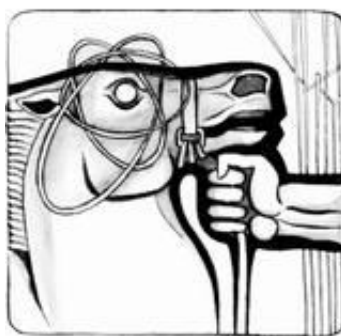


ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ “МИФИ”



**МИФИ**

Реферат  
по космомикрофизике  
"Зеркальный мир с  $m_p = m_n$ "

Выполнил:  
Студент группы Т9-40  
Беляев Н.Л.  
Преподаватель:  
Хлопов М.Ю.

Москва, 2013 г.

# СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	3
2. Описание модели	4
3. Физическая картина эволюции зеркального мира	8
(a) Лептонная эпоха	8
(b) Эпоха нуклеосинтеза	9
(c) Кинетика нуклеосинтеза	11
4. Заключение	14
5. Ссылки и используемая литература	15

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Современные астрономические наблюдения дают очень весомые аргументы в пользу существования тёмной материи [1]. Одной из гипотез, дающей возможность объяснить природу тёмной материи, является гипотеза о существовании зеркального мира. Первой теоретической работой, рассматривающей нарушение Р-чётности, была работа Ли и Янга [2], опубликованная в 1956 году. Кроме того, в ней впервые была рассмотрена возможность существования зеркальных партнёров обычных частиц. Основой для этой идеи послужило предположение о нарушении Р-чётности. Существование зеркальной материи позволяло компенсировать нарушение Р-чётности обычного мира. Экспериментально нарушение Р-чётности было обнаружено на опыте Ву в 1957 году [3]. После этого Лев Ландау в 1957 году выдвинул гипотезу о строгом сохранении СР-чётности [4] и высказал предположение о том, что на роль зеркальных частиц могут претендовать античастицы обычного мира. Однако открытие распада  $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  Кристенсоном и др. [5] опровергло гипотезу Ландау о строгом сохранении СР-чётности. Однако позже предпринимались попытки “сохранить” СР-чётность. В 1965 году Нишиджима и Саффури выдвинули гипотезу “теневой” Вселенной [6]. Согласно этой гипотезе, распад  $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  принадлежал не СР-нечётному  $K_2^0$ -мезону, а СР-чётному “теновому”  $K_1^0$ -мезону, в который в вакууме переходил обычный  $K_1^0$ . Таким образом СР-симметрия сохранялась. Но вскоре было показано [7], что данная гипотеза противоречит нейтринным экспериментам ввиду того, что “теновые”  $K_1^0$ -мезоны должны были проникать сквозь защиту детектора и распадаться в нейтринном детекторе на два пиона. Однако таких событий на эксперименте не наблюдалось.

В 1966 году И.Ю. Кобзарев, Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук опубликовали статью [8], в которой было показано, что зеркальные частицы не могут участвовать в обычных сильных и электромагнитных взаимодействиях. Общее слабое взаимодействие между зеркальными и обычными частицами было также исключено после открытия Z-бозона и измерения ширины его распада. Поэтому наиболее простым способом устранить данное противоречие является расширение калибровочной группы Стандартной Модели, например, до группы  $[U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)] \otimes [U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)]_M$ , либо подобной ей. Главной особенностью данной группы является отсутствие обычного электромагнитного, сильного и слабого взаимодействий а зеркальном мире. В этом случае возникают также и зеркальные калибровочные бозоны. Если зеркальные частицы существуют, то они в любом случае взаимодействуют с обычными частицами гравитационно. Другие возможности построить перенормируемые взаимодействия двух секторов сильно ограничены. В частности, это смешивание нейтрино [9], взаимодействие бозонов Хиггса:  $L_{int} = \eta(H^+H^-)(H'^+H'^-)$  [10] и смешивание калибровочных бозонов:  $L_{int} = \epsilon F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$  [11]. Однако константы всех этих типов взаимодействий должны быть малы. Для наблюдателя из обычного мира скопления зеркальной материи выглядели бы как пустоты в пространстве, но, тем не менее, он мог бы ощущать гравитационное поле, которое создаёт зеркальная материя.

Кроме того нужно заметить, что если сценарий зеркального мира действительно реализуется, то в нашей Солнечной системе зеркальной материи намного меньше, чем обычной материи. Поскольку из зеркальной материи должны формироваться макрообъекты, наличие хоть сколько-нибудь значительного количества зеркальных частиц в нашей Солнечной системе практически не осталось бы незамеченным (однако не исключена возможность существования

зеркальной планеты внутри Солнца [12]). Значит, если зеркальные частицы и присутствуют во Вселенной, то они находятся за пределами Солнечной системы (либо внутри Солнца, как уже было замечено). Свойства таких макрообъектов определяются параметрами модели зеркального мира.

Целью данного реферата является рассмотрение зеркального мира, в котором массы протона и нейтрона равны. Также будет сделан вывод о некоторых свойствах макрообъектов из зеркальных частиц.

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Практически все элементарные частицы в зеркальном мире, так же как и в обычном, являются массивными. В частности, массивными являются протон и нейтрон (однако масса адронов определяется также масштабом конфайнмента). Измерения масс обычных протона и нейтрона, проведённые на сегодняшний день, дают для них следующие значения [13].

$$m_p = 938.272046(21) \frac{MeV}{c^2}$$

$$m_n = 939,565378(21) \frac{MeV}{c^2}$$

Тот факт, что массы протона и нейтрона в мире обычных частиц не равны друг-другу, имеет далеко идущие последствия. В противном случае физическая картина мира была бы совершенно иной. В данной работе будет рассматриваться модель зеркального мира, в котором  $m_p = m_n$ .

Поскольку модель зеркального мира предполагает существование партнёра для каждой частицы обычного мира, то данная модель содержит следующие зеркальные частицы:

- 6 лептонов (3 поколения по 2 частицы с зарядами  $-e$  и  $0$  соответственно) и 6 антилептонов
- 6 кварков (3 поколения по 2 частицы с зарядами  $-\frac{1}{3}e$  и  $+\frac{2}{3}e$  соответственно) и 6 антикварков
- 12 калибровочных бозонов (8 глюонов, 3 бозона слабого взаимодействия и 1 фотон)
- 1 бозон Хиггса

Фундаментальные фермионы второго и третьего поколений нестабильны и распадаются на фундаментальные фермионы первого или второго поколений. Материя состоит из частиц первого поколения, а частицы второго и третьего поколений рождаются только при больших плотностях энергии. Масса нейтрино любого сорта на много порядков меньше массы любого из лептонов или кварков. За наличие масс у всех элементарных частиц отвечает механизм Хиггса (свой вклад в массу адронов также вносит и механизм конфайнмента). Частицы зеркального мира могут взаимодействовать с частицами обычного мира с помощью гравитационного взаимодействия. Также возможно кинетическое смешивание калибровочных бозонов ( $L_{int} = \epsilon F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$ ), взаимодействие бозонов Хиггса ( $L_{int} = \eta(H^+ H^-)(H'^+ H'^-)$ ) и смешивание нейтрино. Так как разность масс протона и нейтрона в нашей модели равна нулю, то обе эти частицы будут стабильными в свободном состоянии (бета-распад запрещён законом сохранения энергии). Находясь внутри ядер, нейтрон и протон также будут стабильными и не смогут переходить друг в друга.

Природа инфляции и бариогенезиса может быть описана механизмами, выходящими за рамки данной работы. В то же время, в рамках модели зеркального мира можно сделать предположение о наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной: если среди материи обычного мира преобладают частицы с положительным барионным зарядом, то среди зеркальной материи могут преобладать частицы с отрицательным барионным зарядом. Барионная асимметрия является следствием выполнения условий Сахарова в ранней Вселенной.

Для объяснения природы тёмной материи в зеркальном мире с симметричными начальными условиями нуклоны должны быть в  $\sim 4 \div 5$  раз тяжелее, возможно, за счёт другого масштаба конфайнмента. Рассмотрим этот вопрос более подробно. Как известно, константы фундаментальных взаимодействий имеют разное значение на разных энергетических масштабах. Так, например, константа электромагнитного взаимодействия при низких энергиях ( $E \ll 1$  МэВ) примерно равна  $\alpha_{em} \approx \frac{1}{137}$ , в то время как при энергиях порядка 200 МэВ она становится равной  $\alpha_{em} \approx \frac{1}{127}$ . Причина данного эффекта заключается в следующем. Константы фундаментальных взаимодействий определяют значения вершин, характерных для каждого конкретного типа взаимодействий. Например в КЭД вершиной, пропорциональной константе связи электромагнитного взаимодействия, является вершина  $e \rightarrow e + \gamma$ . На низкоэнергетическом масштабе данная вершина имеет вид, показанный на Рис.1а. Однако с увеличением энергетического масштаба вклад в данную вершину начинают вносить дополнительные поправки, связанные с рождением и уничтожением виртуальных частиц (Рис.1б). Следовательно, и константа связи для этой вершины будет иметь другое значение.

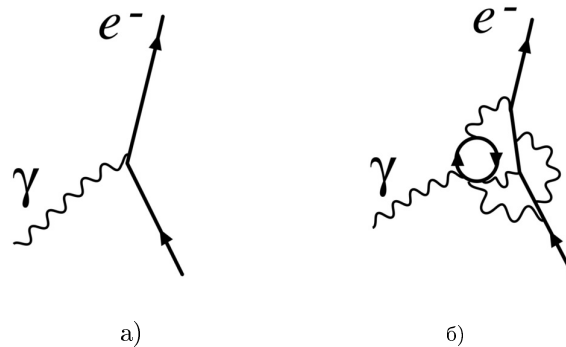


Рис.1 Вершина  $e \rightarrow e + \gamma$  на низком ( $E \ll 1$  МэВ) и высоком ( $E \gtrsim 1$  МэВ) энергетическом масштабе.

Математическим аппаратом, позволяющим проводить систематическое исследование изменений физических систем при рассмотрении этих систем на разных пространственных масштабах, является ренормгрупповой анализ. Суть его заключается в том, что перенормируемые теории для любого масштаба могут быть получены аналогично из теорий на любом другом, произвольном, масштабе при помощи группового преобразования. Более подробно данный метод описан, например, в статьях [14] и [15].

В рамках ренормгруппового анализа параметр связи теории  $g(\mu)$  описывается следующим уравнением.

$$g(\mu) = G^{-1}\left(\left(\frac{\mu}{M}\right)^d G(g(M))\right), \text{ где} \quad (3.1)$$

$G$  - некоторая скейлинговая функция,  $M$  - характерный масштаб теории,  $\mu$  - эффективный масштаб,  $d$  - некоторая константа. Эффективный масштаб  $\mu$  не фиксирован и может варьироваться для определения теории на каком-либо другом масштабе. Константы связи теорий и эффективные массы взаимодействующих частиц описываются с помощью  $\beta$  и  $\gamma$  - функций.

В случае КХД уравнения для этих функций имеют следующий вид.

$$\beta(\alpha_s) \equiv -\mu \frac{d\alpha_s}{d\mu} = \sum_{i=1}^{\infty} \beta_i \alpha_s^{i+1} \quad (3.2)$$

$$\gamma(\alpha_s) \equiv -\frac{\mu}{m} \frac{dm}{d\mu} = \sum_{i=1}^{\infty} \gamma_i \alpha_s^i, \text{ где} \quad (3.3)$$

$\alpha_s$  - константа сильного взаимодействия,  $m$  - эффективная масса кварков. Коэффициенты  $\beta_i$  и  $\gamma_i$  на 2006 год были вычислены вплоть до четвёртого порядка [10]. Коэффициенты  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  в КХД имеют вид [16]

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \frac{1}{4\pi}(11 - \frac{2}{3}N_f), \\ \beta_2 &= \frac{1}{(4\pi)^2}(102 - \frac{38}{3}N_f), \\ \gamma_1 &= \frac{1}{4\pi} \cdot 4, \\ \gamma_2 &= \frac{1}{(4\pi)^2} \left( \frac{202}{3} - \frac{20}{9}N_f \right), \end{aligned} \quad (3.4)$$

где  $N_f$  - количество ароматов кварков, рождающихся на данном энергитическом масштабе.

В зависимости от энергитического масштаба необходимо учитывать разное количество членов в разложениях (3.2) и (3.3). Однако в КХД, в отличие от КЭД, ситуация диаметрально противоположная: т.к.  $\beta$  - функция (как и  $\gamma$ ) является отрицательной, то для нахождения  $\alpha_s$  на низкоэнергитическом масштабе нужно учитывать большее число слагаемых в выражениях (3.2) и (3.3), чем на высокоэнергитическом. Это обстоятельство имеет непосредственный физический смысл: при низких энергиях кварки внутри адронов интенсивно взаимодействуют друг с другом посредством глюонов, а испускание глюонов кварками при высоких энергиях может, с большой точностью описываться вершиной  $q \rightarrow q + g$ . Например, чтобы вычислить значение константы сильного взаимодействия в однопетлевом приближении ( $\mu \gtrsim 300$  ГэВ), необходимо рассмотреть уравнение

$$-\mu \frac{d\alpha_s}{d\mu} = \beta_1 \alpha_s^2, \quad (3.5)$$

решение которого имеет вид

$$\alpha_s(\mu) = \frac{1}{\beta_1 \ln\left(\frac{\mu^2}{\Lambda^2}\right)}, \quad (3.6)$$

где  $\Lambda$  - константа, характеризующая масштаб конфайнмента. Данная константа может быть найдена из следующей задачи Коши

$$\begin{cases} -\mu \frac{d\alpha_s}{d\mu} = \beta_1 \alpha_s^2 + \beta_2 \alpha_s^3 \\ \alpha_s(M_z) = 0.119 \end{cases}, \quad (3.7)$$

где начальное условие  $\alpha_s(M_z) = 0.119$  получено экспериментально. Энергитический масштаб  $\mu \sim M_z$  требует использования двухпетлевого приближения в задаче (3.7).

Теперь рассмотрим подробнее уравнение (3.3). Оно может быть непосредственно проинтегрировано путём разделения переменных.

$$\int_{m(\mu_2)}^{m(\mu_1)} \frac{dm}{m} = \ln\left(\frac{m(\mu_2)}{m(\mu_1)}\right) = -\int_{\mu_1}^{\mu_2} \frac{\gamma(\alpha_s) d\mu}{\mu} = \int_{\alpha_s(\mu_1)}^{\alpha_s(\mu_2)} \frac{\gamma(\alpha_s)}{\beta(\alpha_s)} d\alpha_s \quad (3.8)$$

Окончательно получим

$$m(\mu_2) = m(\mu_1) \exp \left\{ \int_{\alpha_s(\mu_1)}^{\alpha_s(\mu_2)} \frac{\gamma(\alpha_s)}{\beta(\alpha_s)} d\alpha_s \right\} \quad (3.9)$$

Уравнение (3.9) содержит масштаб конфайнмента  $\Lambda$  и количество ароматов кварков, рождающихся на данном энергитическом масштабе. Полученное уравнение можно использовать для предсказания масс других зеркальных частиц, если известны массы кварков в каком-нибудь одном адронном состоянии. В данной работе известна масса протона и нейтрона, которая составляет 4.1 ГэВ. Таким образом  $m(\mu_1) = \frac{4.1}{3}$  ГэВ. Масштаб конфайнмента не может быть определён в рамках ренормгруппового анализа, для этого требуются дополнительные экспериментальные исследования. Таким образом есть два возможных варианта получения протонов и нейтронов с массов 4.1 ГэВ в рамках данной модели<sup>1</sup>.

1.  $\Lambda_m \neq \Lambda_o$ . Причины этого более фундаментальны и выходят за рамки ренормгруппового анализа. Однако, в этом случае, в рассматриваемой модели должно выполняться условие  $\Lambda_m > \Lambda_o$ .
2.  $\Lambda_m = \Lambda_o$ . В этом случае константа сильного взаимодействия может меняться за счёт  $N_f$ , что, в свою очередь, может быть вызвано либо смещением массовой шкалы токовых кварков либо присутствием новых кварковых поколений.

Некоторую информацию, связанную с масштабом конфайнмента в зеркальном мире, можно получить из сравнения рассматриваемой теории со Стандартной Моделью, используя однопетлевое ренормгрупповое приближение. На энергитическом масштабе  $\mu_o \approx 1$  ГэВ и  $\mu_m \approx 4.1$  ГэВ константы связи, определяемые уравнением (3.6), становятся порядка единицы. Тогда, используя (3.4), можно записать

$$\frac{\alpha_{sm}(\mu_m)}{\alpha_{so}(\mu_o)} = \frac{(11 - \frac{2}{3}N_o) \ln(\frac{\mu_o}{\Lambda_o})}{(11 - \frac{2}{3}N_m) \ln(\frac{\mu_m}{\Lambda_m})} \approx 1$$

Отсюда получаем, что при масштабе конфайнмента зеркального мира  $\Lambda_m \approx 1.35$  ГэВ число ароматов кварков, рождающихся на энергитическом масштабе  $\mu_m = 4.1$  ГэВ, должно быть равно двум. Таким образом массовые шкалы токовых кварков в обычном и зеркальном мирах будут различаться.

Теперь же обсудим проблему начальных условий.

Если начальные условия для обычной и зеркальной материи являются симметричными, то предположение о различии масс нуклонов обычной и зеркальной материи выглядит вполне естественным, так как доля наблюдаемой материи составляет порядка 5% массы Вселенной, а доля тёмной материи составляет порядка 22%.

Если же начальные условия для обычной и зеркальной материи были несимметричными, то причина различия между их вкладами в массу Вселенной становится очевидной. Большинство моделей зеркального мира, которые призваны объяснить природу тёмной материи, рассматривают именно несимметричные начальные условия.

<sup>1</sup>Далее использованы следующие обозначения:  $m$  — *mirror*,  $o$  — *ordinary*.

В данной работе рассматривается сценарий, в котором начальные условия являются симметричными, а массы зеркальных протонов и нейтронов равны 4.1 ГэВ. Избыток зеркальных барионов принят равным избытку обычных барионов.

Наиболее значимым космологическим следствием данной модели является объяснение природы тёмной материи, на роль которой претендует зеркальное вещество.

### 3. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА ЭВОЛЮЦИИ ЗЕРКАЛЬНОГО МИРА

В данной работе рассмотрение эволюции Вселенной начинается с лептонной эпохи.

#### ЛЕПТОННАЯ ЭПОХА ( $10^{-6}$ – $0.3$ сек)

Когда температура Вселенной упала ниже температуры адронизации ( $T_{hadr} \sim \Lambda$ ), цветные кварки и глюоны не могли больше находиться в свободном состоянии. Начала происходить адронизация - объединение цветных частиц в бесцветные комбинации (адроны). Кроме того, после адронизации начинает происходить аннигиляция барион-антибарионных пар. На этом этапе барионная симметрия Вселенной уже нарушена за счёт более ранней генерации избытка барионов.

На данном интервале времени происходит отцепление нейтрино. До момента отцепления нейтрино находились в термодинамическом равновесии с остальным веществом, а после него — свободно распространялись во Вселенной. Для дальнейших оценок нужно ввести некоторые вспомогательные величины.

Эффективное число ультрарелятивистских степеней свободы определяется формулой

$$g_\epsilon = \sum_{\substack{\text{bosons} \\ \text{with } m \ll T}} g_i + \frac{7}{8} \sum_{\substack{\text{fermions} \\ \text{with } m \ll T}} g_i \quad (3.1)$$

Суммирование в формуле (3.1) производится по зеркальным бозонам и фермионам, которые при данной температуре являются ультрарелятивистскими частицами, то есть для них справедливо условие  $m \ll T$ .

Далее введём параметр, который представляет собой модифицированную массу Планка

$$M_{pl}^* = \frac{M_{pl}}{1.66\sqrt{g_\epsilon}}, \quad (3.2)$$

где  $g_\epsilon$  представляет собой число ультрарелятивистских степеней свободы.

Из сравнения скорости нейтринных процессов с темпом расширения Вселенной можно получить формулу для оценки температуры отцепления нейтрино

$$T_\nu \sim \left( \frac{1}{G_F^2 M_{pl}^*} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.3)$$

Сразу после отцепления нейтрино в число ультрарелятивистских степеней свободы будут давать вклад фотоны, электроны, позитроны и нейтрино. Число ультрарелятивистских степеней свободы в данном случае будет равно  $g_\epsilon = 2 + \frac{7}{8}(4 + 2N_\nu) = \frac{43}{4}$ .

При  $N_\nu = 3$  численно получим

$$T_\nu \sim \left( \frac{1}{G_F^2 M_{pl}^*} \right)^{\frac{1}{3}} \approx 2 \text{ МэВ}$$

Отсюда можно оценить возраст Вселенной на момент отцепления нейтрино.



Опуская вспомогательные вычисления, приведём конечную формулу для времени жизни Вселенной к моменту отцепления нейтрино.

$$t_\nu \sim \frac{1}{2H(T_\nu)} = \frac{M_{pl}^*}{2T_\nu^2} \quad (3.4)$$

Подставляя  $T_\nu = 2.5$  МэВ и  $N_\nu = 3$  получаем

$$t_\nu \sim \frac{M_{pl}^*}{2T_\nu^2} \approx 0.1 \text{ сек}$$

Таким образом отцепление нейтрино происходит именно в лептонную эпоху.

### ЭПОХА НУКЛЕОСИНТЕЗА (0.3 сек - 3 мин)

Самая ранняя эпоха горячей Вселенной, о которой сегодня имеются надёжные экспериментальные данные - эпоха первичного нуклеосинтеза, которая длилась около трёх минут.

Первым этапом нуклеосинтеза является закалка нейтронов. Она происходила при температуре порядка 1 МэВ, когда образование лёгких ядер ещё не началось. До момента отцепления нейтрино термодинамическое равновесие между нуклонами обеспечивала реакция

$$n + \nu_e \leftrightarrow p + e \quad (3.5)$$

Приближённое выражение для температуры закали нейтронов можно получить из размерных соображений. Предположим для простоты, что мы имеем дело с достаточно высокими температурами, а именно

$$T \gtrsim \Delta m, m_e \quad (3.6)$$

В зеркальном мире  $\Delta m = 0$ , следовательно условие (3.5) запишется в виде

$$T \gtrsim 0.511 \text{ МэВ} \quad (3.7)$$

Тогда время свободного пробега нейтронов по отношению к реакции (3.5) можно оценить из размерных соображений

$$\begin{aligned} \tau_{np} &= \Gamma_{np}^{-1} \\ \Gamma_{np} &= C_{np} G_F^2 T^5, \end{aligned} \quad (3.8)$$

где  $C_{np}$ - некоторая константа порядка единицы. Процессы типа (3.5) прекращаются, когда время свободного пробега становится порядка хаббловского времени, т.е.

$$\tau_{np} \sim H(T) = \frac{T^2}{2M_{pl}^*} \quad (3.9)$$

Из (3.7) и (3.8) получаем температуру, при которой процессы типа (3.5) прекращаются

$$T_n \approx \left( \frac{1}{C_{np} G_F^2 M_{pl}^*} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.10)$$

Константа  $C_{np}$  определяется из четырёхфермионной вершины (3.5) в теории Ферми. Численно,  $C_{np} = 1.2$ . Также в момент закали нейтронов  $g_\epsilon = 2 + \frac{7}{8}(4 + 2N_\nu) = \frac{43}{4}$ . Первое слагаемое обусловлено вкладом фотонов, второе - электронов и позитронов, третье - нейтрино.

Окончательно для температуры закалки нейтронов имеем

$$T_n \approx \left( \frac{1}{C_{np} G_F^2 M_{pl}^*} \right)^{\frac{1}{3}} = 1.4 \text{ МэВ}$$

Таким образом условие (3.6), очевидно, выполнено.

Время жизни Вселенной к моменту закалки нейтронов определяется соотношением

$$t_n = \frac{1}{2H(T_n)} = \frac{M_{pl}^*}{2T_n^2} \quad (3.11)$$

Подставляя  $T_n = 1.4 \text{ МэВ}$  и  $N_\nu = 3$  численно получим

$$t_n = \frac{M_{pl}^*}{2T_n^2} = 0.4 \text{ сек}$$

Таким образом, первичный нуклеосинтез начинается через 0.4 секунд после Большого Взрыва.

Нейтрон-протонное отношение на момент закалки определяется из уравнения Саха и имеет следующий вид

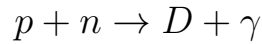
$$\frac{n_n}{n_p} = e^{-\frac{\Delta m}{T_n}} \quad (3.12)$$

Разница масс  $\Delta m = m_n - m_p$  равна нулю в рассматриваемой нами модели. Поэтому в данном случае получаем

$$\frac{n_n}{n_p} = 1$$

Поскольку протон и нейтрон в свободном состоянии стабильны, то соотношение между числом протонов и нейтронов в дальнейшем изменяться не будет.

Термоядерные реакции зеркального вещества начинаются с образования дейтерия в реакции



Образование дейтерия начинается тогда, когда скорость его фоторасщепления становится меньше темпа расширения Вселенной.

Кроме того, поскольку космологическое расширение Вселенной происходило непрерывно, не все нуклоны успели объединиться в дейтерий. Некоторое количество протонов и нейтронов так и осталось в свободном состоянии.

Воспользуемся уравнением Саха для анализа процесса нуклеосинтеза более тяжёлых элементов. Для этого анализа будем использовать уравнение Саха в следующем виде [17]

$$X_A = X_p^Z X_n^{A-Z} n_B^{A-1} 2^{-A} g_A A^{\frac{5}{2}} \left( \frac{2\pi}{m_p T} \right)^{\frac{3}{2}(A-1)} e^{\frac{\Delta A}{T}} \quad (3.13)$$

В уравнении (3.8)  $X_A = \frac{An_A}{n_B}$  - безразмерное отношение числа нуклонов, находящихся в ядрах ( $A, Z$ ) к полному числу нуклонов,  $n_B$  - плотность числа барионов,  $g_A$  - число спиновых состояний ядра,  $\Delta A = Zm_p + (A-Z)m_n - m_A = Am_p - m_A$  - энергия связи ядра.

Плотность числа барионов даётся выражением

$$n_B = \eta_B n_\gamma = \eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T^3 = 0.24 \eta_B T^3, \quad (3.14)$$

где  $\eta_B$ - предэкспоненциальный фактор.

В итоге получим

$$X_A = X_p^Z X_n^{A-Z} \eta_B^{A-1} 2^{-A} g_A A^{\frac{5}{2}} \left( \frac{2.5T}{m_p} \right)^{\frac{3}{2}(A-1)} e^{\frac{\Delta A}{T}} \quad (3.15)$$

Из формулы (3.9) видно, что равновесная концентрация ядер перестаёт быть малой лишь при условии  $T \ll \Delta A$ .

Нуклеосинтез начинает происходить тогда, когда образование дейтерия становится энергетически выгодным. Это достигается при выполнении условия  $X_D(T_{NS}) \sim 1$ . Поэтому, пренебрегая факторами порядка единицы в (3.10), получим для дейтерия

$$X_D(T_{NS}) \sim \eta_B \left( \frac{2.5T_{NS}}{m_p} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{\Delta D}{T_{NS}}} \sim 1 \quad (3.16)$$

Поскольку предполагается, что массы зеркальных нуклонов в 4.4 раза больше масс соответствующих обычных нуклонов, положим энергию связи зеркального дейтерия  $\Delta D_m = 4.4 \Delta D_o \simeq 10.7$  МэВ. Подставляя также значение  $\eta_B = 6.1 \cdot 10^{-10}$  и решая уравнение (3.11) численно, получим

$$T_{NS} \approx 314 \text{ кэВ}$$

Однако в действительности наиболее энергетически выгодным является образование  ${}^4\text{He}$ . Процесс синтеза  ${}^4\text{He}$  происходит путём различных ядерных реакций, которые будут рассмотрены ниже.

Определим возраст Вселенной в эпоху нуклеосинтеза. По аналогии с формулами (3.4) и (3.6) получим

$$t_{NS} = \frac{1}{2H(T_{NS})} = \frac{M_{pl}^*}{2T_{NS}^2} \quad (3.17)$$

При температуре  $T_{NS} \approx 314$  кэВ в число ультрарелятивистских степеней свободы вносят вклад только фотоны и нейтрино. Но нейтрино уже не взаимодействуют с плазмой, поэтому их вклад будет подавлен. Выражение (3.12) включает в себя  $g_\epsilon = 2 + 2N_\nu \frac{7}{8} \left( \frac{11}{4} \right)^{\frac{4}{3}}$ ,  $N_\nu = 3$ . И возраст Вселенной на момент нуклеосинтеза составляет

$$t_{NS} = \frac{M_{pl}^*}{2T_{NS}^2} = 5.2 \text{ сек}$$

Массовую долю  ${}^4\text{He}$  среди барионов можно оценить используя следующую формулу

$$X_{{}^4\text{He}} \approx \frac{m_{{}^4\text{He}} n_{{}^4\text{He}}(T_{NS})}{m_p(n_p(T_{NS}) + n_n(T_{NS}))} = \frac{2}{\frac{n_p(T_{NS})}{n_n(T_{NS})} + 1} = 100\%$$

В то же время доля водорода определяется формулой

$$X_{H_2} \approx \frac{1 - \frac{n_p(T_{NS})}{n_n(T_{NS})}}{1 + \frac{n_p(T_{NS})}{n_n(T_{NS})}} = 0\%$$

Таким образом, первичный гелий в зеркальном мире будет составлять практически 100% от всего вещества.

### КИНЕТИКА НУКЛЕОСИНТЕЗА

Теперь рассмотрим подробнее типы процессов, которые приводят к синтезу  ${}^4\text{He}$  из первичных протонов и нейтронов.

Основные реакции первичного нуклеосинтеза можно распределить по следующим этапам

- $p + n \rightarrow D + \gamma$  - начало нуклеосинтеза, образование дейтерия.
- $p + D \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ ,  $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$ ,  $D + D \rightarrow T + p$  - промежуточные реакции, обеспечивающие в дальнейшем синтез  ${}^4\text{He}$ .
- $T + D \rightarrow n + {}^4\text{He}$ ,  $n + {}^3\text{He} \rightarrow \gamma + {}^4\text{He}$ ,  $D + {}^3\text{He} \rightarrow p + {}^4\text{He}$  - образование  ${}^4\text{He}$ .

Рассмотрим процесс радиационного захвата нейтронов ( $p + n \rightarrow D + \gamma$ ). Как было установлено выше, дейтерию энергитически выгодно образовываться при температуре  $T_{NS} \approx 314$  кэВ. Важно выяснить насколько быстро захватываются нейтроны, ведь Вселенная на этом этапе расширяется и не все нейтроны могут быть захвачены протонами.

Для этого используем грубую оценку сечения образования дейтерия

$$\langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} \sim \frac{\alpha}{m_\pi^2} \simeq \frac{1}{137} \frac{1}{(600 \text{ МэВ})^2} = 2 \cdot 10^{-19} \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$$

Также, поскольку ядро дейтерия является слабосвязанным, имеется дополнительный фактор подавления.

Окончательно получим

$$\langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} \approx 6 \cdot 10^{-21} \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$$

Скорость горения нейтронов определяется как частота столкновений протонов с нейтронами, в результате которых образовался дейтерий. Тогда для скорости реакции при  $T = T_{NS} = 314$  кэВ и  $\eta_B = 6.1 \cdot 10^{-10}$  имеем

$$\Gamma_{p(n,\gamma)D} = n_p \langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} = \eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T^3 \langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} \simeq 3.5 \text{ с}^{-1}$$

Полученное значение скорости горения нейтронов значительно превосходит темп расширения вселенной  $\Gamma_{p(n,\gamma)D} \gg H(T_{NS}) = 4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ , поэтому процесс горения нейтронов протекает очень активно и все нейтроны стремятся перейти в дейтерий.

Концентрация протонов на момент нуклеосинтеза определяется выражением (3.9) и составляет

$$n_P = \eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T_{NS}^3 = 0.24 \eta_B T_{NS}^3 = 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$$

Концентрация же свободных протонов может быть найдена из следующей задачи Коши

$$\begin{cases} \frac{dn_p}{dt} = -n_p n_n \langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} \\ n_p(0) = 6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \end{cases} \quad (3.18)$$

Решая уравнение (3.13) получим для концентрации протонов выражение

$$n_p(t) = n_p(0)e^{-n_n \langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} t} \quad (3.19)$$

Отсюда закалённая концентрация

$$n_p(t_{NS} - t_n) = 10^{11} \text{ см}^{-3}$$

Таким образом доля протонов, оставшихся в свободном состоянии, составляет

$$\frac{n_p(t_{NS}-t_n)}{n_p(0)} = 1.7 \cdot 10^{-10}$$

Теперь рассмотрим процесс горения дейтерия ( $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$  и  $D + D \rightarrow T + p$ ). Сечения данных реакций тоже можно оценить как геометрические, однако при этом необходимо учесть кулоновский барьер, так как оба сталкивающихся ядра имеют положительный электрический заряд. Чтобы произошло образование нового ядра, сталкивающиеся ядра должны преодолеть кулоновский барьер. Достигается это в результате туннельного перехода. Проведя некоторые вычисления, получим для сечения горения дейтерия следующую формулу

$$\sigma v = \sigma_0 \cdot \frac{2\pi\alpha Z_1 Z_2}{v} \cdot e^{-\frac{2\pi\alpha Z_1 Z_2}{v}},$$

где  $\sigma_0$  - геометрическое сечение реакции.

Теперь необходимо взять среднее от этого сечения, которое учитывает разброс по скоростям в первичной плазме.

В итоге получим

$$\langle \sigma v \rangle = 9.3\sigma_0 \cdot (Z_1 Z_2)^{\frac{4}{3}} \bar{A}^{\frac{2}{3}} T_9^{-\frac{2}{3}} e^{-4.26(Z_1 Z_2)^{\frac{2}{3}} \bar{A}^{\frac{1}{3}} T_9^{-\frac{1}{3}}},$$

где  $T_9 = \frac{T}{10^9 \text{ K}}$  и  $\bar{A} = \frac{M}{m_p}$

Тогда для скорости горения дейтерия можно написать

$$\Gamma_{DD} = n_D(T_{NS}) \langle \sigma v \rangle_{DD}(T_{NS}) = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$$

Данное значение скорости реакции говорит также о том, что дейтерий может гореть не только согласно реакции, рассмотренной выше, но и по другим каналам, которые в сумме переводят дейтерий по цепочке реакций в  ${}^4\text{He}$ .

Горение гелия-4 в звёздах происходит по следующей схеме [13].

Когда температура в центральной части звезды, содержащей гелий, достигает 108 К, включается новая ядерная реакция - горение гелия. В это время плотность центрального ядра составляет  $(10^4 - 10^5) \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$ . Особенность реакций горения гелия заключается в том, что основная реакция  ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma$  приводит к образованию неустойчивого ядра  ${}^8\text{Be}$ , время жизни которого  $10^{-16} \text{ с}$ . Другие же реакции с участием двух ядер гелия происходят с поглощением энергии. Однако из-за высокой плотности ядер  ${}^4\text{He}$  оказывается, что прежде чем ядро  ${}^8\text{Be}$  снова распадется на две  $\alpha$ -частицы, оно успевает провзаимодействовать с еще одним ядром  ${}^4\text{He}$  (так называемый “тройной”  $\alpha$ -процесс) с образованием изотопа  ${}^{12}\text{C}$  в возбужденном состоянии в процессе

$${}^4\text{He} + {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} \quad (3.20)$$

На скорость реакции  ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He}$  существенное влияние оказывает то, что энергия реакции  ${}^8\text{Be}({}^4\text{He}, \gamma){}^{12}\text{C}$ , равная 7.37 МэВ, располагается вблизи второго возбужденного состояния ядра  ${}^{12}\text{C}$  с энергией 7.65 МэВ ( $J^P = 0^+$ ). То есть реакция имеет резонансный характер, что существенно увеличивает её скорость.

В заключение рассмотрим подробнее позитронный распад ядер в зеркальном мире. Для этого используем приближённую формулу Вайцеккера-Уилльямса для энергии связи нуклона на атоме

$$E_{B_N} = \alpha - \beta \frac{1}{A^{\frac{1}{3}}} - \gamma \frac{Z^2}{A^{\frac{4}{3}}} - \varepsilon \frac{(\frac{A}{2} - Z)^2}{A^2} + \delta, \quad (3.21)$$

$$\text{где } \delta = \begin{cases} +\chi A^{-\frac{7}{4}} & , \text{ для чётно-чётных ядер} \\ 0 & , \text{ для чётно-нечётных ядер} \\ -\chi A^{-\frac{7}{4}} & , \text{ для нечётно-нечётных ядер} \end{cases}$$

Коэффициенты  $\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon, \chi$  получают при статистической обработке результатов экспериментов. Используя данную формулу можно получить приближённое выражение для равновесного количества протонов в ядре, определяемое максимумом энергии связи.

$$Z_{\text{равн}} = \frac{2\varepsilon A}{\gamma A^{\frac{2}{3}} + 4\varepsilon} \quad (3.22)$$

Ядро будет чувствительно к позитронному распаду и электронному захвату при

$$Z > Z_{\text{равн}} \quad (3.23)$$

Для позитронного распада разница масс конечного и начального ядер должна быть выше двух масс электрона, что составляет 1022 кэВ.

Из условия (3.16) можно видеть, что доминирующей в зеркальном мире  ${}^4\text{He}$  является  $\beta^+$ -стабильным. Позитронный распад будет наблюдаться у ядер с достаточно большим по сравнению с  ${}^4\text{He}$  числом нуклонов в ядре, например  ${}^{10}\text{C}$ ,  ${}^{20}\text{Na}$ ,  ${}^{25}\text{Al}$  и т.д.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была рассмотрена эволюция зеркального мира, в котором  $m_p = m_n = 4.1$  ГэВ. В ходе рассмотрения данного сценария было установлено следующее. Инфляционное расширение Вселенной на ранних этапах эволюции может быть объяснено различными способами, например, с помощью осциллирующего скалярного поля. В данной работе конкретная реализация механизма инфляции не рассматривалась. Барионная асимметрия возникает вследствие выполнения условий Сахарова в ранней Вселенной. Однако реализация этой идеи также допускает множество вариантов. Начальные условия для обычной и зеркальной материи предполагаются симметричными.

Главными свойствами рассмотренной модели являются следующие:

- Во Вселенной будет доминировать  ${}^4\text{He}$ .
- Поскольку первичный водород практически отсутствует, будут отсутствовать и звёзды, в которых происходит процесс горения водорода. Единственными ядерными реакциями в зеркальных звёздах будут реакции горения  ${}^4\text{He}$  с образованием  ${}^{12}\text{C}$  и некоторых других элементов.
- Из-за специфики звёздных процессов в зеркальном мире химический состав мира будет отличаться от нашего. Тяжёлых элементов в зеркальном мире будет намного меньше, чем в обычном, и синтезироваться они будут по другим каналам.
- Процесс горения звёзд будет проходить более интенсивно в связи с тем, что процессы горения  ${}^4\text{He}$  носят резонансный характер.
- На роль тёмной материи претендуют доминирующий  ${}^4\text{He}$  и малая примесь нуклонов.
- Позитронный распад ядер будет происходить более активно, так как возможна замена протонов нейтронами в ядрах, что увеличит энергию связи из-за отсутствия дополнительного кулоновского барьера. Станет возможным образование новых типов барионов.
- Отсутствие дополнительного кулоновского барьера, связанного с заменой протонов нейтронами, открывает новые каналы реакций и сдвигает энергетические ограничения на взаимные превращения ядер.

## 5. ССЫЛКИ И ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- [1] Planck Collaboration, "Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results", arXiv:1303.5062, 2013.
- [2] Ли и Янг, "Вопрос о сохранении равенства в слабых взаимодействиях", Phys. Rev., 1956
- [3] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes, R.P. Hudson, "Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay", 1957.
- [4] Л.Д. Ландау, "О законах сохранения при слабых взаимодействиях", ЖЭТФ, 1957.
- [5] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, R. Turlay, "Evidence for the  $2\pi$  decay of the  $K_2^0$  meson", Phys. Ref., 1964.
- [6] K. Nishijima, M.H. Saffouri, "CP invariance and the shadow universe", Phys. Ref., 1965.
- [7] Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук, "Теневая Вселенная" и нейтринный опыт" Phys. Lett., 1965.
- [8] И.Ю. Кобзарев, Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук, "О возможности экспериментального обнаружения зеркальных частиц", 1966.
- [9] Z.G. Berezhiani, R.N. Mohapatra, "Reconciling present neutrino puzzles: Sterile neutrinos as mirror neutrinos", 1995.
- [10] P. Crivelli, A. Belov, U. Gendotti, S. Gninenko and A. Rubbia, "Positronium Portal into Hidden Sector: A new Experiment to Search for Mirror Dark Matter", 2010.
- [11] R. Foot, A. Yu. Ignatiev, R. R. Volkas, "Physics of mirror photons", arxiv.org, 2000.
- [12] С.И. Блинников, М.Ю. Хлопов, "О возможных астрономических проявлениях "зеркальных" частиц", 1983.
- [13] J. Beringer et al., Particle Data Group, Phys. Rev. D86 (2012).
- [14] G. M. Prosperi, M. Raciti and C. Simolo, "On the running coupling constant in QCD", Prog.Part.Nucl.Phys.58:387-438, 2007.
- [15] М. Jamin, "QCD and Renormalisation Group Methods", DESY, 2006.
- [16] М. Hayakawa, K.-I. Ishikawa, S. Takeda, and N. Yamada, "Running coupling constant and mass anomalous dimension of six-flavor SU(2) gauge theory", arxiv.org:1307.6997v2, 2013.
- [17] Д.С. Горбунов, В.А. Рубаков, "Введение в теорию ранней вселенной", 2006
- [18] Я.Б. Зельдович, А.Д. Долгов, М.В. Сажин, "Космология ранней Вселенной", Изд-во МГУ, 1988.
- [19] Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков, "Строение и эволюция Вселенной", Наука, 1975.
- [20] А.В. Захаров, "Макроскопическая гравитация", Янус-К, 2000.
- [21] В. Рубаков, "Введение в космологию", PoS RTN2005, 2005.
- [22] В.М. Емельянов, К.М. Белоцкий, "Лекции по основам электрослабой модели в новой физике", МИФИ, 2007
- [23] Л.Б. Окунь, "Зеркальные частицы и зеркальная материя: 50 лет гипотез и поисков", УФН, 2007.
- [24] К.А. Бронников, С.Г. Рубин, "Лекции по гравитации и космологии", МИФИ, 2008
- [25] Dan Maoz, "Astrophysics in a nutshell", Princeton University Press, 2007
- [26] А.Д. Долгов, "Нейтрино в космологии", Phys. Rept., 2002.
- [27] В.А. Рубаков, М.Е. Шапошников, "Электрослабое несохранение барионного числа в ранней Вселенной и в столкновениях частиц высоких энергий",



УФН, 1996.

[28] А.Д. Долгов, “Бариогенезис, 30 лет спустя”, 2003

[29] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, “Теоретическая физика V: Статистическая физика”, 2001.

[30] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, “Теоретическая физика IV: Квантовая электродинамика”, 2001.

[31] Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, И.А. Тутынь, "Нуклеосинтез во все-ленной", 1998.

[32] М.Ю. Хлопов, “Основы космомикрофизики”, УРСС, 2004

[33] В.И. Гольданский, Ю.П. Никитин, И.Л. Розенталь, “Кинематические методы в физике высоких энергий”, 1987.

[34] В.М. Емельянов, “Стандартная модель и ее расширения”, 2007.

[35] L. D. Landau, “On the angular momentum of a two-photon system”, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. 60, 1948.

[36] А.А. Токарева, “Зеркальная материя и распад ортопозитрония”, 2011.

[37] А.И. Ахизер и В.Б. Берестецкий, “Квантовая электродинамика”, 1981.

[38] Н.Н. Боголюбов и Д.В. Ширков, “Введение в теорию квантованных полей”, 1984.