на физике скрытого сектора модели.

## 2 Ранняя Вселенная в модели горизонтального объединения

### 2.1 Инфляция

Инфляционный сценарий может найти свои физические основания в рамках модели горизонтального объединения (МГО), поскольку хиггсовское поле  $\eta$ , которое является вещественным  $SU(2) \otimes U(1) \otimes SU(3)_H$  синглетным скаляром, имеющим вакуумное среднее:

$$\langle \eta \rangle = \frac{\mu}{G_\eta} \quad (2.1)$$

Полагается, что вещественное поле  $\eta$  имеет потенциал:

$$V(\eta) = \lambda \left( \eta^2 - \frac{f^2}{2} \right)^2 \quad (2.2)$$

где  $f$  - энергетический масштаб спонтанного нарушения глобальной симметрии.

Можно сделать вывод, что простейшая реализация горизонтальной симметрии соответствует простейшему сценарию хаотической инфляции, так как потенциал  $V(\eta)$  соответствует медленно скатывающемуся скалярному полю. Если зафиксировать параметры потенциала инфлатона, используя наблюдаемые ограничения на плотность энергии инфлатона в период, генераций наблюдаемых флуктуаций микроволнового фона для 60-го  $e$ -фолдинга, можно ограничить плотность энергии инфлатона в период окончания инфляции. Используя потенциал инфлатона, можно рассчитать амплитуду возмущений плотности  $\delta H(k)$ , составляющую для моделей с плоскими спектрами и незначительными гравитационными волнами, соответствующих моделям горизонтального объединения  $\delta H \sim 1,7 \cdot 10^{-5}$ . Данное значение удовлетворяет данным эксперимента COBE.

Также, можно также оценить значение хаббловской постоянной в период окончания инфляции  $H_{end}$ , которое в широком диапазоне вакуумных средних  $f$  будет равно

$$H_{\text{end}} \cong 1,8 \cdot 10^{-7} m_{pl} \quad (2.3)$$

## 2.2 Формирование первичных черных дыр

Поведение спектра возмущений плотности энергии в ультрафиолетовой области можно оценить, анализируя образование первичных черных дыр (ПЧД) в ранней Вселенной. Вероятность формирования ПЧД в диапазоне мас  $M$  для уравнения состояния  $p = \gamma \cdot \epsilon$ , ( $0 < \gamma < 1$ ) определяется хвостом сферически симметричного гауссовского распределения флуктуации плотности

$$\beta_0(M) \approx \delta(M) \exp \left( -\frac{\gamma^2}{2\delta^2(M)} \right).$$

Масса ПЧД, родившейся на момент времени  $t$ , должна быть, по меньшей мере  $\gamma^{\frac{3}{2}}$  от массы горизонта, то есть:

$$M \approx \gamma^{\frac{3}{2}} \frac{t}{t_{pl}} m_{pl}.$$

В ранней Вселенной обычно берется  $\gamma$ , что соответствует радиационно - доминированной стадии. В течение пылевой стадия с уравнением состояния  $p = 0$ , во время которой за счёт роста флуктуации плотности образуются гравитационно связанные объекты. Как было сказано в 2.1 инфлиционный этап развития Вселенной в рамках МГО соответствует сценарию хаотической инфляции. Ей соответствует период медленного скатывания, в течение которого потенциал имеет следующую форму 2.1 и поле скатывается вдоль него.

Возможность такого уравнения состояния может возникать в период разогрева по окончании хаотической инфляции. Постинфляционная стадия происходит в момент, когда потенциал инфлатона переходит в осцилляционный режим. Они происходят вокруг минимума потенциала, начиная со времени:

$$t_0 = m_{\eta}^{-1} \approx (1.8 \cdot 10^{-7} m_{pl})^{-1} = 4.5 \cdot 10^{-13} \text{ ГэВ}^{-1} \quad (2.4)$$

Доля плотности переходящая в ПЧД зависит от вероятности, с которой эти объекты сжимаются под свой шварцшильдовский радиус. Минимальная вероятность соответствует прямому коллапсу ПЧД непосредственно в период обра-



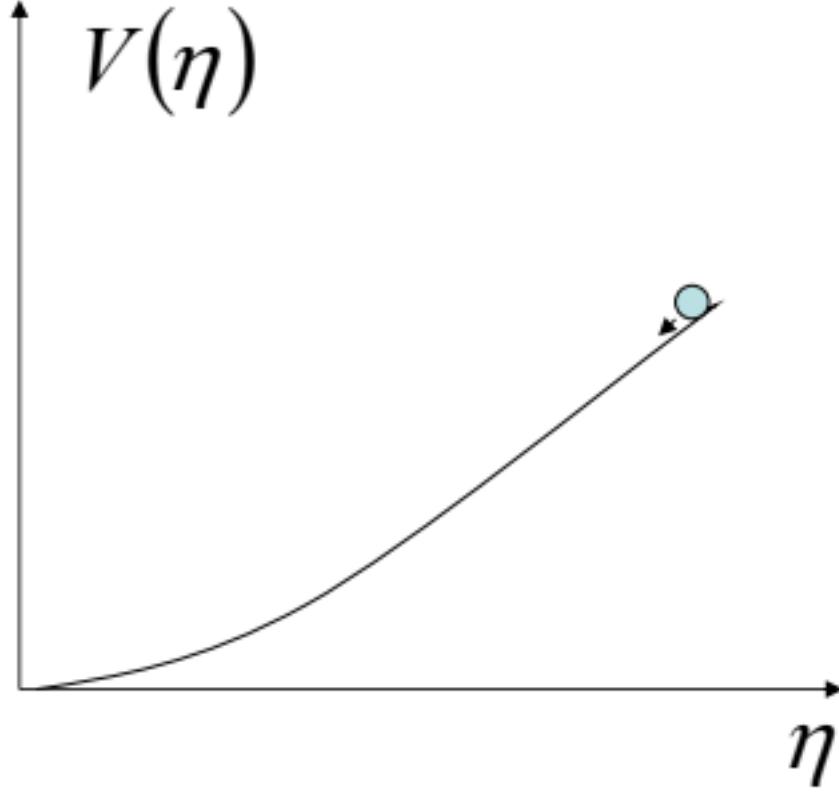


Рис. 2.1: Потенциал инфлатона в хаотической инфляции

зования:  $\beta(M) \approx 2 \cdot 10^{-2} \delta(M)^{\frac{13}{2}}$ . Такая вероятность справедлива для образования ПЧД с массой  $M$  в диапазоне  $[M_1; M_{max}]$ , где  $M_1$  - масса внутри космологического горизонта на момент начала пылевой стадии  $t_0$ ,  $M_{max}$  - масса объекта, ослабляющего от расширения в конце пылевой стадии  $t_2$ .  $M_{max}$  дается неявно выражением:

$$M_{max} = [\delta(M_{max})]^{\frac{3}{2}} \frac{t_2}{t_{pl}} m_{pl}.$$

Инфляционная модель, основанная на модели горизонтального объединения, делает возможной реализацию мягкого уравнения состояния  $\gamma \ll 1$ , возникающего в период разогрева после окончания хаотической инфляции, наличие которого увеличивает эффективность образования ПЧД.

Разогрев происходит за счёт трения, возникающего при взаимодействии скалярного инфлатонного поля с другими частицами, преобразующего кинетическую энергию колебаний поля в фоновое излучение. Разогрев завершается за счёт рас-

пада инфлатона и определяется шириной распада

$$\Gamma_{\eta}(\eta \rightarrow \bar{F}f) = \frac{G_{\eta}^2 m_{\eta}}{8\pi}$$

Можно оценить  $\Gamma_{\eta}$ , восстанавливая потенциал инфлатона, и получить для широкого диапазона масштабов

$$\Gamma_{\eta} \approx 10^{-14} m_{pl} = 1.22 \cdot 10^5 \text{ ГэВ}$$

В таком случае пылевая стадия начинается с момента окончания инфляции и длится до завершения разогрева Вселенной в момент  $t_2 = \Gamma_{\eta}^{-1} \approx 8 \cdot 10^{-6} \text{ ГэВ}^{-1}$ , когда скалярное поле быстро распадается на релятивистские частицы [1]. Сравнивая  $t_0$  и  $t_2$ , мы получим

$$\frac{t_2}{t_0} = 1.8 \cdot 10^7 \text{ ГэВ}^{-1}$$

Таким образом реализуется достаточно долгая стадия колебаний когерентного скалярного поля с пылевым уравнением состояния.

Внутренняя согласованность модели горизонтального объединения требует ввести ограничение на образование ПЧД, гарантирующее правильную структуру массовой матрицы фермионов, генерируемой дираковским “see-saw” механизмом:

$$G_{eta} f \leq G_F^m \langle \xi^{(n)} \rangle,$$

где  $G$  - константы соответствующих взаимодействий,  $\xi$  - вакуумные средние соответствующих горизонтальных скаляров. Следовательно, для минимального самодействия инфлатона необходимо, чтобы выполнялось условие  $f \ll 10^{-6} m_{pl}$ . Такое значение масштаба нарушения горизонтальной симметрии влечет за собой проблему образования доменных стенок за счёт флуктуаций вещественного инфлатонного поля в период пылевой стадии. Для её решения требуется либо устарить условие минимальной связи инфлатона и положить  $f = m_{pl}$ , что приведет к ненормально большому постинфляционному периоду, либо ввести комплексное инфлатонное поле, для реализации которого потребуется ввести неминимальную модель аксиона. Таким образом, решение данной проблемы в рамках МГО требует более сложного многопараметрического космологического сценария

## 2.3 Модели скрытой массы, возникающие в рамках горизонтального объединения

В общем случае, имеется шесть различных сценариев скрытой массы, которые могут реализоваться в рамках МГО:

1. Сценарий холодной скрытой массы (CDM).
2. Сценарий горячей скрытой массы (HDM).
3. Релятивистская нестабильная скрытая масса (UDM).
4. Сценарий нерелятивистской UDM
5. Сценарий релятивистского иерархического распада нейтрино (HND).
6. Сценарий нерелятивистского HND.

Совокупность космологических и астрофизических ограничений [1] оставляют только 2 узких интервалов шкалы нарушения горизонтальной симметрии:

1. вблизи  $\theta_{PC} \sim 10^{10}$  ГэВ, где возможны сценарии CDM и HDM или их комбинация с возможной добавкой архиолей
2. близкий к  $\theta_{PC} \sim 10^6$  ГэВ, в котором реализуются HND сценарии 5 и 6.

Сценарии 3 и 4 полностью исключены ограничения на  $\theta_{PQ}$ , полученными из наблюдений нейтринного импульса в сверхновой SN1987A.

### 2.3.1 Сценарий релятивистского иерархического распада нейтрино

В современной Вселенной доминируют релятивистские архионы и электронные нейтрино от распадов мюонных нейтрино с массой

$$m_{\nu_\mu} \cong 50 \div 100 \text{ эВ} \quad (2.5)$$

и времени жизни

$$\tau(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + a) = 4 \cdot 10^{15} \div 10^{16} \text{ с} \quad (2.6)$$

при условии быстрого распада тау-нейтрино с массой

$$m_{\nu_\mu} \cong 1 \div 10 \text{кэВ} \quad (2.7)$$

и временем жизни

$$\tau(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + a) = 4 \cdot 10^8 \div 10^{10} \text{с} \quad (2.8)$$

Современная плотность равна в этом случае

$$\rho_{\nu_e}^{dec} + \rho_a^{dec} = \left( \frac{\theta_{PQ}}{10^8 \text{ГэВ}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{1}{x} \cdot \left( \frac{g_\nu^2}{G_N} \right) \cdot \rho_{cr} \quad (2.9)$$

### 2.3.2 Сценарий нерелятивистского иерархического распада нейтрино

Доминантность нерелятивистских или полурелятивистских архионов, возникающих и в ранних распадах  $i/\tau$ , которые удовлетворяют условию (2.7) и (2.8), и в последующих распадах  $\nu_\mu$  удовлетворяющих условиям (2.5) и (2.6), реализуется в случае  $m_a > m_{\nu_\mu}$

Основной вклад в неоднородную скрытую массу (в богатых скоплениях галактик и гало галактик) обеспечивается как фоном первичных тепловых архионов, так и нерелятивистскими архионами от ранних распадов  $\nu_\tau$ . Полная плотность учитывает также доминирующий вклад однородного фона архионов от недавних распадов  $\nu_\mu$

$$\rho_a = \frac{5 \cdot 10^5 \text{ГэВ}}{\theta_{PQ}} \cdot \rho_{cr} \quad (2.10)$$

В случае  $m_a < m_{\nu_e}$  нерелятивистские электронные нейтрино как первичные, так и от распадов  $\mu$  и  $\tau$ , дают свой вклад в современную космологическую плотность

$$\rho_{\nu_\mu} = \frac{3,3 \cdot 10^{10} \text{ГэВ}}{\theta_{PQ}} \cdot \left( \frac{g_\nu^2}{G_N} \right) \cdot \rho_{cr} \quad (2.11)$$

Физическая основа HND (МГО с низкой шкалой) доступна экспериментальной проверке на ускорителях в поисках аксионных распадов мезонов и барионов

и эффектов «горизонтальных» калибровочных бозонов в системах нейтральных  $K$ -,  $D$ - и  $B$ -мезонов. Эта возможность целенаправленного экспериментального поиска эффектов, которые вытекают из тех же физических оснований, что и рассматриваемая космологическая модель, и предсказываются с вероятностью, определяемой соответствием космологической модели наблюдениям, иллюстрирует перспективы изучения физических оснований современной космологии методами экспериментальной космомикрoфизики [12].

### 3 Бариосинтез

Даже в своем простейшем варианте модель горизонтального объединения обеспечивает механизм бариосинтеза с несохранением барионного числа, не связанным с моделями ВО. Этот механизм, сочетает несохранение  $(B + L)$  в электро-слабых переходах при высоких температурах и неравновесные переходы с  $\Delta L = 2$ , обусловленные физикой майорановской массы нейтрино.

В случае когда в процессе бариосинтеза существенную роль играет CP-нарушение из-за влияния аксионного поля, пространственная асимметрия барионов может оказаться неоднородной вследствие модуляции его фазы. При этом барионная асимметрия в таком случае может зависеть от  $\theta(x)$ , которая является суммой постоянной и пространственно-зависимой величин:

$$\Delta(\vec{x}) = \Delta_0 + \Delta_1 \sin \theta(\vec{x}) \quad (3.1)$$

В случае, когда пространственно-зависимая амплитуда аксионного вклада превышает постоянный барионный избыток  $\Delta_1 > \Delta_0$ , в области, отвечающей условию

$$\left| \theta(x) - \frac{3}{2}\pi + 2\pi k \right| > \arccos \left( \frac{\Delta_0}{\Delta_1} \right) \quad (3.2)$$

образуется избыток барионов. Такой бариосинтез даёт нетривиальную картину эволюции доменов антивещества: небольшие домены аннигилируют ещё до первой секунды расширения, в то время как крупномасштабные скопления, удовлетворяющие ограничениям на аннигиляцию, способны формировать доступные для наблюдения объекты [13]. Их минимальная масса определяется условием выживания относительно аннигиляции с окружающим веществом. Так, не исключено существование шаровых скоплений антизвёзд в гало нашей Галактики. Такие скопления должны быть источником антиядерной компоненты галактических космических лучей, что можно будет проверить в AMS эксперименте на Международной космической станции.

## 4 Согласованность модели с экспериментальными данными

Для Модели горизонтального объединения важными являются эксперименты по измерению массы нейтрино, поиска двойного безнейтринного  $\beta$ -распада. Также для этой модели определяющими являются эксперименты по поиску аксионов и их константы взаимодействия.

Для дираковского нейтрино существует два пути определения массы: кинематический расчет в случае слабых распадов или расчет на основе теории осцилляций нейтрино. В настоящий момент масса нейтрино оценивается с помощью анализа распада трития,  $\pi$  и  $\tau$ -лептона. Получены следующие оценки масс:

- $m_{\nu_e} < 2,05$  эВ. Результат получен на основании анализа данных распадов  ${}^3_1T \rightarrow {}^3_2He + e^- + \bar{\nu}_e$
- $m_{\nu_\mu} < 170$  кэВ. Результат получен при анализе спектра мюонов в распаде  $\pi \rightarrow \mu\nu$
- $m_{\nu_\tau} < 15.5$  МэВ. Результат получен при исследовании распадов  $\tau^- \rightarrow 2\pi^-\pi^+\nu_\tau$  и  $\tau^- \rightarrow 3\pi^-2\pi + (\pi^0)\nu_\tau$

Таким образом, ограничения, наложенные на массу нейтрино всех типов, полученные при исследовании слабых распадов, не противоречат предпосылкам теории

В модели горизонтального объединения углы смешивания, характеризующие амплитуду осцилляций нейтрино, определяются относительным вращением в горизонтальном групповом пространстве массовых матриц нейтрино и заряженных лептонов. Массовые матрицы нейтрино, получаемые в рамках МГО недиагональны, и возможны распады тяжелых нейтрино на легкие нейтрино и архиноны с временем жизни

$$\tau(\nu_H \rightarrow \nu_L + \alpha) = \frac{16\pi}{g_{HL}^2 m_H}, \quad (4.1)$$

где

$$g_{HL} = g_{\nu_H \nu_L} = \frac{m_{HL}}{\theta_{PQ}} \quad (4.2)$$

и  $m_{HL}$  - соответствующий недиагональный элемент массовой матрицы нейтрино. Предсказываемые в модели с «низкой» шкалой значения разности квадратов масс нейтрино находятся в резком противоречии с этими параметрами, определенными из экспериментов:

- $\sin^2(\theta_{13}) = 0.0218 \pm 0.007$ ;
- $\sin^2(\theta_{12}) = 0.307 \pm 0.012$ ;
- $\sin^2(\theta_{23}) = 0.545 \pm 0.021$ ;
- $\Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$ ;
- $|\Delta m_{32}^2| = (2.453 \pm 0.034) \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$ ;
- $|\Delta_{31}^2| = (2.33 \pm 0.06) \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$  [14].

Поиски двойного безнейтринного бета-распада дают различные оценки, однако, Ограничения массу нейтрино всех типов не превышают  $m_{\nu_e} < 0,33 \text{ эВ}$ . Эксперимент Gerda (GranSasso) дает оценку периода полураспада  $T_{\frac{1}{2}} > 2 \cdot 10^{25}$ .

В экспериментах по поиску распадов с участием аксиона не было получено указаний существования таких мод распада. В других экспериментах аксион также не был обнаружен. Полученное ограничение на взаимодействие аксиона с другими частицами имеет очень низкое значение.



# Заключение

В работе была исследована модель горизонтального объединения и её реализация в области “низкой” шкалы нарушения симметрии. Эта модель, основанная на горизонтальной симметрии между поколениями фермионов, позволяет объяснять иерархию масс между кварк-лептонными поколениями, определяет механизмы инфляции и бариосинтеза, а также дает ряд претендентов на роль скрытой массы во Вселенной. Нарушение этой симметрии ведет к появлению архиона, обуславливающего существование нейтральных токов с изменением аромата (FCNC) и появлению майорановской массы нейтрино.

В основе своей модель предполагает наличие «горизонтальной» симметрии между поколениями фермионов. Она позволяет объяснить иерархию масс между кварк-лептонными поколениями, определяет механизмы инфляции и бариосинтеза, а также дает ряд претендентов на роль скрытой массы во Вселенной. Стоит отметить, что ряд космологических ограничений при сопоставлении с экспериментальными данными не дают подтверждения МГО. Данная модель не полна - она не включает в себя теории суперсимметрии, великого объединения, темной материи и, следовательно, не может полностью описывать космологический сценарий и служить его физическим основанием, но она представляется лишь первым шагом к реалистическому единому описанию единого основания структуры макро - и микромира.

Результаты экспериментов опровергают выводы модели в целом. Нет подтверждений существования архиона, а даже если он существует, его параметры не соответствуют предсказаниям модели. Также предсказаниям модели не соответствует иерархия масс нейтрино, полученная в экспериментах по осцилляциям.

## Список литературы

1. *Хлопов М. Ю.* Основы космомикрoфизики. — М.: Едиториал УРСС, 2011.
2. *Чкареули Д. Л.* Гравитационные распады тяжелых кварков и лептонов // Письма ЖЭТФ. — 1982. — т. 35. — с. 34—36.
3. *Чкареули Д. Л., Брежуани З. Г.* Осцилляции нейтрино в моделях великого объединения с горизонтальной симметрией // Письма в ЖЭТФ. — 1983. — т. 37. — с. 285—288.
4. *Брежуани З. Г., Сахаров А. С., Хлопов М. Ю.* // Ядерная физика. — 1992. — т. 55.
5. P. Candelas [и др.] // Nucl. Phys. — 1985. — т. B258. — с. 46.
6. *Witten E.* // Nucl. Phys. — 1985. — т. B258. — с. 75.
7. *Narain K. S.* // Phys. Lett. — 1986. — т. 169B. — с. 41.
8. *Kawai H., Lewellen D., Tye S. H. H.* // Phys. Rev. Lett. — 1986. — т. 57. — с. 1832.
9. *Berezhiani Z. G., Khlopov M. Y.* Theory of broken gauge symmetry of families // Ядерная физика. — 1990. — т. 51. — с. 1157—1170.
10. *Glashow S. L., Weinberg S.* // Phys. Rev. — 1977. — т. 51. — с. 537.
11. *Peccei R. D., Quinn H. R.* // Phys. Rev. Lett. — 1977. — т. 38. — с. 1440.
12. К. М. Belotsky [и др.] // Gravitation and Cosmology. — 1998. — т. 4. — с. 70.
13. *Сахаров А. С., Хлопов М. Ю.* // Ядерная физика. — 1993. — т. 56. — с. 220.
14. *Olive K. e. a.* Particle Data Group // Review of Particle Physics. — 2020.