

Министерство образования и науки РФ  
Национальный Исследовательский Ядерный Университет  
“МИФИ”

Институт ядерной физики и технологий  
Кафедра физики элементарных частиц

**Реферат на тему:**  
**Модель горизонтального объединения. Проблема решения**  
**на низком энергетическом масштабе.**

Выполнил:  
студент группы М17-115  
Голосов О.В.

Москва 2017

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Ранняя вселенная в модели горизонтального объединения на низком энергетическом масштабе</b>	<b>5</b>
2.1	Инфляция . . . . .	5
2.2	Формирование первичных черных дыр . . . . .	5
2.3	Распределение первичного аксионного поля . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Бариосинтез</b>	<b>8</b>
<b>4</b>	<b>Космологические модели скрытой массы</b>	<b>8</b>
4.0.1	Сценарий релятивистского иерархического распада нейтрино (HND) . . . . .	9
4.0.2	Сценарий нерелятивистского иерархического распада нейтрино . . . . .	10
<b>5</b>	<b>Экспериментальные данные</b>	<b>10</b>
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>12</b>
	<b>Библиография</b>	<b>13</b>

# 1 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 ее «вертикальные» расширения, основывающиеся на калибровочных группах объединения  $SU(5)$ ,  $SU(10)$  и т. д., 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  $SU(3)_H$  [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 обобщен на случай  $n$  поколений, предполагая соответствующую  $SU(n)$  симметрию. В случае трех поколений, выбор группы горизонтальной симметрии является единственным, поскольку ортогональные и вектороподобные калибровочные группы не могут обеспечить различных представлений для левых и правых фермионных состояний. Иерархия масс между поколениями связана с гипотезой об определенной иерархии такого нарушения симметрии — гипотезой горизонтальной иерархии (ННН) [4]. 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  $G_{TBO} \otimes G_H$  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  $G_{TBO} \otimes G_H$ . 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 меньше, чем  $r \leq 22$ . Анализ горизонтального объединения как феноменологии теории всего, может быть полезен для правильного выбора реалистической модели среди множества возможностей, существующих в рамках моделей суперструн.

Свойства суперсимметричных партнеров сильно зависят от деталей нару-

шения суперсимметрии и требуют особого изучения, а потому не рассматриваются в данном обзоре.

Чтобы построить реалистическую модель нарушения горизонтальной симметрии, нужно ввести довольно широкий набор параметров, однако в модели с горизонтальным объединением параметров меньше, чем в модели без этой симметрии. Большинство этих параметров фиксируется экспериментальными данными о свойствах кварков и лептонов. Кроме того, совокупность физических явлений, предсказываемых на основе модели, обеспечивает полную проверку модели с определением 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 космологических и астрофизических эффектов позволяют изучать физику, предсказываемую на этих масштабах, а также 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, проявляющаяся в наблюдаемой иерархии масс поколений.
- Естественное решение в КХД проблемы CP-нарушения [11].

Из модели следуют следующие факты:

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

Проверка модели в эксперименте может быть осуществлена с помощью поиска массы и осцилляций нейтрино, изучения переходов  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$  и  $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ , а также поиска аксионных распадов  $\mu \rightarrow e\alpha$ ,  $K \rightarrow \pi\alpha$  и т. д., вместе с анализом космологических и астрофизических эффектов.

## 2 Ранняя вселенная в модели горизонтального объединения на низком энергетическом масштабе

В рамках низкоэнергетической шкалы модели горизонтального объединения в ранней вселенной существовали особенности в процессах:

- инфляции,
- образования первичных черных дыр,
- формирования аксионных полей.

Подробнее эти особенности рассмотрены ниже.

### 2.1 Инфляция

В инфляционном сценарии, реализующемся в рамках модели горизонтального объединения, в качестве инфлатона может выступать хиггсовское поле  $\eta$ , являющееся вещественным  $SU(2) \otimes U(1) \otimes SU(3)_H$  синглетным скаляром с вакуумным средним

$$\langle \eta \rangle = \frac{\mu}{G_\eta} \quad (1)$$

и потенциалом

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

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

Такой потенциал соответствует медленно скатывающемуся скалярному полю, следовательно, простейшая реализация горизонтальной симметрии соответствует простейшему сценарию хаотической инфляции. Если зафиксировать параметры потенциала инфлатона, используя наблюдаемые ограничения на плотность энергии инфлатона в период генерации наблюдаемых флуктуаций микроволнового фона для 60-го е-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  $\delta H \sim 1.7 \cdot 10^{-5}$ .

Кроме того, возможно оценить значение хаббловской постоянной в период окончания инфляции  $H_{end}$ , в широком диапазоне вакуумных средних  $f$  составляющее  $H_{end} \cong 1.8 \cdot 10^{-7} m_{pl}$ . Данное значение воспроизводит результат эксперимента COBE. В экспериментах WMAP и PLANCK, наблюдавших микроволновый фон, были получены данные на уровне  $\sim 10^{-4}$ .

### 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 масс  $M$  для

уравнения состояния для уравнения состояния  $p = \gamma \cdot \epsilon$  ( $0 < \gamma < 1$ ) определяется хвостом сферически симметричного гауссовского распределения флуктуации плотности

$$\beta_0(M) \approx \delta(M) \exp \left\{ -\frac{\gamma^2}{2\delta^2(M)} \right\}. \quad (3)$$

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

$$M \approx \gamma^{\frac{3}{2}} \frac{t}{t_{pl}} m_{pl}. \quad (4)$$

В ранней Вселенной обычно берется  $\gamma = \frac{1}{3}$  что соответствует радиационно-доминированной стадии. Далее следует пылевая стадия с уравнением состояния  $p = 0$ , во время которой за счет роста флуктуации плотности образуются гравитационно связанные объекты. 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 образования:  $\beta(M) \approx 2 \cdot 10^{-2} \delta(M)^{\frac{13}{2}}$ . Такая вероятность справедлива для образования ПЧД с массой в диапазоне  $M_1 \leq M \leq M_{max}$ , где  $M_1$  – масса внутри космологического горизонта на момент начала пылевой стадии  $t_0$ ,  $M_{max}$  – масса объекта, обособляющегося от расширения в конце пылевой стадии  $t_2$ .  $M_{max}$  дается неявно выражением:

$$M_{max} = [\delta(M_{max})]^{\frac{3}{2}} \frac{t_2}{t_{pl}} m_{pl}. \quad (5)$$

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 счет трения, возникающего при взаимодействии скалярного инфлатонного поля с другими частицами, преобразующего кинетическую энергию колебаний поля в фоновое излучение. Разогрев завершается за счет распада инфлатона и определяется шириной распада

$$\Gamma_\eta(\eta \rightarrow \bar{F}f) = \frac{G_\eta^2 m_\eta}{8\pi}. \quad (6)$$

В таком случае пылевая стадия начинается с момента окончания инфляции и длится до завершения разогрева Вселенной в момент  $t_2 = \Gamma_\eta^{-1}$ , когда скалярное поле быстро распадается на релятивистские частицы [1]. Для реализации достаточно длительной пылевой стадии необходимо выполнения условия  $\Gamma_\eta^{-1} \gg H_{end}^{-1}$ .

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

$$G_\eta f \leq G_F^n \langle \xi^{(n)} \rangle, \quad (7)$$

где  $G$  – константы соответствующих взаимодействий,  $\xi$  – вакуумные средние соответствующих горизонтальных скаляров. Следовательно, для минимального самодействия инфлатона необходимо, чтобы выполнялось условие  $f \leq 10^{-6} m_{pl}$ .

Такое значение масштаба нарушения горизонтальной симметрии влечет за собой проблему образования доменных стенок за счет флуктуаций вещественного инфлатонного поля в период пылевой стадии. Для ее решения требуется либо устранить условие минимальной связи инфлатона и положить  $f = m_{pl}$ , что приведет к ненормально большому постинфляционному периоду, либо ввести комплексное инфлатонное поле, для реализации которого потребуются ввести неминимальную модель аксиона. Таким образом решение данной проблемы в рамках МГО требует более сложного многопараметрического космологического сценария.

## 2.3 Распределение первичного аксионного поля

В рамках МГО имеется возможность существования двух масштабов нарушения  $PQ$ -симметрии:  $\sim 10^{10}$  ГэВ, связанного с симметрией поколений, и  $\sim 1$  ГэВ, определяемого инстантонными переходами в КХД. В случае если температура во Вселенной достигала таких значений, то раньше должен был происходить фазовый переход. Подобный фазовый переход приводил к бесконечному вырождению вакуума по фазе, при этом переход фазы на  $2\pi$  приводил к возникновению крупномасштабных особенностей. Такие особенности выстраиваются в линию, представляющую собой массивную нить. Эти аксионные нити должны были существовать от температуры порядка масштаба нарушения симметрии и до ее падения ниже температуры конфайнмента КХД.

Таким образом, после нарушения  $PQ$  симметрии, происходит образование структуры аксионных нитей. При включении аксионной массы вакуумные стенки, ограниченные структурой нитей, возникают и распадаются, отразившись в структуре архиолей. Из наблюдательных данных по квадрупольной анизотропии реликтового излучения и ее теоретической оценки вытекает ограничение на шкалу  $PQ$ -симметрии в модели невидимого аксиона  $F < 1.5 \cdot 10^{10}$  ГэВ. Согласно [4] при  $\theta_{PQ} < 10^8$  ГэВ когерентные колебания аксионного поля термализуются после КХД фазового перехода.

При таком ограничении темп взаимодействия аксионов с равновесными парами нуклон-антинуклон в реакциях  $A + N \rightarrow \pi + N$  выше, чем темп расширения. В результате аксионный конденсат испаряется, и структура архиолей распадается. Испарение аксионного конденсата приводит к тепловому аксионному фону. В общем случае газ первичных аксионов является тепловым газом частиц с нулевым спином, который отцепляется от плазмы и излучения при температуре 60-160 МэВ, зависящей от величины  $\theta_{PQ}$ . В соответствии с точным значением  $\theta_{PQ}$  в современную относительную концентрацию газа тепловых аксионов следует внести поправку на эффект нагрева нейтрино парами мюонов и пионов, присутствующих в равновесии в период отцепления тепловых аксионов. Для низкой шкалы нарушения ( $\theta_{PQ} \sim 10^6$  ГэВ) современная относительная концентрация тепловых аксионов равна  $\frac{n_a}{n_{\nu\bar{\nu}}} = 0.57$ . В этом случае аксионы представляют собой не столько холодную, сколько горячую скрытую массу, которая, однако, не является доминирующей на данном масштабе.

Существование неоднородностей распределения аксионного поля до КХД фазового перехода и испарения конденсата могло привести к неоднородному бариосинтезу.

### 3 Бариосинтез

Даже простейший вариант модель горизонтального объединения обеспечивает механизм бариосинтеза. Этот механизм основан на несохранении  $(B+L)$  в электрослабых взаимодействиях при высоких температурах и неравновесных переходах с  $\Delta L = 2$ , обусловленных физикой майорановской массы нейтрино. В случае когда в процессе бариосинтеза существенную роль играет CP-нарушение вследствие влияния аксионного поля, пространственная асимметрия барионов может оказаться неоднородной вследствие модуляции его фазы. При этом барионная асимметрия зависит от  $\theta(x)$  и является суммой постоянной и пространственно-зависимой величин:

$$\Delta(\vec{x}) = \Delta_0 + \Delta_1 \sin \theta(\vec{x}). \quad (8)$$

Если  $\Delta_1 > \Delta_0$  в области, отвечающей условию:

$$|\theta(x) - \frac{3}{2}\pi + 2\pi k| > \arccos\left(\frac{\Delta_0}{\Delta_1}\right) \quad (9)$$

образуется избыток барионов. Такой бариосинтез дает нетривиальную картину эволюции доменов антивещества: небольшие домены аннигилируют еще 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 антизвезд в гало нашей Галактики. Подобные скопления должны являться источниками антипротонов, что позволит наблюдать их в эксперименте AMS на МКС.

В случае нарушенной симметрии поколений механизм «see-saw» генерации массы нейтрино дает иерархию масс, обратную по отношению к иерархии нарушения горизонтальной симметрии. Масса обычного легкого нейтрино обратно пропорциональна майорановской массе тяжелого партнера. В случае модели обратной иерархии та же самая обратная пропорциональность имеет место и для тяжелых партнеров кварков и заряженных лептонов. В модели горизонтального объединения, углы смешивания, характеризующие амплитуду осцилляций нейтрино, определяются относительным вращением в горизонтальном групповом пространстве массовых матриц нейтрино и заряженных лептонов. Поэтому экспериментальные ограничения на углы смешивания нейтрино накладывают верхние ограничения на отклонения отношений масс нейтрино от строгой пропорциональности соответствующим отношениям масс заряженных лептонов.

Для «низкой» шкалы нарушения симметрии ( $\theta_{PQ} \sim 10^6$  ГэВ) предсказываемый эффект майорановской массы нейтрино весьма близок к современной чувствительности поисков двойного безнейтринного распада, однако предсказываемые значения разности квадратов масс нейтрино находятся в резком противоречии с определенными в экспериментах SNO, KamLAND, K2K и SuperKamiokande.

### 4 Космологические модели скрытой массы

Непрерывное изменение фундаментального физического параметра  $\theta_{PQ}$  в рамках модели горизонтального объединения сопровождается плавной сменой доминантности между несколькими формами скрытой массы во Вселенной.



Для каждой из этих форм модель позволяет сделать определенные предсказания, исходя из комбинации космологических, астрофизических и физических ограничений. В общем случае существует шесть различных сценариев скрытой массы, соответствующих различным значениям шкалы нарушения горизонтального объединения:

1. Холодная скрытая масса (CDM)
2. Горячая скрытая масса (HDM)
3. Релятивистская нестабильная скрытая масса (UDM)
4. Нерелятивистская нестабильная скрытая масса
5. Релятивистский иерархический распад нейтрино (HND)
6. Нерелятивистский иерархический распад нейтрино

Совокупность космологических и астрофизических ограничений [1], оставляют только два узких интервала шкалы нарушения горизонтальной симметрии: вблизи  $\theta_{PQ} \sim 10^{10}$  ГэВ, где возможны сценарии CDM и HDM или их смесь с возможной примесью архиолей; и близкий к  $\theta_{PQ} \sim 10^6$  ГэВ, в котором реализуются HND сценарии 5 и 6. Сценарии 3 и 4 полностью исключены ограничениями на  $\theta_{PQ}$ , полученными из наблюдений нейтринного импульса в эксперименте SN1987A.

#### 4.0.1 Сценарий релятивистского иерархического распада нейтрино (HND)

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

$$m_{\nu_\mu} \cong 50 \div 100 \text{ эВ} \quad (10)$$

и временем жизни

$$\tau(\nu_\mu \rightarrow \nu_e + a) \cong 4 \cdot 10^{15} \div 10^{16} \text{ с} \quad (11)$$

при условии быстрого распада тау-нейтрино с массой

$$m_{\nu_\tau} \cong 1 \div 10 \text{ кэВ} \quad (12)$$

и временем жизни

$$\tau(\nu_\tau \rightarrow \nu_\mu + a) \leq 10^8 \div 10^{10} \text{ с}. \quad (13)$$

В этом случае современная плотность равна

$$\rho_{\nu_e}^{dec} + \rho_\alpha^{dec} = \left( \frac{\theta_{PQ}}{10^8 \text{ ГэВ}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{1}{x} \cdot \left( \frac{g_\nu^2}{G_N} \right) \cdot \rho_{cr}. \quad (14)$$

#### 4.0.2 Сценарий нерелятивистского иерархического распада нейтрино

Доминантность нерелятивистских или полурелятивистских архионов, возникающих и в ранних распадах тау-нейтрино, удовлетворяющих условиям (12) и (13), и в последующих распадах  $\nu_\mu$  удовлетворяющих условиям (10) и (11), реализуется в случае  $m_a > m_{\nu_e}$ . Основной вклад в неоднородную скрытую массу обеспечивается как фоном первичных тепловых архионов, так и нерелятивистскими архионами от ранних распадов. Полная плотность учитывает также доминирующий вклад однородного фона архионов от недавних распадов:

$$\rho_\alpha = \frac{5 \cdot 10^5 \text{ ГэВ}}{\theta_{PQ}} \cdot \rho_{cr}. \quad (15)$$

В случае если  $m_a < m_{\nu_e}$  нерелятивистские электронные нейтрино как первичные, так и от распадов мю- и тау-нейтрино, вносят свой вклад в современную космологическую плотность

$$\rho_\alpha = \frac{3.3 \cdot 10^{10} \text{ ГэВ}}{\theta_{PQ}} \cdot \left( \frac{g_\nu^2}{G_N} \right) \cdot \rho_{cr}. \quad (16)$$

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. Это позволяет осуществлять целенаправленный экспериментальный поиск эффектов, которые вытекают из тех же физических оснований, что и рассматриваемая космологическая модель. (Belotsky et al, 1998).

## 5 Экспериментальные данные

К экспериментам, позволяющим дать критический анализ модели горизонтального объединения и низкоэнергетической шкалы нарушения симметрии, относятся эксперименты по измерению массы нейтрино, поиску  $0\nu 2\beta$  – распада и нейтринных осцилляций. Для МГО в целом основополагающими являются эксперименты по поиску аксиона и его константы взаимодействия.

Оценка массы электронного, мюонного и тау-нейтрино производится с помощью анализа распада трития, пиона и тау-лептона, соответственно. На сегодняшний день получены следующие оценки масс:

- $m_{\nu_e} < 2.2 \text{ эВ}$  (из распада  ${}^3_1T \rightarrow {}^3_2He + e^- + \tilde{\nu}_e$ ),
- $m_{\nu_\mu} < 170 \text{ КэВ}$  (из распада  $\pi \rightarrow \mu\nu$ ),
- $m_{\nu_\tau} < 15.5 \text{ МэВ}$  (из распадов  $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$  и  $\tau^- \rightarrow 3\pi^-2\pi^+(\pi^0)\nu_\tau$ ).

Из этих оценок можно видеть, что ограничения, наложенные на дираковскую массу нейтрино, не противоречат предсказаниям теории.

Поиски безнейтринного двойного бета-распада дают оценки на массу порядка  $m_{\nu_e} < 0.33 \text{ эВ}$ . Первые результаты эксперимента Gerda (Gran-Sasso) дают оценку периода полураспада по этому каналу  $T_{\frac{1}{2}} > 2 \cdot 10^{25} \text{ лет}$ .

Данные, полученные из экспериментов по поиску нейтринных осцилляций, указывают на то, что иерархия масс нейтрино существенно отличается

от предсказанной, так как на разность масс были поставлены весьма жесткие ограничения. Таким образом, предлагаемая иерархия масс нейтрино не находит экспериментального подтверждения. Эксперименты по поиску аксиона и реакций с его участием также не дали положительных результатов. Например, анализ нейтринного сигнала в эксперименте SN1987A не подтвердил существования аксионов. Эти данные свидетельствуют о том, что аксион либо является «невидимой» частицей, что не позволяет ему взаимодействовать с известной материей, либо он не существует вовсе.

В рамках низкой шкалы нарушения симметрии поколений, доступной для проверки в экспериментах на ускорителях, с заметной вероятностью могут идти процессы с изменением аромата, такие как

$$\mu \leftarrow e\alpha, \quad \tau \leftarrow \mu\alpha, \quad K \leftarrow \pi\alpha, \quad B \leftarrow K(K^*)\alpha, \quad D \leftarrow \pi(\rho)\alpha. \quad (17)$$

Поиск архийонных распадов мезонов, барионов и обусловленных калибровочными «горизонтальными» бозонами эффектов FCNC в системах нейтральных  $K$ -,  $D$ - и  $B$ - мезонов дает возможность экспериментальной проверки модели горизонтального объединения, в частности, модели HND. Особенностью изучения таких процессов является то, что их эффекты должны наблюдаться с вероятностью, определяемой соответствием космологической модели этим эффектам, так как последние вытекают из тех же физических оснований, что и рассматриваемая модель. Это подчеркивает важность применения методов экспериментальной космомикрфизики в исследовании МГО [18].

## 6 Заключение

В данном реферате была описана модель горизонтального объединения в целом и ее реализация в области "низкой" шкалы нарушения симметрии. Эта модель, основанная на горизонтальной симметрии между поколениями фермионов, позволяет объяснить 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.

Стоит отметить, что ряд космологических и астрофизических 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.

МГО иллюстрирует подход, объединяющий космологию и физику элементарных частиц, являющийся важнейшей особенностью космомикрофизики. Детальная разработка ее «низкоэнергетического» базиса, может дать ценные рекомендации для выбора реалистических вариантов полной «теории всего», например, теории суперструн. Модель предлагает возможность детального изучения многопараметрического «скрытого» сектора теории частиц. Кроме того, на примере МГО показана схема проверки любого реалистичного многопараметрического сценария физики сверхвысоких энергий, когда комбинация косвенных эффектов, предсказываемых теорией, может обеспечить ее детальный анализ в случае, если прямая экспериментальная проверка невозможна.

## Список литературы

- [1] Хлопов М.Ю. Основы космомикрoфизики. Изд. 2-е. — М.: Едиториал УРСС, 2011. — 368 с.
- [2] Чкареули Дж. К. (1980). Письма ЖЭТФ. 32, 684.
- [3] Berezhiani Z.G. (1983). Phys. Lett. 129B, 99.
- [4] Бережiani З.Г., Сахаров А. С, Хлопов М. Ю. (1992). Ядерная физика. 55, 1918 [Sov. J. Nucl. Phys. 55, 1063].
- [5] Candelas P, Horovitz G. T., Strominger A., Witten E. (1985). Nucl. Phys. B258, 46.
- [6] Witten E. (1985). Nucl. Phys. B258, 75.
- [7] Narain K. S. (1986). Phys. Lett. 169B, 41.
- [8] Kawai H , Lewellen D., Tye S. H. H. (1986). Phys. Rev. Lett. 57, 1832.
- [9] Z.G.Berezhiani and M.Yu.Khlopov “Theory of broken gauge symmetry of families” Ядерная физика (1990) V.51, PP.1157-1170.
- [10] Glashow S. L., Weinberg S. (1977). Phys. Rev. D15, 1958
- [11] Peccei R .D ., Quinn H .R. (1977a). Phys. Rev. Lett. 38, 1440. 537.
- [12] Kofman L .A ., Linde A. D. (1987). Nucl. Phys. B282, 555
- [13] Сахаров А. С., Хлопов М. Ю. (1993). Ядерная физика. 56, 220 [Sov. J. Nucl. Phys. 56, 412].
- [14] Harari A , Sikivie P. (1987). Phys. Lett. 195B, 361.
- [15] Сахаров А. С., Хлопов М. Ю. “The nonhomogeneity problem for the primordial axion field.” Ядерная физика (1994) V.57, PP. 514-516.
- [16] Abbot L. F., Sikivie P. (1983). Phys. Lett. B120, 133.
- [17] Davis R .L . (1986). Phys. Lett. 180B, 225.
- [18] Belotsky K. M., Khlopov M. Yu., Sakharov A. S., Shklyayev A. A., Sudarikov A. L. (1998). Gravitation and Cosmology. 4, Suppl., 70.