

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

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОЙ
ЭВОЛЮЦИИ ДОМЕНОВ АНТИВЕЩЕСТВА
В РАННЕЙ БАРИОН-АСИММЕТРИЧНОЙ
ВСЕЛЕННОЙ

Научный руководитель
(проф., д.ф-м.н.)

_____ М. Ю. Хлопов

Студент

_____ А. И. Дембицкая

Москва 2025

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Сравнение размера домена с горизонтом	6
2 Взаимодействие аннигиляционных фотонов с доменом	8
2.1 Протон-антипротонная аннигиляция.	8
2.1.1 Распад нейтральных пионов.	8
2.1.2 Распад заряженных пионов.	9
2.2 Позитрон-электронная аннигиляция.	9
2.2.1 Образование электрон-позитронных пар.	9
2.2.2 Образование электрона при распаде мюона.	11
2.2.3 Энергия позитрона внутри домена.	11
2.3 Комптоновское рассеяние.	12
2.3.1 Энергетические потери.	12
2.4 Различные сценарии.	13
2.4.1 $T = 2,83 \times 10^8 \div 10^7 K$	14
2.4.2 $T \leq 10^7 K$	14
3 Глубина проникновения фотонов внутрь домена.	15
3.1 Образование позитрон-электронных пар.	15
3.2 Комптоновское рассеяние.	15
4 Сравнение длины пробега с размерами домена.	17
4.1 Образование позитрон-электронных пар.	17
4.2 Комптоновское рассеяние.	17
5 Заключение.	19
Список литературы	20

ВВЕДЕНИЕ

Современные представления о Вселенной предполагают ее барионную асимметрию, под которой подразумевается отсутствие макроскопического антивещества в количестве, сравнимым с количеством вещества. Тем не менее, при определенных условиях возможна локальная генерация доменов антивещества, вызванная сильной неоднородностью бариосинтеза в малых масштабах. Стандартный механизм бариосинтеза предсказывает барионную асимметрию, выраженную как отношение разности плотностей барионов и антибарионов к плотности фотонов [1].

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

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

Законы сильного и электромагнитного взаимодействия одинаковы для барионов и антибарионов. Из этого можно сделать вывод, что эволюция антиматерии может быть описана аналогично эволюции материи.

Несмотря на это, формирование привычных нам астрономических объектов в домене антибарионов невозможно: в процессе эволюции вещества в область возможно поступление продуктов нуклеосинтеза других звёзд извне. Поскольку продукты нуклеосинтеза внутри антизвезд покидают домен и не могут влиять на его химическую эволюцию, объекты внутри домена должны обладать составом, схожим с первичным химическим составом, образовавшемся при Большом Взрыве. Отсюда следует, что процессы, происходящие внутри регионов антивещества в ходе его эволюции, отличны от тех, которые происходят с веществом. Однако в ранней Вселенной в домене антивещества будут происходить процессы первичного нуклеосинтеза, что ведёт за собой образование антигелия.

Существуют наблюдательные ограничения, которые определяют допустимый размер домена, состоящего из антивещества. При эволюции домена происходит аннигиляция на его границах. Значит, для того, чтобы он дожил до современной эпохи, домен должен иметь достаточно большие масштабы. Также необходимо, чтобы гамма фон соответствовал наблюдаемому. Таким образом, рассматриваемый диапазон масс домена составляет $10^3 M_\odot \leq M \leq 10^5 M_\odot$.

Рассматриваемый домен также должен обладать неметалличностью, что накладывает определенные ограничения на его плотность. С одной стороны, домен должен состоять преимущественно из антигелия, однако в нем не могут содержаться элементы тяжелее лития. На графиках представлены зависимости массовой доли образующихся элементов от барион-фотонного отношения. Сравнивая их, можно определить плотностной диапазон, необходимый для существования домена:

$$3 \times 10^{-12} \leq \eta \leq 1 \times 10^{-6} \quad (2)$$

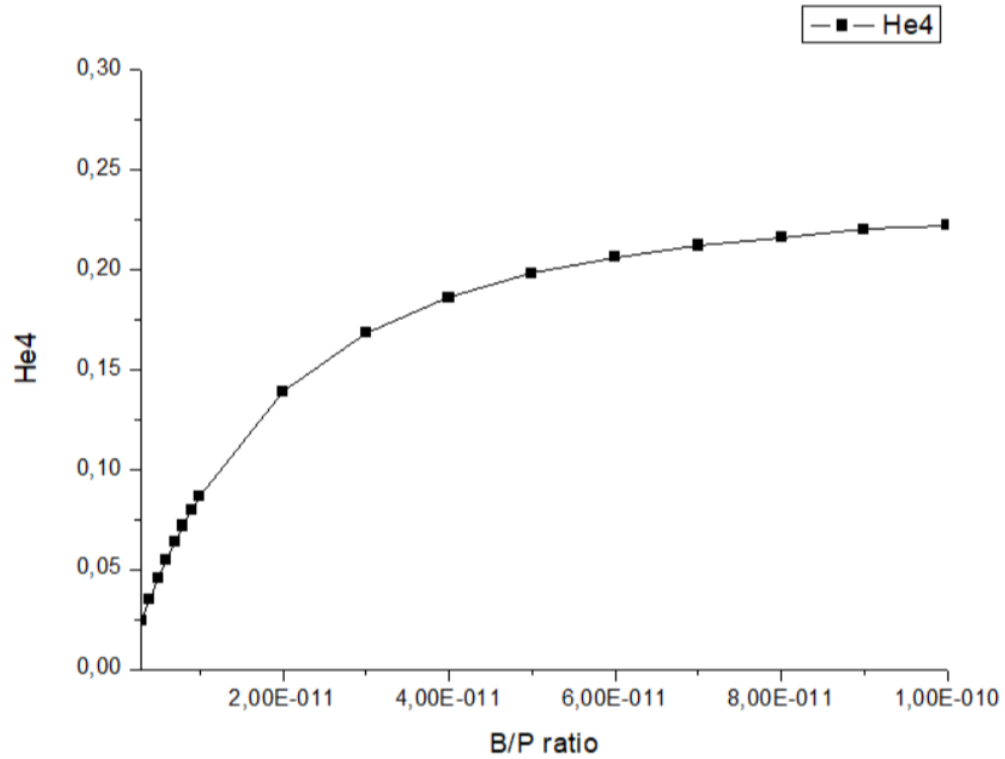


Рисунок 1 — График зависимости массовой доли ${}^4\text{He}$ от барион-фотонного отношения.

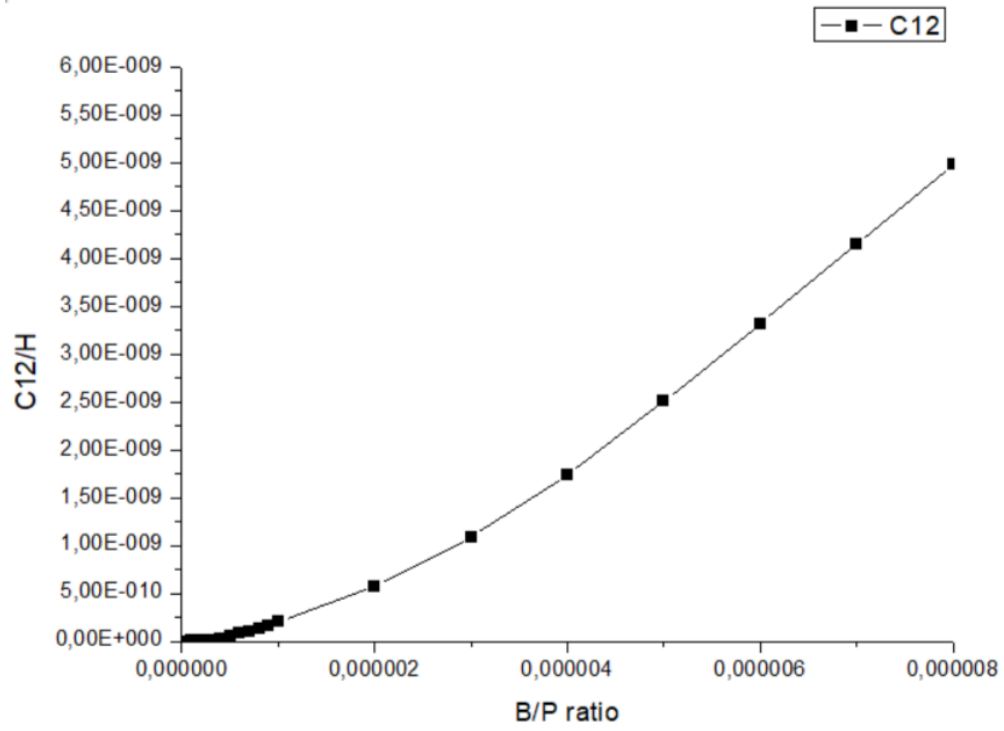


Рисунок 2 — График зависимости массовой доли ^{12}C от барион-фотонного отношения.

Объединяя условия для существования подобного домена, получим оценку для его размера:

$$R = \left(\frac{M}{m_p \eta T^3} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (3)$$

На основе данного приближения возможно исследования различных процессов, происходящих на границе домена.

1. СРАВНЕНИЕ РАЗМЕРА ДОМЕНА С ГОРИЗОНТОМ

Рассмотрим домен, состоящий из антивещества. В нулевом приближении размер домена может быть определен согласно следующей формуле:

$$R \sim \left(\frac{M}{m_p \eta T^3} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (4)$$

Масса домена заключена в диапазоне $10^3 M_\odot \leq M \leq 10^5 M_\odot$. Диапазон для барион-фотонного отношения домена: $3 \times 10^{-12} \leq \eta \leq 1 \times 10^{-6}$. Концентрация фотонов прямо пропорциональна температуре в 3 степени $n_\gamma \sim T^3$, которая, в свою очередь, связана со временем следующим соотношением:

$$T(K) = \frac{10^{10}}{\sqrt{t(c)}} \quad (5)$$

Таким образом, можно выразить общую формулу зависимости размера домена от времени:

$$R \sim \left(\frac{M t^{\frac{3}{2}}}{m_p \eta 10^{30}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6)$$

Рассмотрим момент, когда домен становится меньше горизонта. В этом случае должно выполняться следующее неравенство:

$$ct \geq R \quad (7)$$

$$ct \geq \left(\frac{M t^{\frac{3}{2}}}{m_p \eta 10^{30}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (8)$$

Таким образом, получим ограничения на временные значения:

$$t \geq \left(\frac{M}{c^3 m_p \eta 10^{30}} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (9)$$

Воспользовавшись связью температуры со временем, получим ограничение на величину температуры:

$$T \leq c 10^{20} \left(\frac{m_p \eta}{M} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (10)$$

Подставляя граничные значения для массы и барион-фотонного отношения, получим максимальное и минимальное значение времени и соответствующие ему значения температуры, удовлетворяющие неравенству (5):

$$t_{min} = 1,25 \times 10^3 \text{с};$$

$$t_{max} = 1,29 \times 10^8 \text{с}.$$

Полученный результат означает, что при $t < 1,25 \times 10^3 \text{с}$ превышение горизонтом размера домена не возможно. Получим соответствующий диапазон температур:

$$t = t_{min} : T = 2,83 \times 10^8 \text{К} = 2,44 \times 10^4 \text{эВ} \quad (11)$$

$$t = t_{max} : T = 8,77 \times 10^5 \text{К} = 75,60 \text{эВ} \quad (12)$$

Таким образом, максимально возможная температура $T = 2,83 \times 10^8 \text{К}$. В последствие наблюдается охлаждение домена, связанное с остыванием Вселенной.

Полученные значения соответствуют этапу эволюции Вселенной, называемому радиационной эрой, особенностью которого является доминирование излучения над веществом.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ С ДОМЕНОМ

Начиная с момента, когда размер горизонта превысит размер домена, на границе домена будет происходить аннигиляция вещества с антивеществом, вследствие которой будут образовываться высокоэнергетичные фотоны. Они, в свою очередь, будут проникать внутрь домена. Выясним, какие процессы возможны при данных температурах.

2.1 Протон-антипротонная аннигиляция.

Поскольку домен полностью состоит из антивещества, на границе области с горизонтом будет происходить аннигиляция барионов с антибарионами, вследствие которой будут образовываться различные частицы. Рассмотрим протон-антипротонную аннигиляцию, в ходе которой, в среднем, образуется 3-6 пионов. Данная реакция проходит через различные каналы.

Основные каналы включают в себя:

- образование фотонов при распаде нейтрального пиона;
- образование электронов и позитронов при распаде заряженных пионов с промежуточным образованием мюонов.

Рассмотрим каждый из данных процессов в отдельности.

2.1.1 Распад нейтральных пионов.

Распад нейтрального пиона сопровождается образованием двух фотонов:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (13)$$

Скорость образовавшихся в ходе аннигиляции пионов подчиняется максвелловскому распределению по скоростям. Тогда спектр фотонов будет, в свою очередь, подчиняться распределению Гаусса:

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \approx \frac{2}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(E_\gamma - 67,5)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (14)$$

где 67,5 МэВ — энергия фотона при распаде неподвижного пиона;
 $\sigma \approx \sqrt{kTm_{\pi^0}}$.

Тогда энергия фотона, полученного при распаде нейтрального пиона, будет с вероятностью 99,7% лежать в диапазоне:

$$E_\gamma \in [67,5 - 3\sigma, 67,5 + 3\sigma]. \quad (15)$$

Поскольку в ходе аннигиляции образуется в среднем 1-3 нейтральных пиона, то среднее количество образующихся фотонов в ходе такой реакции равно[6]:

$$N_\gamma = 3,93 \pm 0,24. \quad (16)$$

Учитывая максимальное возможное значение температуры $T = 2,83 \times 10^8 \text{K}$, получим, что $\sigma_{max} = 18 \text{МэВ}$. Тогда максимальный возможный диапазон для энергии фотона:

$$E_\gamma \in [13.5, 121.5] \text{ МэВ}. \quad (17)$$

2.1.2 Распад заряженных пионов.

В ходе протон-антипротонной аннигиляции так же возможно образование заряженных пионов. Они, в свою очередь, распадаются на мезоны и (анти)нейтрино. Нас будет интересовать дальнейший распад мезона в электрон или позитрон.

Для положительно заряженного пиона:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (18)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (19)$$

Для отрицательно заряженного пиона:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (20)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (21)$$

2.2 Позитрон-электронная аннигиляция.

Поскольку домен полностью состоит из антивещества, включающего в себя, в том числе, позитроны, то возможна аннигиляция позитрона с электроном внутри рассматриваемой области. Источником электронов могут быть следующие процессы:

- образование электрон-позитронных пар при взаимодействии аннигиляционного фотона с тепловым;
- образование электрона при распаде отрицательно заряженного мюона.

В результате таких процессов будут образовываться фотоны.Рассмотрим каждый из данных процессов.

2.2.1 Образование электрон-позитронных пар.

Проникая внутрь домена, аннигиляционный фотон может провзаимодействовать с тепловым фотоном, образовав позитрон-электронную пару. Усло-

вие образования позитрон-электронной пары:

$$E_1 E_2 \geq (m_e c^2)^2 = 0,26 \text{ МэВ}^2 \quad (22)$$

Подставляя среднее значение для энергии аннигиляционного фотона, образующегося при распаде нейтрального пиона $E_\gamma = 67,5 \text{ МэВ}$, получим, что тепловой фотон должен обладать энергией $E_{min} \geq 3,9 \text{ кэВ}$.

Распределение тепловых фотонов подчиняется распределению Планка. При этом, количество фотонов с определенной энергией определяется следующим образом:

$$\frac{dn_\gamma}{dE} = \frac{8\pi E^2}{(hc)^3 (e^{\frac{E}{kT}} - 1)} \quad (23)$$

При $E \gg kT$ формула примет вид:

$$\frac{dn_\gamma}{dE} = \frac{8\pi E^2 e^{-\frac{E}{kT}}}{(hc)^3} \quad (24)$$

Данная формула гарантирует наличие отличной от нуля концентрации высокоэнергетичных фотонов.

Доля фотонов с $E_2 \geq 3,9 \text{ кэВ}$ в планковском распределении может быть вычислена следующим образом:

$$n_{\gamma_high} \approx n_\gamma \left(\frac{E_{min}}{kT} \right)^2 e^{-\frac{E_{min}}{kT}}, \quad (25)$$

где $n_\gamma \sim T^3$.

Подставляя значения минимальной энергии и температуры, получим, что концентрация высокоэнергетичных фотонов становится незначительной при температуре менее 10^7 К (менее 1%).

При этом, при $T = 10^8 \text{ К}$ доля высокоэнергетичных тепловых фотонов составляет порядка 50%, при $T = 10^7 \text{ К}$ - порядка 22%. Следовательно, в период времени $t \leq 10^6 \text{ с}$ внутри домена возможно образование позитрон-электронных пар.

Вычислим сечение взаимодействия для образования позитрон-электронных пар внутри домена. По формуле Брейта-Уилера для высоких энергий:

$$\sigma \approx \pi r_e^2 \left(\frac{m_e^2}{s} \right) \ln \left(\frac{s}{m_e^2} \right), \quad (26)$$

где $s = 2E_1E_2$.

Подставляя значение энергии, получим:

$$\sigma_{pp} \approx 10^{-26} \text{см}^2 \quad (27)$$

Образовавшиеся электроны будут в дальнейшем аннигилировать с позитронами внутри домена.

2.2.2 Образование электрона при распаде мюона.

Рассмотрим распределение электронов, образующихся при распаде отрицательного мюона. Оно будет описываться спектром Мишеля:

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = \frac{12E_e^2}{m_\mu^4} (m_\mu - 2E_e) \Gamma_0, \quad (28)$$

где

$$\Gamma_0 = G_F^2 m_\mu^5 / 192\pi^3;$$

Средняя энергия для данного спекта составляет [7]

$$\langle E_e \rangle = \frac{m_\mu}{4} \approx 26,4 \text{МэВ}. \quad (29)$$

$$\sigma^2 = \langle E_e^2 \rangle - \langle E_e \rangle^2 = \frac{m_\mu^2}{48} \approx 232,6 \text{МэВ}^2 \quad (30)$$

$$\sigma \approx 15,2 \text{МэВ} \quad (31)$$

Таким образом, образовавшегося электрона лежит в диапазоне:

$$E_{e-} \in [11, 42] \text{ МэВ}. \quad (32)$$

2.2.3 Энергия позитрона внутри домена.

В ходе рассмотренных выше процессов внутри домена будут образовываться электроны, которые, в дальнейшем, могут проаннигилировать с позитронами. Предполагая термодинамическое равновесие внутри домена, вычислим энергию позитронов:

$$\langle E_{e+} \rangle = \frac{3}{2} kT \quad (33)$$

$$\langle E_{e+} \rangle \leq 37 \text{ МэВ} \quad (34)$$

Основным каналом при взаимодействии электрона и позитрона считаем образование двух фотонов. Площадь сечения взаимодействия такого процесса может быть вычислена по формуле:

$$\sigma_{2\gamma} \approx \frac{\pi r_e^2}{\gamma} \ln(2\gamma), \quad (35)$$

где $\gamma = \frac{E}{m_e c^2}$.

2.3 Комптоновское рассеяние.

Помимо образования позитрон-электронных пар внутри домена также возможно комптоновское рассеяние аннигиляционного фотона на позитроне. Вычислим сечение взаимодействия данной реакции. По формуле Клейна Нишины:

$$\sigma = \sigma_\tau f(x), \quad (36)$$

где

$\sigma_\tau = \frac{8\pi r_e^2}{3} = 6,7 \times 10^{-25} \text{ см}^2$ -томпсоновское сечение рассеяния,
 $f(x)$ -поправочный фактор, учитывающий релятивистские эффекты,
 $x = \frac{E}{m_e c^2}$ -безразмерная энергия фотона.

Поправочный фактор определяется следующим выражением:

$$f(x) = \frac{3}{8x} \left(\ln 2x + \frac{1}{2} \right) \quad (37)$$

Тогда для среднего значения энергии аннигиляционного фотона $E_\gamma = 67,5 \text{ МэВ}$ площадь поперечного сечения для комптоновского рассеяния в момент совпадения размеров домена и горизонта будет следующей:

$$\sigma_k = 10^{-26} \text{ см}^2. \quad (38)$$

Отметим, что данный процесс возможен для всех значений температур, однако при $T > 10^7 \text{ К}$ он будет незначителен по сравнению с образованием электрон-позитронных пар.

2.3.1 Энергетические потери.

В процессе комптоновского рассеяния аннигиляционный фотон будет терять энергию, передавая ее позитрону. Определим, спустя какое количество комптоновских рассеяний энергия фотона станет равна $E_N = 1 \text{ МэВ}$. В

качестве начальной энергии подставим значения из определенного ранее диапазона.

Изменение энергии после одного рассеяния описывается следующим соотношением:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (39)$$

Предполагая рассеяние изотропным, усредним данное выражение по углам. Получим выражение для доли потерянной энергии при одном комптоновском рассеянии:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{\langle E - E' \rangle}{E} = 1 - \frac{\ln(1 + x)}{x}, \quad (40)$$

где $x = \frac{E}{m_e c^2}$.

При многократном рассеянии энергия фотона уменьшается по экспоненциальному закону:

$$E_N \approx E_0 e^{-N \langle \frac{\Delta E}{E} \rangle} \quad (41)$$

Тогда количество рассеяний:

$$N \approx \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_N}\right)}{\langle \frac{\Delta E}{E} \rangle} \quad (42)$$

Пользуясь данным выражением, можно определить количество необходимых рассеяний. Учитывая возможный диапазон энергий для фотона, получим, что для снижения энергии фотона до 1МэВ должно произойти 3-5 комптоновских рассеяний.

2.4 Различные сценарии.

Поскольку со временем температура домена понижается, необходимо рассматривать различные сценарии, принимая во внимание все процессы, возможные при заданных условиях.

2.4.1 $T = 2,83 \times 10^8 \div 10^7 \text{K}$.

В данный период возможны следующие процессы:

- образование позитрон-электронных пар при взаимодействии аннигиляционного и теплового фотонов и дальнейшая аннигиляция электрона с позитроном;
- многократное комптоновское рассеяние аннигиляционного фотона на позитроне;
- распад отрицательно заряженного мюона и дальнейшая аннигиляция электрона с позитроном.

При этом ведущим процессом, влияющим на длину пробега аннигиляционного фотона, можно считать образование пар. Полное сечение взаимодействия для аннигиляционного фотона при данных температуре:

$$\sigma = \sigma_{pp} + \sigma_k \approx \sigma_{pp} \approx 10^{-26} \text{см}^2. \quad (43)$$

2.4.2 $T \leq 10^7 \text{K}$.

Начиная с момента, когда температура домена становится равной $T = 10^7 \text{K}$ ($t = 10^6 \text{с}$), образование позитрон-электронных пар становится маловероятным даже с учетом высокоэнергетичного хвоста в распределении Планка. В таком случае, внутри домена будет происходить два процесса:

- многократное комптоновское рассеяние;
- распад отрицательно заряженного мюона и дальнейшая аннигиляция электрона с позитроном.

При этом, ведущим процессом, влияющим на длину пробега аннигиляционного фотона, необходимо считать комптоновское рассеяние на позитроне. Сечение взаимодействия для аннигиляционного фотона в данном случае равно:

$$\sigma = \sigma_k \approx 10^{-26} \text{см}^2. \quad (44)$$

3. ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ ФОТОНОВ ВНУТРЬ ДОМЕНА.

Глубина проникновения фотонов внутрь домена определяется их длиной пробега, которая может быть вычислена следующим образом:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}, \quad (45)$$

где

n -концентрация позитронов/тепловых фотонов в домене,
 σ -сечение взаимодействия.

3.1 Образование позитрон-электронных пар.

Поскольку $n_\gamma \sim T^3$, то длина пробега аннигиляционных фотонов до образования позитрон-электронной пары при взаимодействии с тепловым фотоном определяется соотношением:

$$\lambda_{pp} = \frac{1}{T^3 \sigma_{pp}} \quad (46)$$

Поскольку образование пар возможно при $T \geq 10^7 \text{K}$, то получим диапазон для длины пробега:

$$10 \text{см} \leq \lambda_{pp} \leq 10^5 \text{см}. \quad (47)$$

3.2 Комптоновское рассеяние.

Определим концентрацию позитронов в домене, на которых возможно рассеяние:

$$n_p = \frac{\rho Z}{m_p}, \quad (48)$$

где

$Z=1$ -среднее число электронов на нуклон для домена, состоящего преимущественно из антиводорода и антигелия.

$$\rho = n_\gamma \eta m_p = T^3 \eta m_p \quad (49)$$

Таким образом, длина пробега аннигиляционного фотона, соответствующая комптоновскому рассеянию, равна:

$$\lambda_k = \frac{1}{T^3 \eta Z \sigma_k} \quad (50)$$

Учитывая максимальное значение барион-фотонного отношения и то, что при $t \leq 10^6$ с комптоновским рассеянием можно пренебречь по сравнению с процессом образования позитрон-электронных пар, получим граничное значение для длины пробега комптоновского рассеяния:

$$\lambda \geq 10^{11} \text{см.} \quad (51)$$

4. СРАВНЕНИЕ ДЛИНЫ ПРОБЕГА С РАЗМЕРАМИ ДОМЕНА.

Полученную глубину проникновения фотонов можно сравнить с размерами домена. Предполагая сферическую симметрию, запишем следующее неравенство:

$$\lambda < R. \quad (52)$$

4.1 Образование позитрон-электронных пар.

Поскольку образование позитрон-электронных пар возможно только при температурах $T \geq 10^7 \text{K}$, то определим размер домена в период времени $1, 25 \times 10^3 \leq t \leq 10^6 \text{с}$:

$$R_{min} \approx 10^{13} \text{см};$$

$$R_{max} \approx 10^{17} \text{см}.$$

Сравнивая с возможным диапазоном для длины пробега $10 \leq \lambda_{pp} \leq 10^5 \text{см}$, можно сделать вывод, что в любой момент времени в рассматриваемом интервале глубина проникновения аннигиляционных фотонов значительно меньше размеров домена. Таким образом, в силу высокой концентрации тепловых фотонов в радиационную эру, взаимодействие фотонов будет происходить близко к границе домена. При этом, всегда будет существовать область внутри домена, где образование пар происходить не будет.

4.2 Комптоновское рассеяние.

Т.к. комптоновское рассеяние возможно при любой температуре, неравенство, связывающее длину пробега с размером домена, будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{1}{T^3 \eta Z \sigma_k} < R \quad (53)$$

Пользуясь связью времени с температурой и выведенной ранее формулой, определяющей размер домена, получим:

$$\frac{t^{\frac{3}{2}}}{10^{30} \eta Z \sigma_k} < \left(\frac{M t^{\frac{3}{2}}}{m_p \eta 10^{30}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (54)$$

Подставив в правую часть неравенства известные значения, получим неравенство для времени, в течение которого глубина проникновения аннигиля-

ционных фотонов меньше:

$$t < \frac{Z10^{20}\sigma_k\eta^{\frac{2}{3}}M^{\frac{1}{3}}}{m_p^{\frac{1}{3}}} \quad (55)$$

Учтем так же условие на доминирование комптоновского рассеяния:

$$\begin{cases} t > 10^6 \text{с} \\ t < \frac{Z10^{20}\sigma_k\eta^{\frac{2}{3}}M^{\frac{1}{3}}}{m_p^{\frac{1}{3}}} \approx \eta^{\frac{2}{3}}M^{\frac{1}{3}} \times 10^2 \text{с} \end{cases}$$

Для минимальных значений плотности и массы:

$$\begin{cases} t < 2,5 \times 10^5 \text{с} \\ t > 10^6 \text{с} \end{cases}$$

Для максимальных значений плотности и массы:

$$\begin{cases} t < 5,6 \times 10^9 \text{с} \\ t > 10^6 \text{с} \end{cases}$$

Заметим, что при минимальных значениях массы и плотности одновременное выполнение двух условий невозможно. Отсюда можно сделать вывод, что длина пробега не превышает размер горизонта при определенных значениях плотности и массы домена, удовлетворяющих системе из 2 условий.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

В ходе работы были рассмотрены основные процессы, происходящие на границе домена антивещества и внутри него.

Ключевым процессом, влияющим на глубину проникновения фотонов, следует считать образование электрон-позитронных пар при взаимодействии теплового фотона с аннигиляционным. Это связано с концентрацией тепловых фотонов внутри домена в радиационную эру. Образование подобных пар приводит к аннигиляции позитронов с электронами внутри домена. Помимо этого следует так же учитывать распад отрицательно заряженного пиона в качестве источника электронов.

При $T \leq 10^7 \text{K}$ ведущим процессом, происходящим внутри домена, является многократное комптоновское рассеяние аннигиляционных фотонов на позитронах, вследствие которой энергия фотона будет уменьшаться.

Для каждого из описанных выше процессов была проведена оценка сечения взаимодействия и длины пробега фотонов. Полученные значения были сравнены с размером домена в соответствующий момент времени. Согласно вычисленным значениям, можно сделать вывод, что при $T \geq 10^7 \text{K}$ глубина проникновения фотонов внутрь домена значительно меньше его размеров. В случае комптоновского рассеяния длина пробега аннигиляционных фотонов не будет превосходить размер домена только в ограниченном диапазоне времени, зависящем от массы домена и его плотности. Подобная оценка позволяет определить неоднородную область домена антивещества, внутри которой будут происходить различные процессы, влияющие на его химическую структуру.

В дальнейшем планируется более подробное описание процессов, происходящих внутри домена, поскольку они будут вносить изменения в химическое строение домена. По полученным результатам возможна наиболее точная оценка однородной области, не подверженной изменениям в результате процессов, происходящих на границе домена с горизонтом. Главной задачей дальнейшей работы является исследование эволюции домена с течением времени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] М.Ю.Хлопов. Основы космомикрoфизики.-2011.
- [2] M.Yu.Khlopov, S.G.Rubin. Cosmological Pattern of Microphysics.-2010. in Inflationary Universe.
- [3] *Meador-Woodruf A., Huterer D.* BBN-simple: How to Bake a Universe-Sized Cake.- 2024. - arXiv:2412.07893.
- [4] *Dolgov A.D.* Antistars in the Galaxy.-2022.- DOI:10.3103/S0027134922020308.
- [5] А.Д.Долгов, Я.Б.Зельдович, М.В.Сажин. Космология ранней Вселенной.-1988.
- [6] *Yu.A. Golubkova, M.Yu. Khlopov* Diffuse Gamma Flux from Antiproton Annihilation in Our Galaxy.-1999.-arXiv:astro-ph/9911058v1
- [7] Perkins D.H. Introduction to High Energy Physics.-2000.
- [8] P. Marigo, L. Girardi, C. Chiosi, and P. R. Wood. Zero-metallicity stars.-2001.- DOI: 10.1051/0004-6361:20010309.