

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего  
профессионального образования  
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
Институт ядерной физики и технологий (ИЯФит)

КАФЕДРА №40

«Физика элементарных частиц»

РЕФЕРАТ НА ТЕМУ:

Модель горизонтального объединения – проблема решения на  
малой энергетической шкале  
(Model of Horizontal unification – problem of low scale solution)

Выполнил: Никифоров А.Г.

Группа: М18-115

Принял: д.ф.-м.н. Хлопов М.Ю.

Москва 2018

## Содержание

Введение.....	3
ГЛАВА 1. Калибровочная модель нарушения симметрии между поколениям	5
ГЛАВА 2. Ранняя Вселенная в модели горизонтального объединения .....	6
2.1. Динамика инфляции .....	6
2.2. Образование первичных черных дыр .....	7
ГЛАВА 3. Космология скрытой массы. Проблема решения на малой энергетической шкале.....	10
Заключение .....	14
Список использованных источников .....	15

## 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.

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. Равноправие между кварк-лептонными поколениями относительно сильного и электрослабого взаимодействий в значительной степени предполагает существование «горизонтальной» симметрии между этими поколениями.

Под действием этой симметрии левополяризованные кварки и лептонные компоненты преобразуются как  $SU(3)_H$  триплеты, а правополяризованные – как антитриплеты. Их массовый член преобразуется как  $3 \otimes 3 = 6 \otimes 3$  и, следовательно, может возникать только в результате нарушения горизонтальной симметрии.

Чтобы построить реалистическую модель нарушения горизонтальной симметрии, нужно ввести довольно широкий набор параметров. Но в модели с горизонтальным объединением параметров меньше, чем в реалистической модели без горизонтальной симметрии. Большинство этих параметров фиксируется экспериментальными данными о свойствах кварков и лептонов. К тому же, 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  $F > 10^5 \div 10^6$ , что делает их недоступными излучению на ускорителях даже в отдаленном будущем.

Модель удовлетворяет следующим условиям естественности:

1. Естественное подавление нейтральных токов с изменением аромата (FCNC)
2. Естественная горизонтальная иерархия.
3. Естественное решение в КХД проблемы  $CP$  – нарушения

Следствия из модели:

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.

Модель доступна проверке в сочетании таких тестов, как поиск массы нейтрино, поиск осцилляций нейтрино, изучение переходов  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$  и  $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$  поиск аксионных распадов.

## ГЛАВА 1. Калибровочная модель нарушения симметрии между поколениями

В расширении  $SU(2) \otimes U(1)$  модели электрослабого взаимодействия, которая предполагает локальную киральную симметрию  $SU(3)_H$  между поколениями фермионов, кварки и лептоны образуют следующие представления группы  $SU(2) \otimes U(1) \otimes SU(3)_H$

$$f_{L\alpha}: \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_{L\alpha} \left( 2 \quad \frac{1}{3} \quad 3 \right); \begin{pmatrix} \nu \\ l \end{pmatrix}_{L\alpha} (2 \quad -1 \quad \bar{3});$$

$$f_R^\alpha: u_R^\alpha \left( 1 \quad \frac{4}{3} \quad \bar{3} \right); d_R^\alpha \left( 1 \quad -\frac{2}{3} \quad \bar{3} \right); e_R^\alpha (1 \quad -2 \quad \bar{3}),$$

где  $SU(3)_H$ , индекс  $\alpha = 1, 2, 3$  указывает поколение.

Скаляры, которые нарушают горизонтальную симметрию, могут преобразовываться как  $SU(3)_H$  секстеты или триплеты. Все они должны быть синглетами по группе  $SU(2) \otimes U(1)$ , чтобы предотвратить нарушение электрослабой симметрии на масштабе нарушения  $SU(3)_H$ . Генерация реалистической массовой матрицы для кварков и лептонов требует по крайней мере 3 таких «горизонтальных» скаляра.

## ГЛАВА 2. Ранняя Вселенная в модели горизонтального объединения

### 2.1. Динамика инфляции

В сценарии инфляции, который реализуется в рамках модели горизонтального объединения, в качестве инфлатона используется хиггсовское поле  $\eta$ . В общем случае, вакуумное среднее  $\langle\eta\rangle$  определяет в модели горизонтального объединения подавление масс нейтральных фермионов (легких нейтрино) относительно заряженных фермионов

$$\frac{m_\nu}{m_f} \propto \frac{g_f \langle\phi^0\rangle}{G_\eta \langle\eta\rangle} \quad (1)$$

Потенциал хиггсовского поля:

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

где  $f$  – энергетический масштаб спонтанного нарушения глобальной симметрии. Это означает, что простейшая реализация горизонтальной симметрии соответствует простейшему сценарию хаотической инфляции.

Таким образом, все сводится к инфляционной модели, с одиночным, медленно скатывающимся скалярным полем с заданным потенциалом. Это означает, что простейшая реализация горизонтальной симметрии соответствует простейшему сценарию хаотической инфляции, и зафиксированием параметров потенциала инфлатона в период генерации флуктуаций микроволнового фона для 60-го e-фолдинга, можно ограничить плотность энергии инфлатона в период окончания инфляции. Используя этот потенциал, можно рассчитать амплитуду возмущения плотности  $\delta_H(k)$ . Для моделей с плоскими спектрами и незначительными гравитационными волнами, соответствующих моделям горизонтального объединения,

соответствующий результат был получен в COBE  $\delta_H \cong 1.7 \cdot 10^{-5}$ . Также можно оценить значение хаббловской постоянной в период окончания инфляции  $H_{end}$ , для широкого диапазона вакуумных средних  $f$ , которая составит  $H_{end} \cong 1.8 \cdot 10^{-7} m_{pl}$ .

## 2.2. Образование первичных черных дыр

Зельдович и Новиков в 1967 и Хокинг в 1971 годах показали, что формирование черной дыры малой массы в принципе возможно (меньше предела Чандрасекара), при воздействии достаточно высокого значения давления [1,2]. Нужные для этого условия могли иметь место, однако, только в очень ранней вселенной. Силы притяжения могут локально остановить расширение части вещества и обратить его в коллапс, если «самогравитация» вещества превышает его внутреннюю энергию:

$$\frac{GM^2}{R} \approx G\rho^2 R^5 \geq pR^3 \quad (3)$$

В эру доминирования излучения  $p \approx \rho c^2$ , потому вышеприведенное условие равносильно  $GM/c^2 \geq R$ , где  $R$ - размер неоднородности. Тогда формируется первичная черная дыра массы  $M$ .

Анализируя образование первичных черных дыр (ПЧД) в ранней вселенной, можно оценить поведение спектра возмущений плотности энергии в ультрафиолетовой области. Вероятность того что ПЧД сформируется, для диапазона масс  $M$ , определяется хвостом гауссовского распределения флуктуаций плотности, она определяет долю полной плотности, которая переходит в ПЧД с массой  $M$ .

$$\beta_0(M) \approx \delta(M) \exp \left\{ -\frac{\gamma^2}{2\delta^2(M)} \right\}. \quad (4)$$

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

$$M \approx \gamma^{\frac{3}{2}} \frac{t}{t_{Pl}} m_{Pl} \quad (5)$$

Для ранней Вселенной обычно  $\gamma$  берут равным  $1/3$ , что соответствует уравнению состояния на радиационно-доминированной стадии. В пылевой стадии, которой соответствует уравнение состояния  $p = 0$ , флуктуации плотности растут и образуют гравитационно связанные объекты. Тогда доля полной плотности, переходящая в ПЧД, зависит от вероятности сжатия этих объектов под шварцшильдовский радиус. Прямоу коллапсу ПЧД в период образования соответствует минимальная вероятность, которая составляет:

$$\beta(M) \approx 2 \cdot 10^{-2} \delta(M)^{\frac{13}{2}} \quad (6)$$

Эта вероятность верна для образования ПЧД с массой в диапазоне  $M_1 \leq M \leq M_{max}$  ( $M_1$  – масса внутри космологического горизонта на момент  $t_1$  и  $M_{max}$  – масса объекта, обособляющая от расширения непосредственно при  $t_2$ ), если пылевая стадия происходит в период  $t_1 < t < t_2$ .  $M_{max}$  дается неявно выражением:

$$M_{max} = [\delta(M_{max})]^{3/2} \frac{t_2}{t_{pl}} m_{pl}. \quad (7)$$

Инфляционная модель предполагает, что после окончания хаотической инфляции возможно возникновение мягкого уравнения состояния в период разогрева, и идут осцилляции инфляционного поля вокруг минимума потенциала, начиная со времени  $t_1 = H_{end}^{-1}$ . Сам разогрев происходит за счет



трения, возникающего при взаимодействии скалярного инфлатонного поля с другими частицами, при котором кинетическая энергия колебаний поля переходит в фоновое излучение. Процесс разогрева завершается при распаде инфлатона и определяется шириной распада

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

По окончании инфляции, начинается пылевая стадия, с момента времени  $t_1$ , и продолжается до завершения разогрева Вселенной в момент времени  $t_2 = \Gamma_{\eta}^{-1}$ , когда скалярное поле быстро распадается на релятивистские частицы.

Вероятность образования ПЧД находим, подставляя значение  $\delta_H$  в уравнение (6), которая приводит к незначительному эффекту их существования и испарения. Для внутренней согласованности модели горизонтального объединения требуется ввести ограничение на образование ПЧД, которая гарантирует правильную структуру массовой матрицы фермионов, генерируемой дираковским механизмом «see-saw»

$$G_{\eta}f \leq G_F^{(n)} \langle \xi^{(n)} \rangle, \quad (9)$$

где  $G$  – константы взаимодействий,  $\xi$  – вакуумные средние горизонтальных скаляров. 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 пылевой стадии. Для ее решения берут  $f = m_{pl}$ , что приводит к длительной постинфляционной пылевой стадии, или вводят комплексное инфлатонное поле, для которого потребуется ввести неминимальную модель аксиона.

Следовательно, решение данной проблемы в модели горизонтального объединения требует более сложного многопараметрического космологического сценария.

ГЛАВА 3. Космология скрытой массы. Проблема решения на малой энергетической шкале.

В случае нарушенной симметрии поколений «see-saw» механизм генерации массы нейтрино дает иерархию масс, обратную по отношению к иерархии нарушения горизонтальной симметрии.

Масса обычного легкого нейтрино обратно пропорциональна майорановской массе тяжелого партнера

$$m_\nu \propto M_N^{-1}$$

Иерархия майорановских масс нейтрино схожа с иерархией масс обычных лептонов и кварков:

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} \sim m_e : m_\mu : m_\tau \quad (14)$$

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 в поисках осцилляций нейтрино накладывают верхние пределы на отклонения отношений масс нейтрино от строгой пропорциональности соответствующим отношениям масс заряженных лептонов. При больших углах смешивания, например, близких к случаю максимального смешивания, соотношение пропорциональности (14) сильно искажается.

Для секстетного представления горизонтальных хиггсовских полей массовые матрицы нейтрино недиагональны и возможны распады тяжелых нейтрино  $\nu_H$  на легкие нейтрино  $\nu_L$  и архиноны с временем жизни

$$\tau(\nu_H \rightarrow \nu_L + \alpha) = \frac{16\pi}{g_{HL}^2 m_H} \quad (15)$$

где

$$g_{HL}^2 = g_{\nu_H \nu_L} = \frac{m_{HL}}{\vartheta_{PQ}} \quad (16)$$

$m_{HL}$  — соответствующий недиагональный элемент массовой матрицы нейтрино.

Совокупность космологических и астрофизических ограничений оставляют два интервала энергий, где может быть разрешена данная модель ( $\vartheta_{PQ} \sim 10^{10}$  ГэВ,  $\vartheta_{PQ} \sim 10^6$  ГэВ). Для малой шкалы нарушения симметрии поколений  $\vartheta_{PQ} \sim 10^6$  ГэВ, предсказываемый эффект майорановской массы нейтрино весьма близок к современной чувствительности поисков двойного безнейтринного распада. С другой стороны, предсказываемые в модели с «низкой» шкалой значения разности квадратов масс нейтрино находятся в резком противоречии с этими параметрами, определенными из экспериментальных указаний на наличие нейтринных осцилляций в экспериментах SNO, KamLAND, K2K и SuperKamiokande. В оставшейся области,  $\vartheta_{PQ} \sim 10^{10}$  GeV, аксионный вклад в плотность оказывается недостаточным для общей плотности скрытой материи. Эти результаты привели к опровержению модели, придав основанному на этой модели космологическому сценарию исключительно иллюстративный характер. При больших  $\vartheta_{PQ}$  аксионное поле должно доминировать во Вселенной. Доминантность стабильных массивных нейтрино соответствует меньшим  $\vartheta_{PQ}$ . И, наконец, самым низким допустимым значениям этого параметра

соответствуют космологические модели с массивным нестабильным нейтрино.

В рамках модели горизонтального объединения, непрерывно изменяя фундаментальный физический параметр  $\vartheta_{PQ}$ , мы получаем плавный переход от доминантности одной формы скрытой массы к доминантности другой такой формы во Вселенной. Модель позволяет сделать определенные предсказания для каждого типа скрытой массы, исходя из комбинации космологических, астрофизических и физических ограничений. В общем случае, имеется шесть различных сценариев скрытой массы, которые могут реализоваться в рамках МГО.

Модель смешанной скрытой массы CDM + HDM рассматривается как довольно естественное решение в космологии горизонтального объединения, т.к. диапазон для  $\vartheta_{PQ}$  практически совпадает с интервалом, соответствующим аксионной холодной скрытой массе.

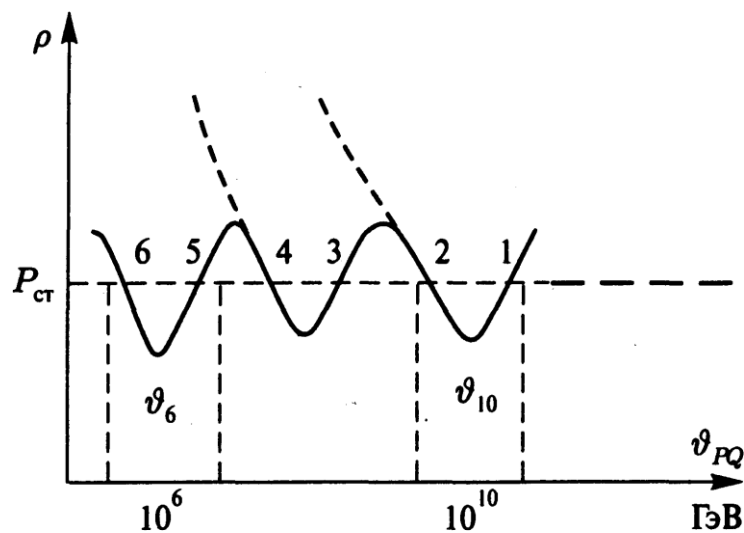


Рис. 1. Набор сценариев скрытой массы в модели горизонтального объединения, определяемых шкалой нарушения горизонтальной симметрии

Область смешанной скрытой массы CDM и HDM на рисунке указанная под номером 1 и 2 соответственно.

Нетривиальный эффект, предсказываемый МГО, — это перколяция структуры архиолей, которая может быть желательна в модели CDM для улучшения ее согласия с наблюдательными данными по крупномасштабной структуре. Второе решение предлагает более нетривиальную возможность для образования крупномасштабной структуры. HND сценарии 5 и 6 комбинируют привлекательные особенности HDM, CDM и UDM моделей. Это делает HND сценарии привлекательным нетривиальным примером для разработки детальных моделей образования космологической крупномасштабной структуры и сравнения предсказаний таких моделей с астрономическими данными.

## Заключение

В данном реферате была описана модель горизонтального объединения. 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 архидона, обуславливающего существование нейтральных токов с изменением аромата (FCNC) и появлению майорановской массы нейтрино.

## Список литературы

1. Zel'dovich Y. B., Novikov I. D. The hypothesis of cores retarded during expansion and the hot cosmological model //Soviet Astronomy. – 1967. – Т. 10. – С. 602.
2. Hawking S. Gravitationally collapsed objects of very low mass //Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1971. – Т. 152. – №. 1. – С. 75-78.
3. Kofman L. A., Linde A. D. Generation of density perturbations in inflationary cosmology //Nuclear Physics B. – 1987. – Т. 282. – С. 555-588.
4. Сахаров А. С., Хлопов М. Ю. (1993). Ядерная физика. 56, 220 [Sov. J. Nucl. Phys. 56, 412].
5. Сахаров А. С., Хлопов М. Ю. (1994 а). Ядерная физика. 57, 514 [Phys. Atomn. Nucl. 57, 485].