

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ЯДЕРНЫЙ УНЕВЕРСИТЕТ «МИФИ»  
(НИЯУ МИФИ)

УДК 539

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
Кинетика процессов образования составной скрытой  
массы в ранней Вселенной.

Руководитель НИРС  
д-ф.-м.н

\_\_\_\_\_

подпись

Хлопов. М.Ю.

Студент гр. М20-  
115

\_\_\_\_\_

подпись

Сосновский А.В.

Москва 2020

## Содержание

<b>Введение .....</b>	<b>3</b>
<b>Скрытая масса .....</b>	<b>4</b>
<b>Первичная постановка.....</b>	<b>7</b>
<b>Заключение.....</b>	<b>8</b>
<b>Список используемых источников.....</b>	<b>9</b>

## Введение

Скрытая масса - форма материи, проявляющая себя только в гравитационных взаимодействиях и не наблюдаемая напрямую. Широко распространено мнение, что скрытая масса, соответствующая 25% общей космологической плотности, небарионна и состоит из новых стабильных частиц. Можно сформулировать набор условий, при которых новые частицы могут рассматриваться в качестве кандидатов в скрытую массу: они должны быть стабильными, насыщать измеренную плотность скрытой массы и отделяться от плазмы и излучения по крайней мере, до начала стадии преобладания материи. Самый простой способ выполнить эти условия - задействовать нейтральные слабовзаимодействующие частицы. Однако это не единственное решение проблемы скрытой массы с помощью физики элементарных частиц.

Адронная скрытая масса (HDM) - один из естественных вариантов сценария сильно взаимодействующей скрытой массы. Наиболее популярные кандидаты - слабовзаимодействующие массивные частицы (WIMP) - пока не обнаружены.

Целью данной НИРС является обзор научных статей и ознакомление со спецификой поиска скрытой массы и сопутствующие расчеты.

Задачи:

- Анализ основных положений WIMP.
- Поиск решений для начальной постановкой задачи

# 1 Скрытая масса.

Термин скрытая масса был введен для теоретического объяснения проблемы скрытой массы в эффектах аномально высокой скорости вращения внешних областей галактик и гравитационного линзирования. Проблема скрытой массы состоит из двух частей:

- астрофизической, то есть противоречия наблюдаемой массы гравитационно связанных объектов и их систем, таких, как галактики и их скопления, с их наблюдаемыми параметрами, определяемыми гравитационными эффектами.
- космологической — противоречия наблюдаемых космологических параметров полученной по астрофизическим данным средней плотности Вселенной.

В сценарии с тяжелым HDM новые адроны состоят из нового тяжелого стабильного кварка  $Q$  и легкого стандартного кварка  $q$ . Новые кварки обладают стандартным сильным (типа КХД) взаимодействием и вместе со стандартными кварками образуют мезонное  $M = (qQ)$  и фермионное  $F_1 = (qqQ)$ ,  $F_2 = (qQQ)$ ,  $F_3 = (QQQ)$  составные состояния. Новые тяжелые кварки возникают при расширении синглетного кварка, хирально-симметричных моделях, и расширении Стандартной модели с 4-м поколением. Основные свойства новых тяжелых адронов и их феноменология изложены в работах. В этих работах подчеркивалось, что отталкивающий характер взаимодействия DM-нуклон позволяет избежать жестких космохимических ограничений на относительную концентрацию аномального водорода и гелия. В работе [1] кратко представлена теоретическая основа сценария HDM, которая строится в рамках расширения с синглетным кварком и кирально-симметричной модели.

Минимальное описание лагранжиана расширения SM новыми стабильными кварками выглядит следующим образом:

$$L = L^{SM} + L^Q, \quad (1)$$

где  $L^Q$  описывает взаимодействие новых кварков  $Q$  с калибровочными бозонами. В случае синглетного кварка  $Q_s$  лагранжиан определяется стандартным образом. Хирально-симметричное расширение SM имеет дополнительный набор верхних и нижних кварков с антисимметричной (по отношению к стандартной) хиральной структурой.

В настоящее время есть по крайней мере два основных кандидата на роль тяжелых стабильных кварков и лептонов:

(а) четвертое поколение тяжелых кварков и четвертое поколение тяжелых нейтральных лептонов (нейтрино) (с массой выше половины  $Z$ -бозона);

(б) «Sinister» тяжелый кварк Глэшоу и семейство тяжелых заряженных лептонов.

Естественное расширение Стандартной модели приводит феноменологию гетеротической струны, предсказанию четвертого поколения

кварков и лептонов со стабильным массивным 4-м нейтрино. В статье [2] рассматривается гипотеза, объясняющая разницу между тремя известными типами нейтрино и нейтрино 4-го поколения.

Однако очень новая калибровочная модель Глэшоу «Sinister»  $SU(3) \times SU(2) \times SU(2)' \times U(1)$  (Glashow 2005) предлагает еще одну возможную реализацию для поколений тяжелых кварков - лептонов. Три Тяжелых поколения терафермионов связаны с легкими фермионами посредством трансформации  $CP'$ , связывающей легкие фермионы с зарядовыми конъюгатами их тяжелых партнеров и наоборот. Нарушение  $CP'$  симметрии делает терафермионы намного тяжелее их легких партнеров. Структура масс терафермионов такая же, как и для световых поколений, но все массы умножаются на один и тот же множитель  $S = 10^6 S_6 \sim 10^6$ . Строгое сохранение  $F = (B - L) - (B' - L')$  предотвращает смешивание заряженные терафермионы легкими кварками и лептонами. Терафермионы не участвуют в электрослабом взаимодействии  $SU(2)$  и не вносят вклад. При такой реализации новые тяжелые нейтрино ( $N_i$ ) приобретают большие массы, и их смешивание с легкими нейтрино обеспечивает «качели» механизма генерации дираковской массы легких нейтрино. В модели «Sinister» тяжелое нейтрино нестабильно. Напротив, в этой схеме  $E^-$  - легчайший тяжелый фермион и он абсолютно устойчив. Если самый легкий  $Q$  кварк 4 поколения не смешивается с легкими кварками 3 поколения, он может распадаться только на лептоны 4 поколения из-за взаимодействий типа GUT, что делает его достаточно долгоживущим. Если его время жизни превышает возраст Вселенной, первичные адроны  $Q$ -кварка, а также тяжелые лептоны должны присутствовать в современном веществе.

В модели (Glashow 2005) свойства фермионов тяжелого поколения фиксировались их дискретной  $CP'$  симметрией с легкими фермионами. Согласно этой модели тяжелый кварк  $U$  и тяжелый электрон  $E$  стабильны и могут образовывать нейтральный наиболее вероятный и стабильный (в то же время быстро исчезающий)  $(UUUEE)$  «атом» с  $(UUU)$  адроном в качестве ядра и двумя  $E - s$  в качестве «электронов».

Рассмотрим процессы первичного нуклеосинтеза в ранней вселенной. Предполагает, что в ранней вселенной при температуре больше массы  $U$  кварка. ( $T > m_U$ ) была горячая плазма, находящаяся в равновесие с излучением. Все сорта частиц, присутствовавшие в этот момент времени, имели ту же температуру и находились в равновесии. Условие равновесия гласит, что скорость процессов аннигиляции или рождения должна быть больше скорости расширения:

$$n\sigma v > \Gamma \quad (2)$$

где  $\Gamma$  — скорость расширения пропорциональна постоянной Хаббла,  $v$  — относительная скорость,  $\sigma$  — сечение прямой реакции. Если условие равновесия выполняется в ранние времена, то и концентрации частиц будут большие. Распределение по составу частицы оно обеспечивается просто статистическим весом каждого типа частиц (кварки, глюоны, лептоны).

Когда температура падает ниже массы  $U$  кварка, если условие равновесия выполняется, то устанавливается бoльцмановское распределение, которое подавляет их концентрацию по экспоненциальному закону:

$$\langle n \rangle = e^{-\frac{m_U}{T}} \quad (3)$$

где  $m_U$  – масса  $U$  кварка,  $\langle n \rangle$  – относительная концентрация. При нарушении этого условия экспоненциальное распределение больше не обеспечивается, относительная концентрация перестаёт резко убывать. В момент смены закона во концентрации частиц в первичном нуклеосинтезе называется закалка. В момент закалики образуется пары  $U\bar{U}$ .

Следующий период пока температура больше, чем  $\alpha^2_{\text{QCD}}$  на массу  $U$  кварка, веществу в плазме не выгодно собирать в дикварковые (мезоны) в трёхкварковые системы (фермионы). Уравновешены скорости образования таких связанных систем и время расщепления способствуют образованию систем  $UU$  с последующим испусканием глюона:



Однако обратная реакция, так же будет происходить до тех пор, пока есть избыток глюонов и система находится в равновесии.



Равновесие нарушается при увеличении температуры. В работе [2] исследованы эти состояния это для специального случая терачастиц с избытком  $U$  теракварков. В дальнейшем необходимо пересчитать на случай одинакового количества терачастиц.

В статье [1] не рассматривается образование терачастиц. В этой статье не рассматриваются процессы, которых в ранней вселенной образуются связанные теракварки.

На этап когда  $T < \alpha^2_{\text{QCD}} m_U$ , теракварки начинают образовывать пары  $UU$  и  $UUU$  ( $UU+U \rightarrow (UUU)$ ). С другой стороны, будет более эффективно образовываться кварконию (чармониево, позитрониево) подобные частица (частиц античастиц). Связываются они не в привычном рассмотрении электромагнитным, а глюонным, куллоновским полем  $U\bar{U}$ . Тогда эта система распадается на более легкие кварки или пары глюонов. Система не стабильна, появляется канал дополнительной аннигиляции для рассмотренных систем.

После закалики какого-то количества  $U\bar{U}$ , при снижении температуры до порядка  $\alpha^2_{\text{QCD}} m_U$  и ниже, начинают образовываться дикварки, а пары  $U\bar{U}$  до аннигилируют. Получаются сложные системы кинетических уравнений, связанный с тем, что с одной стороны идет процессы образования ди кварков и тройные системы.

## 2 Первичная постановка.

В нашей равновесной системе образование  $U$  и  $\bar{U}$  происходит с одинаковым сечением. Необходимо разобрать вопрос как  $UU$  аннигилируют с  $\bar{U}$ , и  $\bar{U}\bar{U}$  с  $U$ . Кварконий может аннигилировать значительно быстрее, чем вероятность обратной реакции. Для закалки дикварки нужно опустить температуру ниже  $\alpha^2_{\text{QCD}}m_U$ , для стабилизации концентрации свободных глюонов.

Для оценки образования ди кварков и тройных систем используется предположении принцип детального равновесия и формулы Саха. Условия для применимости. Кинетика повторяется. Генерация и эволюция скрытой массы в различных формах.

Статистическое описание равновесных состояний может быть выполнено с использованием предположения о том, что в равновесной термодинамической системе два любых противоположно направленных процесса должны компенсировать друг друга. Если указанное предположение не выполняется, то это приведет к возникновению в системе упорядоченных движений или процессов, и ее состояние станет неравновесным.

Требование взаимной компенсации двух любых противоположно направленных процессов можно выразить в виде принципа детального равновесия:

В равновесной термодинамической системе вероятности протекания прямого и обратного процессов одинаковы.

Уравнения Саха для реакций (4) и (5):

$$\frac{n_U n_{\bar{U}}}{n_g n_{(UU)}} = \exp\left(-\frac{I_{U2}}{T}\right) \quad (6)$$

$$\frac{n_U n_{\bar{U}}}{n_g n_{(UU)}} = \exp\left(-\frac{I_{U3}}{T}\right) \quad (7)$$

При  $T \approx 0.5$  ГэВ доля свободных  $U$ -кварков и  $(UU)$  дикварков начинает уменьшаться, что определяется системой кинетических уравнений. Решение этих уравнений для свободных  $U$  и  $(UU)$  требует разработки специальной системы уравнений и их соответствующей численной обработки. Однако точный результат для рассматриваемого набора реакций не так важен, так как он может быть сильно модифицирован и размыт последовательными процессами адронной рекомбинации.

## Заключение.

Введением новых тяжелых кварков, мы только расширяем стандартную модель (СМ) и получаем новые тяжелые адроны. Вся остальная материя описывается в рамках СМ, а наша задача описать основные свойства гипотетических адронов (мезонов и барионов) и показать, что легчайший нейтральный такой адрон может интерпретироваться как кандидат на ТМ. Рассмотрение сценариев расширения СМ с синглетным кварком, т.е. он не участвует в  $SU(2)$ -взаимодействии, но обладает стандартной  $U(1)$  и  $SU(3)$  симметриями является перспективным.  $U(1)$  симметрия приводит к взаимодействию синглетного кварка с полем фотонов и  $Z$ -бозонов, т.е. к электромагнитной и нейтральной части слабого взаимодействия (взаимодействий с заряженными бозонами  $W$  нет).  $SU(3)$  симметрия приводит к стандартному сильному взаимодействию с кварками всех типов.

В модели О-Гелия отсутствие проявления скрытой массы объясняется тем, что возбуждение от столкновения допустим с  $2s$  на  $1s$  снимается рождением электрон-позитронной пары, а не испусканием фотонов. Тогда такое столкновение является источником не релятивистских позитронов, которые образуются с электронами вещества образующий позитроний.

В статье [2]. Общий случай это антисимметричный. В дальнейшем предполагается исследовать симметричный случай.



## Список используемы источников

1. V. Kuksa, V. Beylin «Strongly Interacting Massive Particles (SIMP)» (2020). [Version November 6, 2020 submitted to Journal Not Specified]
2. D. Farfion, M. Yu. Khlopov « TERA-LEPTONS SHADOWS OVER SINISTER UNIVERSE» (2018), arXiv: 0507087v1 [hep-ph]
3. Belotsky K.M., Khlopov M.Yu., Shibaev K.I., 2000, Gravitation and Cosmology 6, Suppl., 140.
4. Belotsky K.M., Khlopov M.Yu., 2001, Gravitation and Cosmology 7, 189.
5. Belotsky K.M., Khlopov M.Yu., 2002, Gravitation and Cosmology 8, Suppl., 112.
6. Belotsky K.M.,Fargion D., Khlopov M.Yu.,Konoplich R.V., Ryskin M.G., Shibaev K.I., (2004), hep-ph/0411271
4. Electron-to-photon fake rate measurements - Supporting documentation for the paper Photon identification in 2015+2016 ATLAS data [Text] / S. Manzoni [et al.]. - tech.rep. ATL-COM-PHYS-2017-1277. - CERN, 2017. - (<https://cds.cern.ch/record/2280801>).