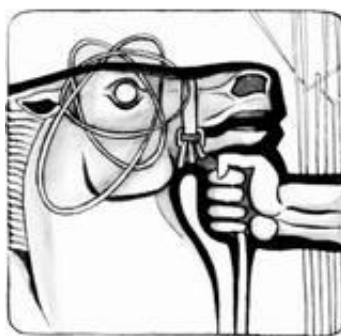


ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

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	5
(a) Лептонная эпоха	6
(b) Эпоха нуклеосинтеза	7
(c) Кинетика нуклеосинтеза	9
4. Заключение	11
5. Ссылки и используемая литература	12

# 1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, астрономические наблюдения дают очень весомые аргументы в пользу существования тёмной материи [30]. Одной из гипотез, дающих возможность объяснить природу тёмной материи, является гипотеза о существовании зеркального мира. Первой теоретической работой в этом направлении была работа Ли и Янга[1], опубликованная в 1956 году. 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 [25].

Однако наличие общего электромагнитного, сильного или слабого взаимодействий приводит к резким противоречиям между теорией и экспериментом, что было показано И.Ю. Кобzareвым, Л.Б. Окунем, И.Я. Померанчуком в 1966 году [17]. Поэтому наиболее простым способом устранить данное противоречие является отказ от калибровочной группы Стандартной Модели, например, в пользу группы  $[U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)] \otimes [U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)]_M$  либо подобной ей. Главной особенностью является отсутствие обычного электромагнитного, сильного и слабого взаимодействий а зеркальном мире. В таком 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. Это смешивание нейтрино [27], взаимодействие бозонов Хиггса:  $L_{int} = \eta(H^+ H^-)(H'^+ H'^-)$  [28] и смешивание калибровочных бозонов:  $L_{int} = \epsilon F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$  [31]. Однако константы всех этих возможных 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.

Также надо заметить, что если сценарий зеркального мира действительно реализуется, то рядом с нами плотность зеркальных частиц крайне мала. 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 [26]). Значит, если зеркальные частицы и присутствуют во Вселенной, они находятся в других частях Вселенной (либо внутри Солнца, как уже было замечено). В случае симметричного начального состояния Вселенной из зеркальной материи должны формироваться макрообъекты. Свойства таких объектов определяется 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

Благодаря механизму Хиггса практически все элементарные частицы являются массивными. В частности, массивными являются протон и нейтрон. Измерения их масс, проведённые на сегодняшний день, дают для них следующие значения [2].

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

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

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

Поскольку модель зеркального мира предполагает существование партнёра для каждой частицы обычного мира, то в нашей модели будут 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

Заряженные лептоны второго и третьего поколения нестабильны и распадаются на адроны или лептоны первого или второго поколений плюс нейтрино. 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. 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.

### 3. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА ЭВОЛЮЦИИ ЗЕРКАЛЬНОГО МИРА

В данной работе рассмотрение эволюции Вселенной начинается с лептонной эпохи. 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 частиц обычного мира преобладает материя, то среди частиц зеркального мира может преобладать антиматерия. Барионная асимметрия является следствием выполнения условий Сахарова в ранней Вселенной. Начальные условия для обычной и зеркальной материи являются симметричными. Так как доля наблюдаемой материи составляет порядка 5% массы Вселенной, то доля тёмной материи составляет порядка 22% массы Вселенной.

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

Когда температура Вселенной упала ниже 170 МэВ (температура адронизации), то 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 нарушается барионная симметрия Вселенной.

На данном интервале времени происходит отцепление нейтрино. До момента отцепления нейтрино находились в термодинамическом равновесии с остальным веществом, а после него — свободно распространяются во Вселенной.

Для дальнейших оценок нам потребуется ввести некоторые вспомогательные величины.

Эффективное число ультрарелятивистских степеней свободы определяется формулой

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

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

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

$g_\varepsilon$  представляет собой число ультрарелятивистских степеней свободы.

Теперь, используя эти величины, можно написать формулу для оценки температуры отцепления нейтрино

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

Сразу после отцепления нейтрино в энтропию электрон-фотонной плазмы будут давать вклад фотоны, позитроны и электроны. Число ультрарелятивистских степеней свободы в данном случае будет равно  $g_\varepsilon = 2 + \frac{7}{8}(2 + 2) = \frac{11}{2}$ .

При  $N_\nu = 3$  получим

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

Отсюда можно оценить возраст Вселенной на момент отцепления нейтрино.

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

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

Подставляя  $T_\nu = 2.5 \text{ МэВ}$  и  $N_\nu = 3$  получим

$$t_\nu \sim \frac{M_{pl}^*(g_\varepsilon)}{2T_\nu^2} = 0.13 \text{ сек}$$

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. За это время температура Вселенной уменьшилась с 1.4 МэВ до 1 кэВ.

Первым этапом нуклеосинтеза является закалка нейтронов. Она происходила при температуре порядка 1 МэВ, когда образование лёгких ядер ещё не началось. До момента закали нейтрино только реакция  $n + \nu_e \leftrightarrow p + e$  обеспечивала термодинамическое равновесие между нуклонами. Закалка нейтронов происходит при температуре

$$T_n \sim \left( \frac{1}{G_F^2 M_{pl}^*(g_\varepsilon)} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.5)$$

Данная формула справедлива при выполнении условия  $T_n \gtrsim \Delta m, m_e$ . Поскольку в нашей модели  $\Delta m = 0$ , то получаем условие  $T_n \gtrsim 511 \text{ кэВ}$ .

В момент закали нейтронов  $g_\varepsilon = 2 + \frac{7}{8}(4 + 2N_\nu) = \frac{43}{4}$ . Первое слагаемое обусловлено фотонами, второе электронами и позитронами, третье - нейтрино. Тогда для температуры закали нейтронов имеем

$$T_n \sim \left( \frac{1}{G_F^2 M_{pl}^*(g_\varepsilon)} \right)^{\frac{1}{3}} = 1.4 \text{ МэВ}$$

Формула (3.5) представляют собой формулу (3.3) с той лишь разницей, что величина  $M_{pl}^*$  зависит от числа ультрарелятивистских степеней свободы, а, следовательно, и от времени жизни Вселенной.

И изначальное предположение  $T_n \gtrsim 511 \text{ кэВ}$  выполняется с хорошей точностью. Следовательно, можно пользоваться данным значением температуры для оценки возраста Вселенной на момент закали нейтронов.

Момент времени, в который произошла закалка нейтронов, определяется соотношением

$$t_n = \frac{1}{2H(T_n)} = \frac{M_{pl}^*(g_\varepsilon)}{2T_n^2} \quad (3.6)$$

Подставляя  $T_n = 0.7 \text{ МэВ}$  и  $N_\nu = 3$  получим

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

Таким образом, первичный нуклеосинтез начинает протекать через 0.4 секунды после Большого Взрыва.

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

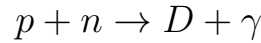
$$\frac{n_n}{n_p} = e^{-\frac{\Delta m}{T_n}} \quad (3.7)$$

Разница масс  $\Delta m = m_n - m_p = 0$  в рассматриваемой нами модели. Поэтому в данном случае получаем

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

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

Термоядерные реакции зеркального вещества начинаются с образования дейтерия в реакции



Образование дейтерия будет проходить только при достаточно низких температурах, так как если температура будет выше определённого предела, то образование дейтерия станет энергетически невыгодным. Образование дейтерия начинается тогда, когда равновесная концентрация дейтерия сравнивается с концентрациями протонов и нейтронов.

Кроме того, поскольку непрерывно происходило космологическое расширение Вселенной, то 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 [5]

$$X_A = X_p^Z X_n^{A-Z} n_B^{A-1} 2^{-A} g_A A^{\frac{5}{2}} \left( \frac{2\pi}{m_p T} \right)^{\frac{3}{2}(A-1)} e^{\frac{\Delta A}{T}} \quad (3.8)$$

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

$$n_B = \eta_B n_\gamma = \eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T^3 = 0.24 \eta_B T^3, \quad (3.9)$$

где  $\eta_B$  - предэкспоненциальный фактор.

В итоге получим

$$X_A = X_p^Z X_n^{A-Z} \eta_B^{A-1} 2^{-A} g_A A^{\frac{5}{2}} \left( \frac{2.5T}{m_p} \right)^{\frac{3}{2}(A-1)} e^{\frac{\Delta A}{T}} \quad (3.10)$$

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. При этом равновесные концентрации дейтерия и нуклонов становятся одинаковыми. Поэтому, пренебрегая факторами порядка единицы в (3.9), получим для дейтерия

$$X_D(T_{NS}) \sim \eta_B \left( \frac{2.5T_{NS}}{m_p} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{\Delta D}{T_{NS}}} \sim 1 \quad (3.11)$$

Энергию связи дейтерия можно оценить из следующих соображений. В среднем, на каждый нуклон в атоме приходится энергия связи порядка 0.8 МэВ. Поэтому в данном случае, когда  $m_p - m_n = 0$ , получим  $\Delta D \simeq 2.4$  МэВ. Подставляя также значение  $\eta_B = 6.1 \cdot 10^{-10}$  и решая уравнение (3.11) численно, получим

$$T_{NS} \approx 70 \text{ кэВ}$$

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

$$t_{NS} = \frac{1}{2H(T_{NS})} = \frac{M_{pl}^*(g_\varepsilon)}{2T_{NS}^2} \quad (3.12)$$

При температуре  $T_{NS} \approx 70$  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  $g_\varepsilon = 2 + 2N_\nu \frac{7}{8} \left( \frac{11}{4} \right)^{\frac{4}{3}}$ ,  $N_\nu = 3$ . И возраст Вселенной на момент нуклеосинтеза составляет

$$t_{NS} = \frac{M_{pl}^*(g_\varepsilon)}{2T_{NS}^2} = 105 \text{ сек}$$

Массовая доля  ${}^4\text{He}$  среди барионов определяется формулой

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

В то же время доля водорода определяется формулой

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

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 гелия-4 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 горения нейтронов ( $p+n \rightarrow D+\gamma$ ). Как было установлено выше, дейтерию энергитически выгодно образовываться при температуре  $T_{NS} \approx 70$  кэВ. Важно выяснить насколько быстро горят нейтроны, ведь Вселенная на этом этапе очень быстро расширяется и нейтроны могут не успеть сгореть полностью.

Для этого грубо оценим сечение образование дейтерия

$$\langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} \sim \frac{\alpha}{m_\pi^2} \simeq \frac{1}{137} \frac{1}{(200 \text{ МэВ})^2} = 2 \cdot 10^{-18} \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$$

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

Окончательно, получим

$$\langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} \approx 5 \cdot 10^{-20} \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$$

Скорость горения нейтронов определяется как частота столкновений протонов с нейтронами, в результате которых образовался дейтерий. Тогда для скорости реакции при  $T = T_{NS} = 70$  кэВ и  $\eta_B = 6.1 \cdot 10^{-10}$  получим

$$\Gamma_{p(n,\gamma)D} = n_p \langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} = \eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T^3 \langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} = 0.39 \text{ с}^{-1}$$

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

$$n_P = \eta_B \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T_{NS}^3 = 0.24 \eta_B T_{NS}^3 = 6.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$$

Концентрация же свободных протонов может быть найдена из следующего дифференциального уравнения.

$$\begin{cases} \frac{dn_p}{dt} = -n_p n_n \langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} \\ n_p(0) = 6.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \end{cases} \quad (3.13)$$

Решая уравнение (3.13) получим для концентрации протонов выражение

$$n_p(t) = n_p(0) e^{-n_n \langle \sigma v \rangle_{p(n,\gamma)D} t} \quad (3.14)$$

Отсюда закалённая концентрация

$$n_p(t_{NS} - t_n) = 75 \text{ см}^{-3}$$

Таким образом доля протонов, оставшихся в свободном состоянии, составляет

$$\frac{n_p(t_{NS}-t_n)}{n_p(0)} = 1.15 \cdot 10^{-18}$$

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. Окончательно, 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  $T_9 = \frac{T}{10^9 \text{ К}}$  и  $\bar{A} = \frac{M}{m_p}$

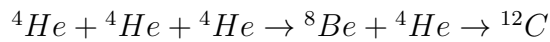
Тогда для скорости горения дейтерия можно написать

$$\Gamma_{DD} = n_D(t_{NS}) \langle \sigma v \rangle_{DD} (T_{NS}) = 3.8 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$$

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 гелий-4.

Горение гелия-4 в звёздах происходит по следующей схеме [24].

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  $10^{-16}$  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



На скорость реакции  ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He}$  существенное влияние оказывает то, что энергия  $Q$  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 заключении рассмотрим подробнее позитронный распад ядер в зеркальном мире. Для этого рассмотрим приближённую формулу Вайцеккера-Уилльямса для энергии связи нуклона на атоме

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

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

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.

$$Z_{\text{равн}} = \frac{2\varepsilon A}{\gamma A^{\frac{2}{3}} + 4\varepsilon} \quad (3.15)$$

Ядро будет чувствительно к позитронному распаду и электронному захвату при

$$Z > Z_{\text{равн}} \quad (3.16)$$

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  $m_p = m_n$ . 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. Барионная асимметрия возникает вследствие выполнения условий Сахарова в ранней Вселенной. Однако реализация этой идеи допускает множество вариантов.

- 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 далёк 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] Ли и Янг, “Вопрос о сохранении равенства в слабых взаимодействиях”, Phys. Rev., 1956
- [2] J. Beringer et al., Particle Data Group, Phys. Rev. D86 (2012).
- [3] М.Ю. Хлопов, “Основы космомикрoфизики”, УРСС, 2004
- [4] К.А. Бронников, С.Г. Рубин, “Лекции по гравитации и космологии”, МИФИ, 2008
- [5] Д.С. Горбунов, В.А. Рубаков, “Введение в теорию ранней вселенной”, 2006
- [6] L. D. Landau, “On the angular momentum of a two-photon system”, Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz. 60, 1948.
- [7] Н.Н. Боголюбов и Д.В. Ширков, “Введение в теорию квантованных полей”, 1984.
- [8] А.И. Ахизер и В.Б. Берестецкий, “Квантовая электродинамика”, 1981.
- [9] В.И. Гольданский, Ю.П. Никитин, И.Л. Розенталь, “Кинематические методы в физике высоких энергий”, 1987.
- [10] В.М. Емельянов, “Стандартная модель и ее расширения”, 2007.
- [11] Я.Б. Зельдович, А.Д. Долгов, М.В. Сажин, “Космология ранней Вселенной”, Изд-во МГУ, 1988.
- [12] Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков, “Строение и эволюция Вселенной”, Наука, 1975.
- [13] А.В. Захаров, “Макроскопическая гравитация”, Янус-К, 2000.
- [14] В. Рубаков, “Введение в космологию”, PoS RTN2005, 2005.
- [15] В.М. Емельянов, К.М. Белоцкий, “Лекции по основам электрослабой модели в новой физике”, МИФИ, 2007
- [16] Л.Б. Окунь, “Зеркальные частицы и зеркальная материя: 50 лет гипотез и поисков”, УФН, 2007.
- [17] И.Ю. Кобзарев, Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук, “О возможности экспериментального обнаружения зеркальных частиц”, 1966.
- [18] Dan Maoz, “Astrophysics in a nutshell”, Princeton University Press, 2007
- [19] А.Д. Долгов, “Нейтрино в космологии”, Phys. Rept., 2002.
- [20] В.А. Рубаков, М.Е. Шапошников, “Электрослабое несохранение барионного числа в ранней Вселенной и в столкновениях частиц высоких энергий”, УФН, 1996.
- [21] А.Д. Долгов, “Бариогенезис, 30 лет спустя”, 2003
- [22] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, “Теоретическая физика V: Статистическая физика”, 2001.
- [23] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, “Теоретическая физика IV: Квантовая электродинамика”, 2001.
- [24] Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, И.А. Тутынь, “Нуклеосинтез во вселенной”, 1998.
- [25] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes, R.P. Hudson, “Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay”, 1957.
- [26] С.И. Блинников, М.Ю. Хлопов, “О возможных астрономических проявлениях “зеркальных” частиц”, 1983.
- [27] Z.G. Berezhiani, R.N. Mohapatra, “Reconciling present neutrino puzzles: Sterile neutrinos as mirror neutrinos”, 1995.
- [28] 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.
- [29] А.А. Токарева, “Зеркальная материя и распад ортопозитрония”, 2011.

- [30] S. Dodelson, “Modern Cosmology”, Academic Press, 2003.
- [31] R. Foot, A. Yu. Ignatiev, R. R. Volkas, “Physics of mirror photons”, arxiv.org, 2000.