

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

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 531.3, 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
ВОЗМОЖНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ АНТИМЕТЕОРИТОВ В
ШАРОВОМ СКОПЛЕНИИ АНТИЗВЕЗД**

Студент _____ В. А. Вакуленко

Научный руководитель,
проф., д.ф.-м.н. _____ М. Ю. Хлопов

Москва 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ВОЗМОЖНОСТЬ ОБРАЗОВАНИЯ АНТИМЕТЕОРИТОВ В
ШАРОВОМ СКОПЛЕНИИ АНТИЗВЕЗД**

Студент _____ В. А. Вакуленко

Научный руководитель,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Ю. Хлопов

Рецензент,
к.ф.-м.н., доц. _____ А. Г. Майоров

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Теория Горячей Вселенной	5
2 Стандартная модель физики частиц	7
3 Стандартная ΛCDM- модель космологии	9
4 Отношение плотности барионов к плотности фотонов	12
5 Исследование дошедшего до нашей галактики антивещества	14
5.1 Модель ветра	16
5.2 Возможность выхода антизвездного ветра из галактики . . .	17
5.3 Аннигиляция в Галактике, содержащей сверхновую, породившей звездный антиветер	17
5.4 Аннигиляция ветра в межгалактической среде	20
5.5 Аннигиляция в нашей Галактике	21
5.6 Релятивистский случай	21
5.7 Итог	21
6 Химический состав ранней Вселенной	23
6.1 Программа AlterBBN	23
6.1.1 Основные подпрограммы	23
6.1.2 Краткое описание основных сценариев	25
6.2 Расчеты	28
7 Заключение	30
Список литературы	32

ВВЕДЕНИЕ

Современные представления о Вселенной предполагают ее барионную асимметрию, а именно отсутствие макроскопического антивещества в количестве сравнимым с количеством вещества. Тем не менее, все механизмы генерации избытка вещества в изначально барионно-симметричной Вселенной при определенных условиях оказываются также механизмами локальной генерации антивещества в доменах, отражая сильную неоднородность бариосинтеза в малых масштабах[1; 2].

Стандартный механизм бариосинтеза предсказывает барионную асимметрию, выраженную как отношение разности плотностей барионов и антибарионов к плотности фотонов:

$$\eta = \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_\gamma}. \quad (1)$$

Глобально Вселенная заполнена барионным веществом, однако в ней существуют локальные области, домены, в которых преобладает антивещество.

Законы сильного и электромагнитного взаимодействия неразличимы для барионов и антибарионов. Соответственно, можно ожидать, что эволюция материи и антиматерии будет аналогична. Однако, следует учитывать неэквивалентность условий эволюции за счет асимметрии Вселенной, в основной части которой доминирует вещество.

В рамках инфляционной Вселенной возможно образование крупномасштабных доменов, размер которых обеспечивает их сохранение до настоящего времени.

Существуют наблюдательные ограничения, которые определяют допустимый размер доменов, заполненных антивеществом. Так, при эволюции домена происходит аннигиляция на его границах. Значит, для того, чтобы он дожил до современной эпохи, домен должен иметь достаточно

большие масштабы. Это определяет нижнюю границу. Также он не должен быть слишком большим, иначе гамма фон от аннигиляции на границах домена не соответствовал бы наблюдаемому. Данное ограничение определяет верхний предел на размеры макроскопической области антивещества. Эволюция таких доменов может приводить к образованию макроскопических объектов антивещества в Галактике. Первые оценки характерных масштабов домена, которое может сформировать шаровое скопление антизвезд в нашей Галактике: $10^3 M_{\odot} < M < 10^5 M_{\odot}$ [3].

Помимо начальных условий, необходимо также учитывать эволюцию макроскопических областей материи и локальных доменов антивещества в расширяющейся Вселенной. Условия же эволюции могут быть различными. Действительно, ведь образование объектов, наблюдаемых в Галактике, связано в значительной мере с перемешиванием продуктов звездного нуклеосинтеза, приходящих из других частей Галактики. Однако для локальной области антивещества этот механизм не работает, поэтому рассматриваем лишь то, что осталось в данной области и не распространилось по Галактике с последующей аннигиляцией. В таком случае, остается лишь возможность притока антиматерии из других галактик.

В работе показано, что приток из других галактик не способен снабдить домен антивещества продуктами звездного нуклеосинтеза. Поэтому, как механизм генерации металличности в домене, обсуждалась возможность повышенной плотности антибарионов, позволяющей в период первичного нуклеосинтеза образовывать элементы тяжелее (анти)гелия в значительном количестве.

1 ТЕОРИЯ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Преобладающей космологической моделью, описывающей Вселенную с самого раннего периода и до ее последующей крупномасштабной эволюции, является теория Большого взрыва. Она способна описать расширение Вселенной, наблюдение и измерение СМВ (Космическое микроволновое излучение), наблюдения за образованием и эволюцией галактик и распределение крупномасштабных космических структур.[4] Более того, она предсказывает обилие самых легких элементов, произведенных в достаточных количествах после ВВН(Нуклеосинтез Большого Взрыва). К таким элементам относятся, прежде всего, дейтерий (2H), гелий-4 (4He), гелий-3 (3He), литий-7 (7Li), а также небольшие следы трития (3H), лития-6 (6Li) и бериллия-7 (7Be).

До периода рекомбинации (через 380 000 лет после Большого Взрыва) Вселенная была непрозрачной из-за взаимодействия между фотонами и электронами посредством томпсоновского рассеяния. По этой причине мы не можем напрямую наблюдать ни один из физических процессов, сформировавших раннюю Вселенную. Вместо этого мы должны полагаться на измерения СМВ для косвенного наблюдения условий в ранний период времени, а также на моделирование физических процессов с использованием как известной, так и гипотетической физики.

В небольшом промежутке времени условия были как раз подходящими для того, чтобы водород слился в гелий, создавая в процессе небольшое количество других элементов. На рисунке показана эволюция обилия легких элементов за первые $\sim 10^4$ секунды, и мы видим, что большая часть изменений произошла в небольшой промежуток времени от пары минут до ~ 20 минут от Большого Взрыва. За исключением нестабильных элементов 3H и 7Be , распадающихся на 3He и 7Li соответственно, результирующее обилие элементов оставалось практически неизменным до появления первых галактик и звезд несколько сотен тысяч лет спустя. Элементы тяже-

лее ${}^9\text{Be}$ не образовывались в значительных количествах до того, как звезды не начали синтезировать элементы самостоятельно. Обилие, предсказанное на основе BBN, зависит от температуры, плотности нуклонов, содержания нейтрино, нейтрино-антинейтринной асимметрии, скорости расширения и возможной новой физики и в значительной степени не зависит от процессов, которые его сформировали.

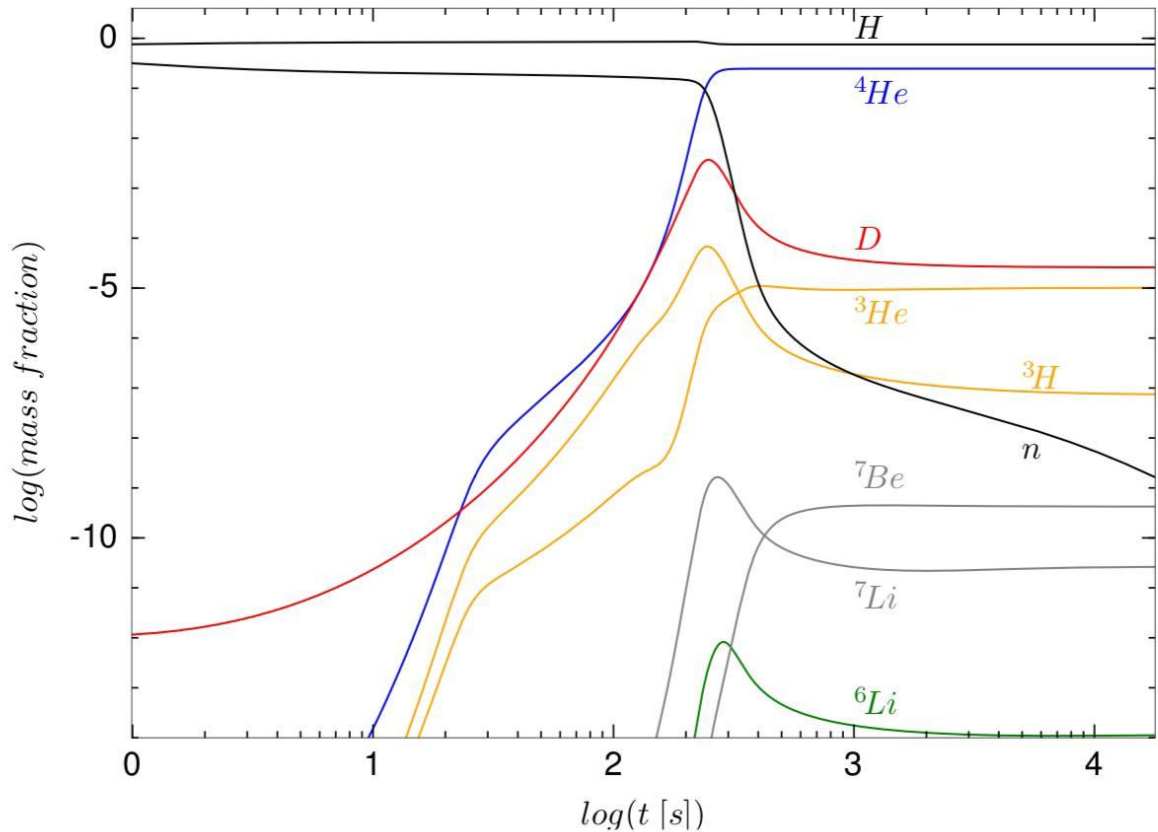


Рисунок 1.1 — Эволюция во времени обилия легких элементов для наиболее распространенных ядер в процессе BBN. График представляет собой результат работы программы AlterBBN со стандартными параметрами BBN: $\eta_{10} = 6.10$, $\tau_n = 880.3$ и $N_{eff} = 3.046$ (описание этих величин и программы представлено ниже).

2 СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ ФИЗИКИ ЧАСТИЦ

На рисунке показана таблица всех частиц, составляющих стандартную модель физики частиц. Они разделены на три семейства, так что верхний и нижний кварки, электрон и электронное нейтрино составляют *I*, очарованный кварк и странный кварк, мюон и мюонное нейтрино составляют семейство *II*, а истинный, прелестный, тау и тау-нейтрино составляют семейство *III*. Глюон является переносчиком сильного взаимодействия, объединяющего кварки и адроны и удерживающий ядра вместе в атомах. Фотон является переносчиком электромагнитных взаимодействий и вносит основной вклад в энергию ранней Вселенной, в которой преобладало излучение. Слабые ядерные взаимодействия обусловлены испусканием или поглощением *Z* - и *W* - бозонов.

Адроны - общее описание всех частиц, состоящих из кварков, которые удерживаются вместе сильным взаимодействием. Они подразделяются на барионы, которые состоят из трех кварков, и мезоны, которые состоят из одного кварка и одного антикварка. Мезоны являются бозонами и включают в себя пионы и каоны, при этом они нестабильны, а самые долгоживущие существуют несколько десятых долей микросекунды. Барионы являются фермионами и состоят из протонов и нейтронов. Единственным стабильным барионом в свободном состоянии является протон, а нейтрон стабилен только в связанном состоянии в атомных ядрах. Среднее время жизни свободных нейтронов составляет 880.3 секунды. Это число имеет решающее значение для обилия элементов, образующихся в ходе ВВН, в частности, для обилия реликтового гелия, так как оно контролирует количество нейтронов, доступных для формирования атомных ядер.

Лептоны - это элементарные частицы, фермионы, которые подразделяются на заряженные лептоны (электроноподобные нейтроны) и ней-

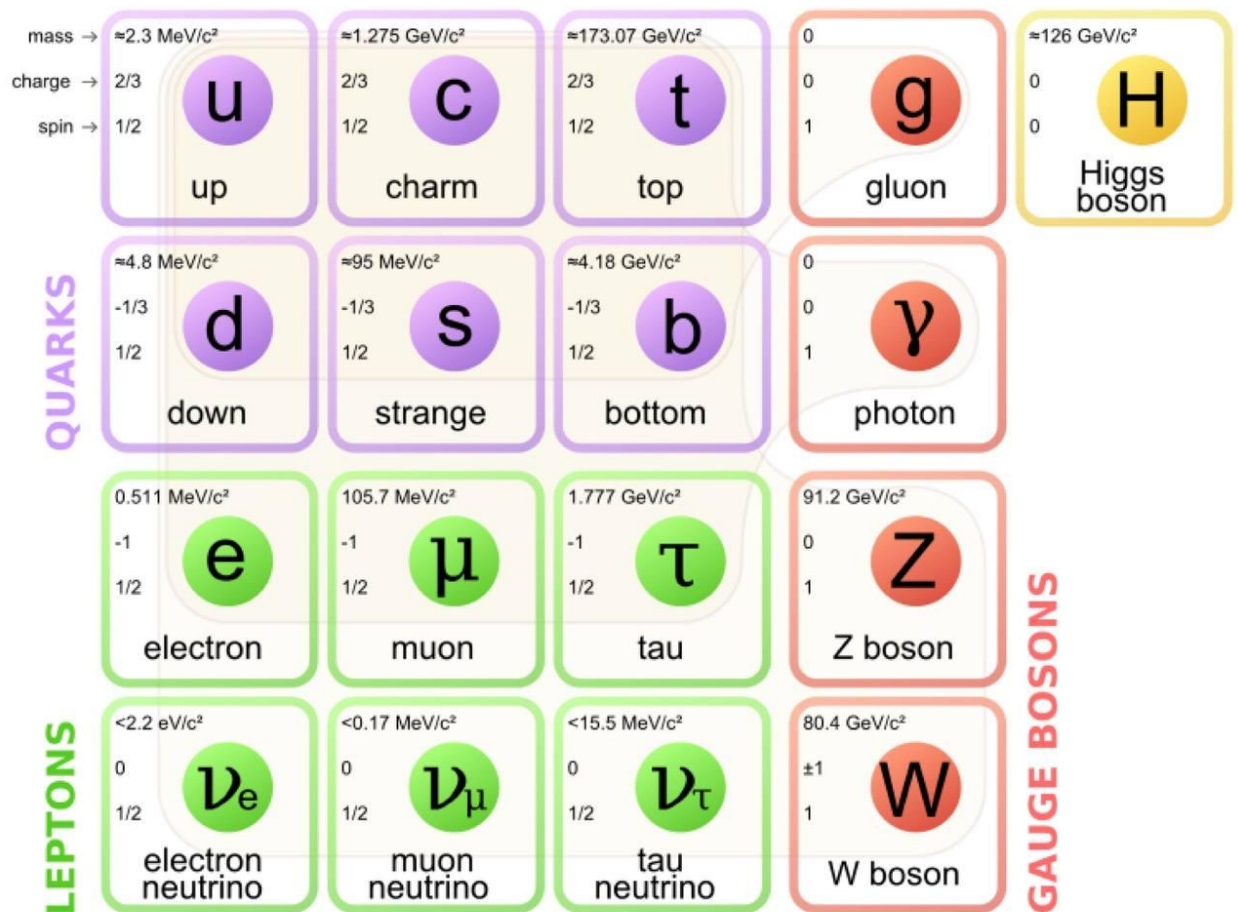


Рисунок 2.1 — Частицы стандартной модели

тральные (нейтрино). Заряженные лептоны состоят из электрона (e^-), мюона (μ^-) и тау (τ^-), а также их античастиц. Электрон - самый легкий из трех заряженных лептонов, массы которых располагаются в порядке $m_e < m_\mu < m_\tau$. Стандартная модель физики описывает три вида нейтрино, которые все считаются безмассовыми, несмотря на то, что наблюдаемые осцилляции нейтрино требуют, чтобы по крайней мере два вида имели ненулевую массу.[5]

3 СТАНДАРТНАЯ Λ CDM- МОДЕЛЬ КОСМОЛОГИИ

Космологический принцип утверждает, что Вселенная одинакова в любом месте (однородна) и в любом направлении (изотропна), если рассматривать ее в достаточно больших масштабах, и что одни и те же физические законы действуют в любом месте Вселенной. На масштабах, сравнимых с размерами галактик и скоплений галактик ($\lesssim 10$ Мпк), Вселенная, очевидно, не является изотропной и однородной. На таких масштабах материя не распределена равномерно, а собрана в структуры различной массы и размеров. Таким образом, в данном контексте "достаточно большие масштабы" означают масштабы гораздо большие, чем размер сверхскопления (несколько сотен Мпк).

Уравнение поля Эйнштейна можно сократить до тензорного уравнения:

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}, \quad (3.1)$$

где $G_{\mu\nu}$ - тензор Эйнштейна, $g_{\mu\nu}$ -метрический тензор, $R_{\mu\nu}$ -тензор Риччи, $T_{\mu\nu}$ - тензор энергии-импульса, Λ -космическая постоянная. Вселенная расширяется с ускорением, что считается доказанным с открытием сверхновой типа 1a в 1998 году.[6] Это требует положительного значения Λ -члена, что является существенной частью модели Λ CDM. Если мы принимаем материю и энергию во Вселенной за идеальную жидкость, то для нулевой компоненты тензора момента импульса ($\nabla^\nu T_{\mu\nu} = 0$):

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -3(1+w)\frac{\dot{a}}{a}. \quad (3.2)$$

Уравнение состояния:

$$P = w\rho c^2, \quad (3.3)$$

$$w = \begin{cases} 0, & \text{для энергии материи} \\ 1/3, & \text{для энергии излучения} \\ -1, & \text{для энергии вакуума} \end{cases} \quad (3.4)$$

Интегрируя уравнение сохранения энергии, получаем:

$$\rho \propto a^{-3(1+w)}, \quad (3.5)$$

что приводит к $\rho \propto a^{-3}$ для стадии пылевидного состояния, $\rho \propto a^{-4}$, для стадии радиационного доминирования и $\rho \propto const$, для стадии доминирования Λ -члена.

Геометрические свойства пространства-времени с однородными и изотропными пространственными частями, которые могут зависеть от времени, описываются метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (FRW). Вся зависимость от времени вводится через масштабный фактор $a(t)$, который описывает эволюцию расширения Вселенной. Она обеспечивает точное решение уравнения Эйнштейна, давая два уравнения Фридмана.[7]

Первое уравнение Фридмана:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{kc^2}{a^2}. \quad (3.6)$$

Второе уравнение Фридмана:

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + 3\frac{P}{c^2}\right), \quad (3.7)$$

где ρ и P это полная плотность энергии и давление соответственно, включая вклад от космологической постоянной. Удобно параметризовать расширение в терминах параметра Хаббла $H = \dot{a}/a$. Его современное значение $H_0 = 100h \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{Мпк}^{-1}$. Критическая плотность - это плотность, которая дает нулевую кривизну k :

$$\rho_{\text{кр}} = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (3.8)$$

с современным значением $\rho_{\text{кр}} \approx 1.88 \cdot 10^{-29} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Введем также параметр плотности $\Omega \equiv \rho/\rho_{\text{кр}}$, который измеряет плотность относительно критической. Тогда первое уравнение Фридмана можем записать в виде:

$$\Omega - 1 = \frac{k}{H^2 a^2}, \quad (3.9)$$

что позволяет провести следующее разделение:

$$\rho < \rho_{\text{кр}} \longleftrightarrow \Omega < 1 \longleftrightarrow k = -1 : \text{открытая Вселенная};$$

$$\rho = \rho_{\text{кр}} \longleftrightarrow \Omega = 1 \longleftrightarrow k = 0 : \text{плоская Вселенная};$$

$$\rho > \rho_{\text{кр}} \longleftrightarrow \Omega > 1 \longleftrightarrow k = +1 : \text{замкнутая Вселенная};$$

Наблюдения показывают, что Вселенная близка к плоской. В результатах Planck 2015 говорится, что параметр плотности кривизны $\Omega_k = -0.005_{-0.017}^{+0.016}$. Поэтому в модели ΛCDM предполагается, что $\Omega_k = k = 0$ и уравнение Фридмана принимает вид:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho = H_0^2 \left((\Omega_b + \Omega_{DM})a^{-3} + \Omega_R a^{-4} + \Omega_\Lambda \right). \quad (3.10)$$

4 ОТНОШЕНИЕ ПЛОТНОСТИ БАРИОНОВ К ПЛОТНОСТИ ФОТОНОВ

Стандартный нуклеосинтез Большого взрыва (SBBN) включает в себя Λ CDM модель космологии и стандартную модель физики частиц, которая содержит в себе три аромата очень легких, левых нейтрино и соответствующих им правых антинейтрино. Единственным свободным параметром в SBBN является плотность барионов, параметризованная через отношение барионов к фотонам η [8]:

$$\eta_{10} = 10^{10} \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_\gamma}, \quad (4.1)$$

где b и \bar{b} обозначают барионы и антибарионы соответственно. После аннигиляции барионов и антибарионов избыточные барионы выживают и $n_b - n_{\bar{b}} \rightarrow n_b$. Фактор 10^{10} является лишь масштабным коэффициентом, поскольку плотности имеют порядки $\sim 10^{-9} - 10^{-10}$.

Концентрация фотонов реликтового излучения определяется известным соотношением:

$$n_\gamma = \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} \left(\frac{kT}{\hbar c} \right)^3 = 410.73 \left(\frac{T}{2.7255K} \right)^3 \text{ см}^{-3}, \quad (4.2)$$

где $\zeta(x)$ - дзета-функция Римана, k -постоянная Больцмана, \hbar -постоянная Планка, c -скорость света и T -температура реликтового излучения в соответствующую эпоху. Температура реликтовых фотонов определится сегодня с высокой точностью и имеет значение в современную эпоху: $T_0 = 2.7255(6)K$, для других эпох выражается соотношением $T = T_0(1 + z)$, где z -космологическое красное смещение соответствующей эпохи. Таким образом, зная n_γ , можно получить связь параметра η с Ω_b - относительной

плотностью барионов во Вселенной:

$$\eta_{10} = 273.9\Omega_b h^2, \quad (4.3)$$

где фактор $\Omega_b h^2$ часто обозначается в литературе через ω_b . В настоящее время наиболее актуальным значением является значение $\omega_b = 0.02226 \pm 0.00023$ с доверительным интервалом 1σ , что приводит к $\eta_{10} = 6.10 \pm 0.06$.

Мы можем записать так же отношение барионов к фотонам как функцию температуры, используя закон сохранения энтропии. В системе, находящейся в термодинамическом равновесии, энтропия сохраняется и, таким образом, связана с масштабным фактором через $s \propto a^{-3}$. Число барионов в среднем остается постоянным, поэтому $N \equiv a^3 n_b \propto n_b/s \equiv const$. Связав плотность числа фотонов с плотностью энтропии в релятивистском виде, можем записать отношение барионов к фотонам для произвольного времени как:

$$\eta(T) \equiv \frac{n_b(T)}{s(T)} \approx 1.8g_{*s}(T) \left(\frac{n_b(T)}{s(T)} \right). \quad (4.4)$$

Поскольку $n_b/s = const$, приходим к выражению для отношения барионов к фотонам для данной температуры, как функции от текущего значения температуры:

$$\eta(T) = \frac{g_{*s}(T)}{g_{*s}(T_0)} \eta(T_0). \quad (4.5)$$

Следствием этого соотношения является то, что отношение барионов к фотонам меняется только при изменении энтропии, то есть при распаде или аннигиляции частиц. Поэтому в стандартном космологическом сценарии мы имеем $\eta(T) = \eta(T_0) = const$ после аннигиляции e^\pm .

5 ИССЛЕДОВАНИЕ ДОШЕДШЕГО ДО НАШЕЙ ГАЛАКТИКИ АНТИВЕЩЕСТВА

В работе рассматривается ситуация, когда химический состав первичного вещества, которое в своей эволюции сформировало шаровое скопление, аналогичен первичному химическому составу барионного вещества, то есть элементов тяжелее гелия там практически нет. В таком случае, необходимая для формирования молекул металличность образуется в результате ядерных процессов в антизвездах, выбрасывающих при взрыве относительно тяжелые элементы в пространство.

Потеря антивещества происходит также за счет звездного антиветра. Если антивещество покидает пределы шарового скопления за счет звездного антиветра, то оно покидает скопление и при взрывах сверхновых, поскольку скорости во втором случае значительно больше.

Рассмотрим скорости ускользания антизвезд вследствие звездного антиветра и сравним со второй космической скоростью для скопления М4, использующегося в данной работе как прототип кластера антивещества, поскольку его параметры нам хорошо известны. Положим также, что звезды, время нахождения на главной последовательности которых больше времени эволюции Вселенной (14 млрд. лет), с большей вероятностью дают вклад в первичный объем антиматерии. Из графика (рис 5.1) это соответствует всем звездам с массой меньше чем 3 массы Солнца. Исходя из таблицы (рис 5.2) получаем (первый и третий столбцы), что скорость всех таких звезд примерно равна второй космической скорости Солнца (617 км/с), что значительно больше, чем скорость ускользания из скопления М4 (15 км/с). Значит, все выброшенное антивещество уходит из скопления с последующей аннигиляцией.

Как показано в главе 5.3, отношение количества антивещества, оставшегося после взрыва сверхновой 1 типа (сверхновые 2 типа не рассматри-

ваем, так как количество сброшенного вещества в этом случае меньше, чем в случае сверхновых 1 типа), к количеству вышедшего вещества ничтожно мало. Вследствие этого, локальное образование тяжелых антиядер в антивещном нуклеосинтезе не может обеспечить их локализацию в области антивещества и потому не может обеспечить образование молекул из антиматерии, поэтому рассмотрим возможность обогащения антиядрами из других галактик.

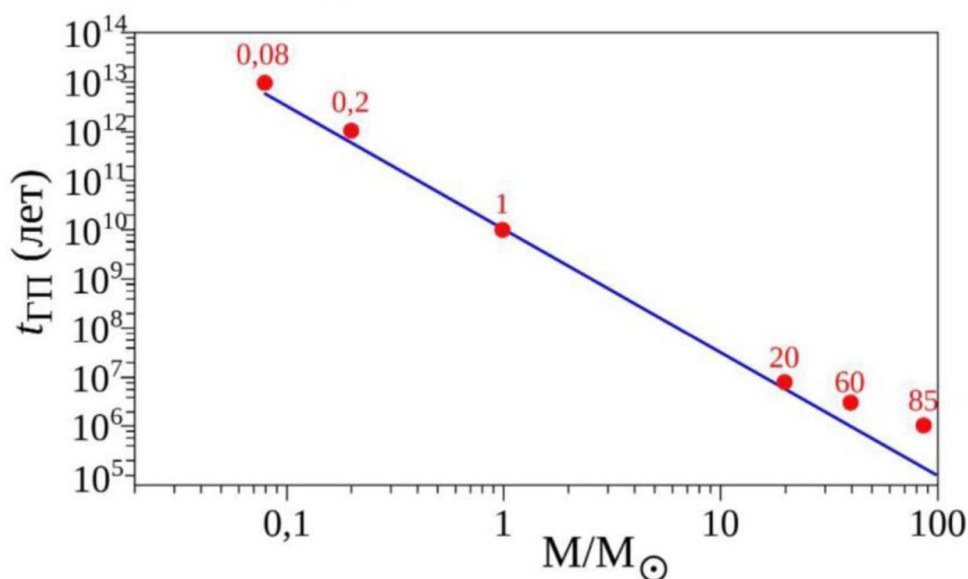


Рисунок 5.1 — Параметры звезд главной последовательности с массами, большими трех масс Солнца.

Масса, M_{\odot}	Светимость, L_{\odot}	Радиус, R_{\odot}	Температура, K	Спектральный класс	Примеры
3	81	2,0	12200	B7	Регул
2,5	39	1,84	10700	B9	Сириус
2	16	1,64	9080	A2	Фомальгаут
1,7	8,0	1,52	7960	A7	Альтаир
1,35	4,0	1,2	6400	F5	Процион
1,08	1,45	1,05	5900	G0	Альфа Центавра А
1	1	1	5800	G2	Солнце
0,95	0,7	0,91	5600	G5	Мю Кассиопеи
0,85	0,44	0,87	5300	G8	Тау Кита
0,83	0,36	0,83	5100	K0	
0,78	0,28	0,79	4830	K2	Эпсилон Эридана
0,68	0,18	0,74	4370	K5	Альфа Центавра В
0,33	0,03	0,36	3400	M2	Лаланд 21185
0,20	0,0005	0,21	3200	M4	Росс 128
0,10	0,0002	0,12	3000	M6	Вольф 359

Рисунок 5.2 — Приближенная зависимость времени пребывания звезды на главной последовательности от ее массы.

5.1 МОДЕЛЬ ВЕТРА

В данной модели используем приближение тонкой оболочки[9], которое хорошо обосновано в космологическом контексте. Расширяющийся газ сметает долю окружающего межгалактического вещества в тонкую оболочку. Оставшийся газ просачивается в горячую, разряженную внутреннюю часть, давление которой стимулирует расширение оболочки. Предполагая сферическую симметрию, мы можем описать отток с помощью следующей системы уравнений:

$$\ddot{R} = \frac{4\pi R^2}{M_s}(p - p_{exp}) - \frac{G}{R^2}(M_d + M_{gal} + \frac{M_s}{2}) + \Omega_\lambda H^2(z)R - \frac{\dot{M}_s}{M_s}(\dot{R} - v_{int}), \quad (5.1)$$

$$\dot{p} = \frac{L}{2\pi R^3} - 5p\frac{\dot{R}}{R}, \quad (5.2)$$

$$\dot{M}_s = \begin{cases} 0, & v_{inf} \geq \dot{R} \\ 4\pi R^2 \rho_g (\dot{R} - v_{inf}), & v_{inf} \leq \dot{R}. \end{cases} \quad (5.3)$$

Здесь R - радиус оболочки, M_s - масса оболочки, а p - давление внутри горячего пузыря. Оболочка расширяется через гало галактики-хозяина и попадает в МГС (межгалактическая среда). Плотность барионов окружающей среды, поле скоростей падения и внешнее давление обозначаются ρ_g , v_{inf} , p_{ext} соответственно, M_{gal} - масса гало.

Начальная скорость, с которой происходит расширение:

$$v_\omega = 310 \left(\frac{f_{esc}}{0.25} \frac{2}{\frac{f_{sw}}{f_{ast}}} \frac{126 M_\odot}{w_{SN}} \right) \frac{\text{км}}{\text{с}}. \quad (5.4)$$

В данной модели $f_* = 0.1$, $f_{esc} = 0.25$, $w_{SN} = 126 M_\odot$. Таким образом, скорость нашего пузыря примерно равна 310 км/с.

5.2 ВОЗМОЖНОСТЬ ВЫХОДА АНТИЗВЕЗДНОГО ВЕТРА ИЗ ГАЛАКТИКИ

Рассчитаем скорость, преодоление которой ветром означает его выход в межгалактическое пространство. Приравняем силу гравитационного притяжения галактики и кинетическую энергию антизвездного ветра:

$$F_G = \frac{GMm}{r} = \frac{mv^2}{2}. \quad (5.5)$$

Тогда имеем:

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{r}}, \quad (5.6)$$

где $M \sim 10^{42}$, $r \sim 10^{20}$, $G \sim 10^{-11}$, тогда имеем скорость ≈ 100 м/с. Таким образом, получаем, что скорость антизвездного ветра значительно превышает граничную скорость, следовательно антизвездный ветер выйдет в МГС.

5.3 АННИГИЛЯЦИЯ В ГАЛАКТИКЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ СВЕРХНОВУЮ, ПОРОДИВШЕЙ ЗВЕЗДНЫЙ АНТИВЕТЕР

В расчетах будем использовать параметры галактики Малое Магелланово облако.

Рассчитаем плотность с учетом того, что $R \sim 9 \cdot 10^{21}$ см:

$$n = \frac{M}{V \cdot m_N} = \frac{4 \cdot 10^{40} \cdot 4}{9 \cdot 10^{66} \cdot 1.6 \cdot 10^{-24}} \sim 10^{-5} \frac{\text{шт}}{\text{см}^3} = 10 \frac{\text{шт}}{\text{М}^3}. \quad (5.7)$$

Рассчитаем время аннигиляции:

$$t \sim \frac{1}{n\sigma v} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ с}, \quad (5.8)$$

$$\sigma v \sim \frac{2 \cdot 10^{-26} \text{ с}}{\beta}, \quad (5.9)$$

$$\sigma vn = 6 \cdot 10^{-13} \cdot 10 \sim 6 \cdot 10^{-12}. \quad (5.10)$$

Время, за которое частица покидает галактику:

$$t \sim \frac{R^2}{2D} \sim \frac{(10^{22})^2}{2 \cdot 10^{28}} \sim 10^8 \text{ лет} \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ с}. \quad (5.11)$$

Как видно из вычислений, время аннигиляции значительно меньше времени, за которое частица покидает галактику, что сильно ограничивает количество вышедшего антивещества.

Найдем минимальную скорость, начиная с которой антивещество способно выйти в межгалактическую среду:

$$\frac{1}{\sigma vn} = 3 \cdot 10^{15}, \quad (5.12)$$

$$\sigma \sim \frac{2 \cdot 10^{-26} \text{ с}^2}{v^2}, \quad (5.13)$$

$$v \sim 2 \cdot 10^{-26} \cdot \text{с}^2 \cdot n \cdot 3 \cdot 10^{15} \sim 2 \cdot 10^{-26} \cdot 9 \cdot 10^{16} \cdot 10 \cdot 3 \cdot 10^{15} \sim 0.24 \text{ с} \sim 0.24 \text{ с} \sim 0.7 \cdot 10^8 \frac{\text{М}}{\text{с}}. \quad (5.14)$$

Найдем, какая часть антивещества от общего числа выйдет в межгалактическое пространство. Для этого рассмотрим график распределения по скоростям вещества при взрыве сверхновой 1-го типа.

Используем данные скопления М4, поскольку нам известны его параметры. Интерполируем график до нужного порядка 10^6 (по порядку второй космической скорости М4). Аппроксимируем лишь интересующий график (отношение углерода к кислороду) и получаем приблизительно кубическую зависимость. Тогда, зная значение второй космической скорости скопления ($1.5 \cdot 10^6 \text{ м/с}$), можем графически вычислить массу, как значение по оси ординат.

Произведем еще одну грубую оценку, аппроксимируя кубическую зависимость нашего графика (с учетом интерполяции 10^6). А именно, будем считать, что это треугольник. Столь грубая оценка допустима в данном случае, исходя из масштабных соображений. В таком случае, посчитаем

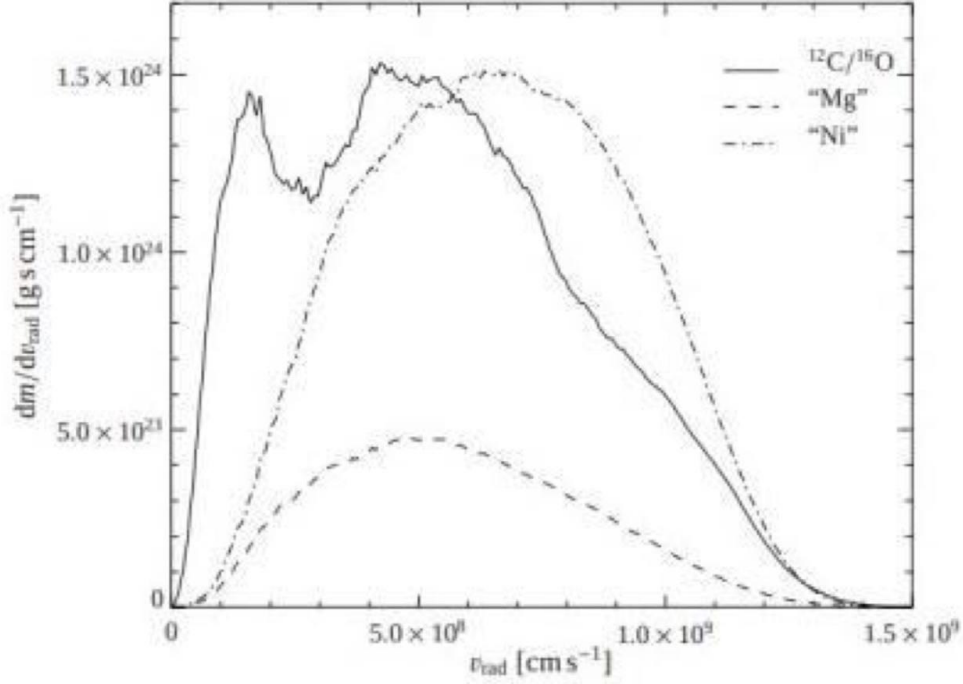


Рисунок 5.3 — Распределение по скоростям вещества при взрыве сверхновой 1-го типа.

площадь треугольника:

$$S = \frac{1}{2} \cdot 7 \cdot 10^{19} \cdot 1.5 \cdot 10^6 \approx 5.25 \cdot 10^{25}. \quad (5.15)$$

Теперь аппроксимируем всю зависимость как перевернутую параболу, тогда, для нахождения площади под графиком, необходимо проинтегрировать:

$$I = \int_0^{1.5 \cdot 10^8} (x + 1.5 \cdot 10^{24})^2 = (1.5 \cdot 10^{24})^2 \cdot 1.5 \cdot 10^8 \approx 3 \cdot 10^{56}. \quad (5.16)$$

Найдем отношение:

$$\frac{S}{I} = \frac{3.5 \cdot 10^{29}}{3 \cdot 10^{56}} = 12 \cdot 10^{-28}, \quad (5.17)$$

где S - площадь, соответствующая количеству вышедшего антивещества. Данная величина значительно меньше единицы, то есть часть вышедшего в межгалактическое пространство вещества мала. I - все антивещество, выброшенное сверхновой.

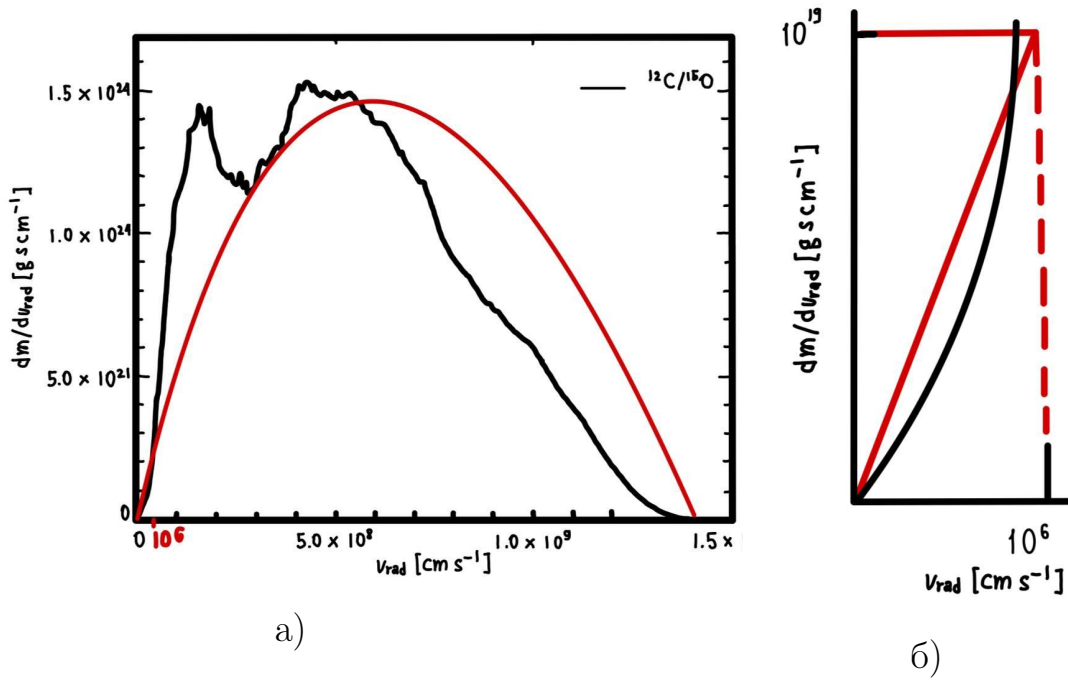


Рисунок 5.4 — а)Площадь треугольника б)аппроксимация параболой

В рамках барионно-асимметричной Вселенной шаровые скопления антизвезд составляют 10^{-8} от вещества. Получим долю вышедших в межгалактическое пространство антиядер, рожденных в антизвездах других галактик:

$$10^{-8} \cdot 10^{-28} = 10^{-36} .$$

5.4 АННИГИЛЯЦИЯ ВЕТРА В МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Рассчитаем скорость аннигиляции нерелятивистского вещества. Учитывая, что средняя плотность во Вселенной $n=3 \cdot 10^{-7}$ шт/м³, а $\sigma n \sim 2 \cdot 10^{-26}$ с/β, вычислим скорость аннигиляции:

$$nv\sigma \sim 2 \cdot 10^{-19} \frac{\text{шт}}{\text{с}} . \quad (5.18)$$

Характерное время аннигиляции есть величина обратная данной, таким образом получаем величину $5 \cdot 10^{18}$ с. То есть характерное время аннигиляции больше возраста Вселенной ($\sim 5 \cdot 10^{17}$ с). Делаем из этого вывод,

что поток не способен дойти до нас.

5.5 АННИГИЛЯЦИЯ В НАШЕЙ ГАЛАКТИКЕ

Рассматриваем нерелятивистский случай, со скоростью порядка скорости ускользания из галактик, то есть на три порядка меньше, чем скорость света.

$$\sigma \sim \frac{1.6 \cdot 10^{-26} \cdot c^2}{v^2} \sim \frac{2 \cdot 10^{-26} \cdot 9 \cdot 10^{16}}{9 \cdot 10^{10}} \sim 1.6 \cdot 10^{-20}. \quad (5.19)$$

Тогда произведение $\sigma nR \sim 10^4$. Это означает непрозрачность гало нашей Галактики относительно дошедшего до нас антиветра для нерелятивистского случая.

5.6 РЕЛЯТИВИСТСКИЙ СЛУЧАЙ

Выше было сказано, что при нерелятивистских скоростях в нашей галактике не сформируется сгустка из антиматерии.

Рассмотрим скопление из антивещества. Возьмем параметры М4. Если брать релятивистские скорости, то очевидно, что скорость движения антиядер будет значительно превышать скорость ускользания скопления М4 ~ 15 км/с. Тогда остается возможность захвата скоплением антиядер. Проведя расчеты, аналогичные пункту 3.3, получаем, что произведение $\sigma nR \sim 0.1$. Это говорит о "прозрачности" рассматриваемого скопления относительно нашего антиветра. То есть захват также невозможен.

5.7 ИТОГ

Для возможности образования твердых тел из антиматерии необходимо существование молекул, пыли антивещества с последующим слиянием этой пыли, молекул в какие-то более плотные объекты. Однако мы получили, что даже при условии дошедшего до нас антивещества, оно не в состоянии задержаться в гало в силу значительной скорости передвижения. Так же была опровергнута возможность захвата доменом антивещества

пролетающего с определенной скоростью антиядра.

6 ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Предыдущая глава показала, что чрезвычайно трудно образовывать не только планеты или метеориты, а даже пылинки продуктами горения антизвезд в шаровом скоплении.

Теперь подойдем к задаче с другой стороны, а именно рассмотрим возможность образования тяжелых элементов и первичной металличности в доменах антивещества с повышенной, относительно средней барионной, плотностью антибарионов.

Для моделирования результатов, отражающих обилие тяжелых элементов, используется код AlterBBN.

6.1 ПРОГРАММА ALTERBBN

AlterBBN[10] это общедоступная программа на C, вычисляющая содержание элементов, формирующихся в процессе Большого взрыва.

В AlterBBN реализованы различные космологические сценарии, которые могут изменить исход BBN. Кроме того, включен пакет SuperIso Relic[11–13], чтобы можно было исследовать альтернативные модели с использованием ограничений BBN.

Программа состоит из пяти основных подпрограмм, которые, за исключением стандартной программы космологической модели, требуют, чтобы в качестве входных аргументов были заданы различные свободные параметры.

6.1.1 ОСНОВНЫЕ ПОДПРОГРАММЫ

Пять различных программ:

- **stand_cosmo.x** вычисляет обилие элементов космологической модели Λ CDM с предопределенным значением η по умолчанию.
- **alter_eta.x** вычисляет обилие элементов космологической модели с требуемым входным аргументом:
 - η : отношение концентрации барионов к концентрации фотонов;
- **alter_neutrino.x** вычисляет обилие элементов в стандартной космологической модели с требуемыми входными аргументами:
 - N_ν : число видов нейтрино в стандартной модели;
 - ξ_{ν_e} : параметр вырождения электронных нейтрино;
 - ξ_{ν_μ} : параметр вырождения мюонных нейтрино;
 - ξ_{ν_τ} : параметр вырождения тау-нейтрино;
- **alter_standmod.x** вычисляет обилие элементов в космологических сценариях с модифицированными скоростями расширения и содержанием энтропии с требуемыми входными аргументами:
 - k_ρ : отношение плотности темной энергии к плотности энергии излучения во время BBN;
 - n_ρ : показатель уменьшения плотности темной энергии;
 - k_s : отношение плотности энтропии скрытой массы к плотности энтропии излучения во время BBN;
 - n_s : показатель уменьшения плотности энтропии скрытой массы ;
 - T_ρ : температура в ГэВ, ниже которой плотность темной энергии устанавливается равной 0;
 - T_s : температура в ГэВ, ниже которой плотность энтропии скрытой массы устанавливается равной 0;
- **alter_reheating.x** вычисляет обилие элементов в космологических сценариях с модифицированными скоростями расширения и содержанием энтропии, с добавлением производства энтропии с требуемыми входными аргументами:
 - k_ρ : отношение плотности темной энергии к плотности энергии излучения во время BBN;
 - n_ρ : показатель уменьшения плотности темной энергии;
 - k_Σ : отношение производства энтропии скрытой массы к производству энтропии излучения во время BBN;
 - n_Σ : показатель производства энтропии скрытой массы;

$-T_r$: температура в ГэВ, ниже которой плотность темной энергии и производство энтропии равны 0;

6.1.2 КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ОСНОВНЫХ СЦЕНАРИЕВ

AlterBBN имеет возможность изменять количество видов нейтрино и учитывать нейтринное вырождение среди нейтрино стандартной модели в дополнение к непосредственному изменению скорости расширения и наличию энтропии. Кроме того, существует возможность применять модели повторного нагрева с результирующим производством энтропии. Эти модифицированные космологические сценарии по-разному влияют на свойства ранней Вселенной.

- **Дополнительные виды нейтрино**

Изменение количества видов нейтрино стандартной модели выражается через вклад ΔN_ν : $N_{tot} = N_\nu + \Delta N_\nu$. Кроме того имеет место нейтринное вырождение между тремя видами нейтрино стандартной модели, что приводит к ненулевым значениям химических потенциалов ξ_{ν_1} , ξ_{ν_2} , ξ_{ν_3} , которые не обязательно равны.

- **Модифицированная скорость расширения**

Добавление любого нового компонента в ранней Вселенной (WIMPs, эквивалентные нейтрино или любой вид скрытой массы) влияет на уравнение Фридмана. В случае добавления плотности скрытой массы полная плотность ρ_{tot} получает вклад ρ_D :

$$\rho_{tot} \rightarrow \rho_{tot} + \rho_D. \quad (6.1)$$

Модифицированное уравнение Фридмана:

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_{tot} + \rho_D). \quad (6.2)$$

Полная плотность:

$$\rho_{tot} = \rho_\gamma + \rho_\nu + \rho_b + \rho_{e^-} + \rho_{e^+} + \rho_\chi, \quad (6.3)$$

где ρ_γ , ρ_ν , ρ_b , ρ_{e^-} , ρ_{e^+} , ρ_χ - плотности гамма-квантов, нейтрино, барио-

нов, электронов, позитронов и скрытой массы соответственно.

- **Изменение содержания энтропии**

Содержимое ранней Вселенной можно изменять, добавляя компоненты энтропии, которые могут возникать в результате аннигиляции частиц или просто быть энтропией скрытой массы. Возможны два случая:

1 - энтропия скрытой массы s_D , являющаяся функцией температуры T , но не связанная с каким-либо процессом повторного нагрева, поэтому $\partial s_D / \partial t = 0$

2 - энтропия излучения s_{rad} , получающая вклад от производимой энтропии излучения Σ_{rad} при постоянной температуре, так что

$$\frac{\partial s_{rad}}{dT} = 0 \quad (6.4)$$

$$\frac{ds_{rad}}{dt} = -3H_{rad} + \Sigma_{rad}. \quad (6.5)$$

- **Затухающее скалярное поле**

В этом сценарии первичное скалярное поле затухает. Его плотность ρ_ϕ удовлетворяет уравнению Больцмана:

$$\frac{d\rho_\phi}{dt} = -nH\rho_\phi + \Gamma_\phi\rho_\phi, \quad (6.6)$$

где Γ_ϕ это ширина затухания скалярного поля, n - показатель убывания плотности скалярного поля. Связь ширины затухания Γ_ϕ с температурой повторного нагрева T_{RH} [14]:

$$\Gamma_\phi \sim \sqrt{g_{eff}(T_{RH})} T_{RH}^2. \quad (6.7)$$

Данный сценарий требует двух входных параметров: плотность энергии скалярного поля ρ_ϕ и температура повторного нагрева T_{RH} .

- **WIMPs частицы**

WIMPs - это одни из кандидатов на на проблему скрытой материи в космологии. Это легкие, слабо взаимодействующие новые частицы, характеризующиеся массой m_χ , типом(фермионы Майорана или Дирака, вещественные или комплексные скаляры). Учет данных частиц требует добавление новой плотности и давления, задающихся с помощью модифициро-

ванного уровня Бесселя.

$$\rho_\chi = g_\chi m_\chi^4 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{\beta(n+1)} \cosh(n\phi_\chi) M(nz_\phi), \quad (6.8)$$

$$P_\chi = g_\chi m_\chi^4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\beta(n+1)}}{nz_\chi} \cosh(n\phi_\chi) L(nz_\phi). \quad (6.9)$$

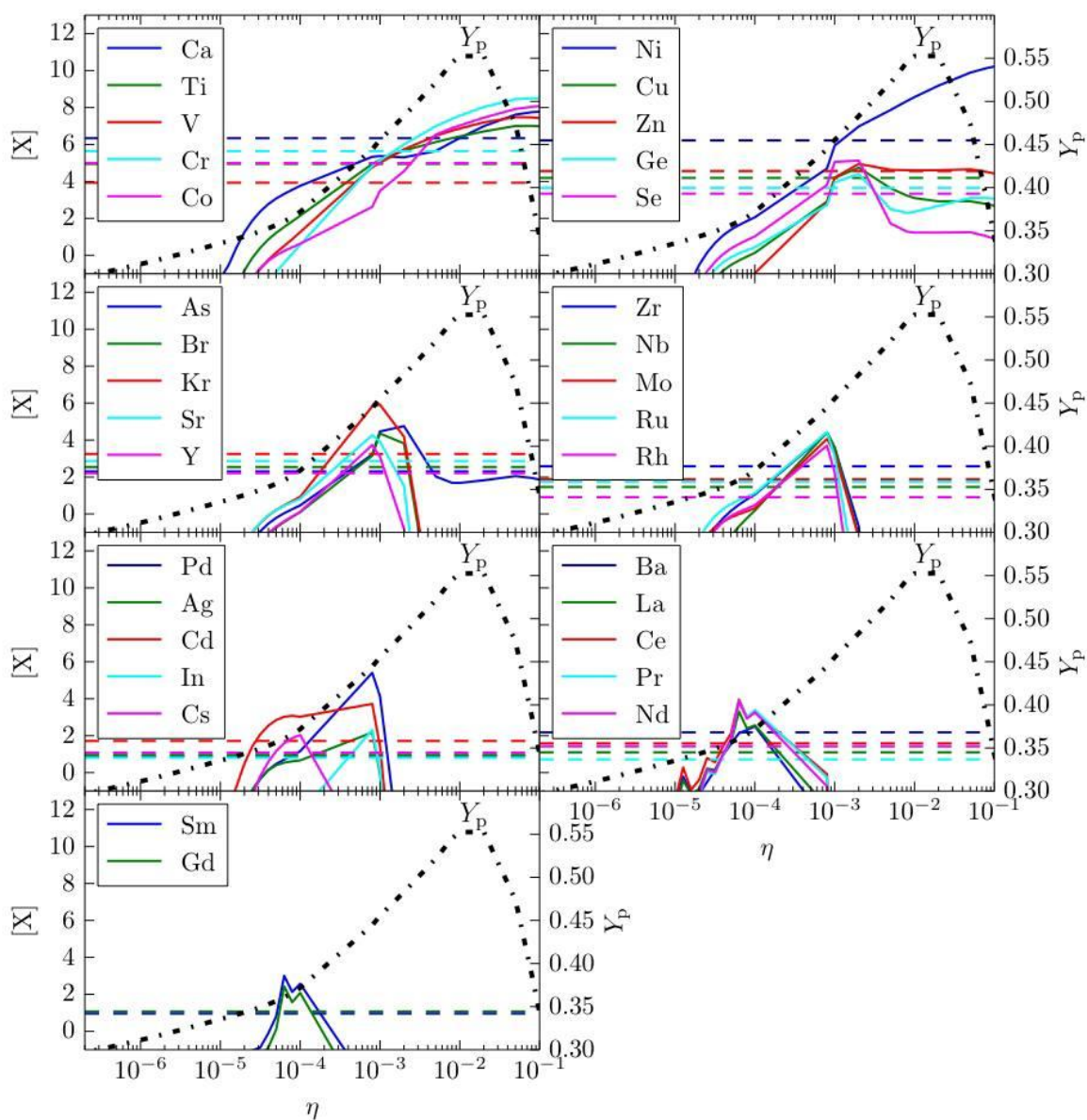


Рисунок 6.1 — Пример расчета обилия ядер с AlterBBN

6.2 РАСЧЕТЫ

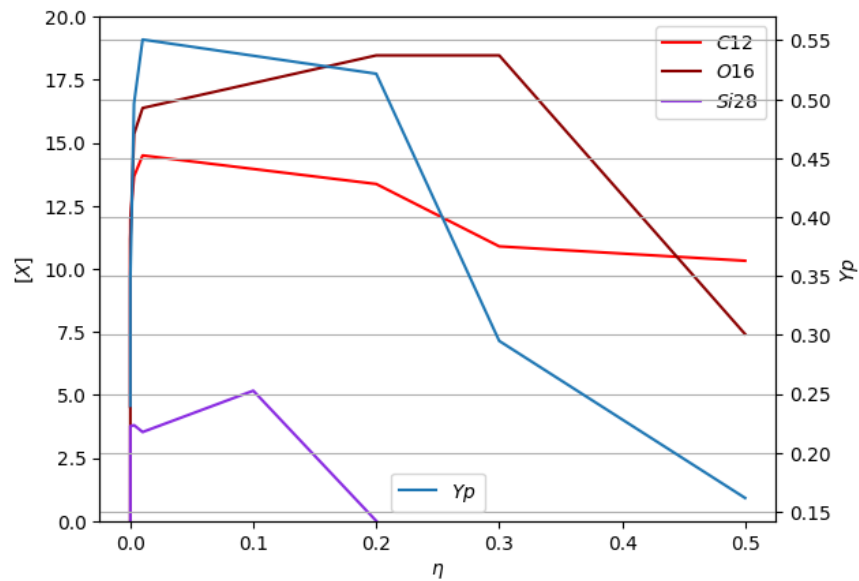


Рисунок 6.2 — Расчет элементов с AlterBBN

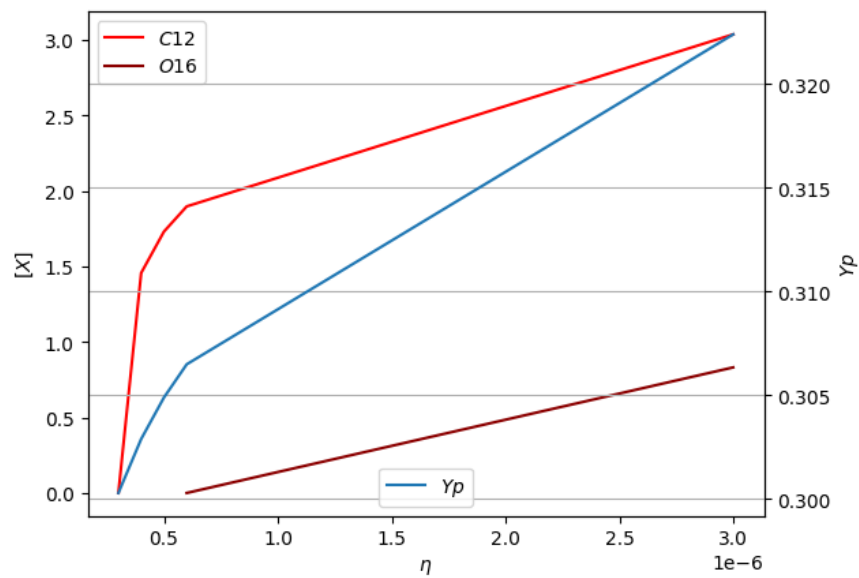


Рисунок 6.3 — Расчет элементов с AlterBBN

На графике изображена зависимость обилия тяжелых элементов, которые могут участвовать в формировании пылинок антивещества, от значения η . При этом учитывается полная аналогия между веществом и антивеществом. Здесь

$$[X] = \log_{10} \frac{n(X)}{n(H)} + 12, \quad (6.10)$$

где X - рассматриваемый элемент.

В стандартном космическом нуклеосинтезе металличность не образуется в силу относительно малой плотности барионного вещества, в данном же случае получается условие образования первичных тяжелых элементов.

Нижний график позволяет определить, начиная с какого значения η появляется заметное обилие тяжелых элементов. Это критическое значение составляет примерно $5 \cdot 10^{-7}$.

Таким образом, освоена программа AlterBBN, которая позволяет проводить расчеты образования тяжелых элементов в первичном нуклеосинтезе. Данная методика будет использована для многочисленных приложений, связанных с гипотезами об аномальной локальной плотности барионов в ранней Вселенной.

7 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы исследовалась возможность формирования антиметеоритов в шаровом скоплении антизвезд. Для этого были рассмотрены два случая.

В первом, предположение об образовании твердых тел из антиматерии основывалось на возможности формирования хотя бы пылинок из антивещества. Было показано, что образование тяжелых элементов в звездном нуклеосинтезе не позволяет обеспечить условия формирования таких пылинок, поскольку все продукты звездного нуклеосинтеза неизбежно покидают область шарового скопления антизвезд и аннигилирует в Галактике. Поэтому рассматривалась возможность притока антивещества в данную область из других галактик. Для этого были рассмотрены различные сценарии: выход антизвездного ветра из галактики, аннигиляция в галактике, содержащей сверхновую, породившей звездный антиветер, аннигиляция ветра в межгалактической среде, аннигиляция в нашей галактике, а также релятивистский случай. На основе расчетов, приведенных в главе 5 получаем, что даже при условии дошедшего до нас антивещества, оно не в состоянии задержаться в силу значительной скорости передвижения. Так же была опровергнута возможность захвата доменом антивещества, пролетающего с определенной скоростью антиядра.

Во втором, исследуется возможность образования первичных элементов в ранней Вселенной тяжелее антигелия в барионно-асимметричной Вселенной, в доменах с локально повышенной плотностью антибарионов. Для расчетов используется программа AlterBBN, вычисляющая содержание элементов, формирующихся в процессе Большого взрыва. С ее помощью была исследована зависимость обилия элементов от значения η (отношения числа барионов к числу фотнов) путем построения соответствующих графиков. По ним было найдено значение η равное $5 \cdot 10^{-7}$, начиная с которого появляется заметное обилие тяжелых элементов.

В дальнейшем планируется более полно изучить вопрос химического состава ранней Вселенной, рассматривая также домены с локально пониженной плотностью антибарионов, с использованием методик измерения программы AlterBBN.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ASTROPHYSICAL ASPECTS OF ANTI-PROTON INTERACTION WITH HE-4 (ANTIMATTER IN THE UNIVERSE) / V. M. Chechetkin [и др.] // Phys. Lett. B. — 1982. — Т. 118. — С. 329—332.
2. *Chechetkin V. m., Khlopov M. y., Sapozhnikov M. g.* ANTI-PROTON INTERACTIONS WITH LIGHT ELEMENTS AS A TEST OF GUT COSMOLOGY // Riv. Nuovo Cim. — 1982. — Т. 5N10. — С. 1—79.
3. *Khlopov M.* An Antimatter globular cluster in our Galaxy – a probe for the origin of matter // Gravitation and Cosmology. — 1998. — Т. 4. — С. 69—72.
4. *Lemson G., Virgo Consortium the.* Halo and Galaxy Formation Histories from the Millennium Simulation: Public release of a VO-oriented and SQL-queryable database for studying the evolution of galaxies in the LambdaCDM cosmogony. — 2006. — arXiv: astro-ph/0608019 [astro-ph].
5. Measurements of the solar neutrino flux from Super-Kamiokande’s first 300 days / Y. Fukuda [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1998. — Т. 81. — С. 1158—1162. — arXiv: hep-ex/9805021 ; — [Erratum: Phys.Rev.Lett. 81, 4279 (1998)].
6. Measurements of Ω_b and Ω_m from 42 High-Redshift Supernovae / S. Perlmutter [и др.] // The Astrophysical Journal. — 1999. — Т. 517, № 2. — С. 565—586.
7. *Kolb E. W., Turner M. S.* The Early Universe. Т. 69. — 1990. — ISBN 978-0-201-62674-2.
8. *Steigman G.* Neutrinos and Big Bang Nucleosynthesis // Advances in High Energy Physics. — 2012. — Т. 2012. — С. 1—24.
9. *Tegmark M., Silk J., Evrard A.* Late Reionization by Supernova-driven Winds // The Astrophysical Journal. — 1993. — Т. 417. — С. 54.

10. *Arbey A.* AlterBBN: A program for calculating the BBN abundances of the elements in alternative cosmologies // Computer Physics Communications. — 2012. — T. 183, № 8. — C. 1822–1831.
11. *Arbey A., Mahmoudi F.* SuperIso Relic: A program for calculating relic density and flavor physics observables in Supersymmetry // Computer Physics Communications. — 2010. — T. 181, № 7. — C. 1277–1292.
12. *Arbey A., Mahmoudi F., Robbins G.* SuperIso Relic v4: A program for calculating dark matter and flavour physics observables in supersymmetry // Computer Physics Communications. — 2019. — T. 239. — C. 238–264.
13. *Robbins G., Arbey A., Mahmoudi F.* SuperIso Relic new extensions for direct and indirect detection. — 2018. — arXiv: 1811.12736 [hep-ph].
14. *Gelmini G., Gondolo P.* Neutralino with the right cold dark matter abundance in (almost) any supersymmetric model // Physical Review D. — 2006. — T. 74, № 2.