

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  
ХИМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ДОМЕНА АНТИВЕЩЕСТВА  
В РАННЕЙ БАРИОН-АСИММЕТРИЧНОЙ ВСЕЛЕННОЙ**

Студент \_\_\_\_\_ А. И. Дембицкая  
Научный руководитель,  
д.ф.-м.н., проф. \_\_\_\_\_ М. Ю. Хлопов

Москва 2026

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ХИМИЧЕСКАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ДОМЕНА АНТИВЕЩЕСТВА  
В РАННЕЙ БАРИОН-АСИММЕТРИЧНОЙ ВСЕЛЕННОЙ**

Студент \_\_\_\_\_ А. И. Дембицкая

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

|  |           |
|--|-----------|
| <b>Введение</b>  | <b>5</b>  |
| <b>1 Теоретическая часть</b>   | <b>7</b>  |
| 1.1 Метрика Фридмана-Робертсона-Уоркера . . . . .                        | 7         |
| 1.2 Уравнение Фридмана . . . . .   | 8         |
| 1.3 Радиационно-доминированная стадия . . . . .                          | 8         |
| 1.4 Эпоха доминирования вещества . . . . .                               | 10        |
| 1.5 Рекомбинация и последнее рассеяние фотонов . . . . .                 | 10        |
| <b>2 Размер домена</b>   | <b>12</b> |
| 2.1 Масса домена . . . . .   | 12        |
| 2.2 Плотность домена . . . . .   | 13        |
| 2.3 Сравнение размера домена с горизонтом . . . . .                      | 16        |
| <b>3 Протон-антипротонная аннигиляция на границе домена с горизонтом</b> | <b>19</b> |
| 3.1 Распад нейтрального пиона . . . . .                                  | 19        |
| 3.2 Распад заряженных пионов . . . . .                                   | 20        |
| <b>4 Процессы внутри домена</b>  | <b>23</b> |
| 4.1 Образование электрон-позитронных пар . . . . .                       | 23        |
| 4.2 Комптоновское рассеяние . . . . .                                    | 25        |
| 4.3 Различные сценарии . . . . .   | 28        |
| 4.3.1 $T \geq 10^7 K$ . . . . .  | 28        |
| 4.3.2 $T < 10^7 K$ . . . . .   | 28        |
| <b>5 Глубина проникновения фотонов внутрь домена</b>                     | <b>30</b> |
| 5.1 Общая формула для различных процессов . . . . .                      | 30        |
| 5.2 Оценка области неоднородности . . . . .                              | 31        |

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>6</b> | <b>Диффузия</b>  | <b>33</b> |
| 6.1      | Радиационно-доминированная эпоха . . . . .                               | 35        |
| 6.2      | Эпоха доминирования вещества . . . . .                                   | 36        |
| 6.2.1    | До рекомбинации . . . . .  | 37        |
| 6.2.2    | После рекомбинации . . . . .   | 39        |
| <b>7</b> | <b>Ионизация</b>   | <b>41</b> |
| 7.1      | Механизм ионизации . . . . .   | 41        |
| 7.2      | Длина пробега электронов и УФ-фотонов . . . . .                          | 42        |
| 7.3      | Поток УФ-фотонов . . . . .   | 43        |
| 7.4      | Приграничная область . . . . .   | 45        |
| 7.5      | Внутренняя область . . . . .   | 45        |
| 7.5.1    | Границы применимости модели . . . . .                                    | 48        |
| <b>8</b> | <b>Внутренние включения</b>  | <b>52</b> |
| 8.1      | Эволюция домена . . . . .  | 52        |
| 8.2      | Дополнительный источник ионизации . . . . .                              | 54        |
| 8.2.1    | Один крупный субдомен в центре . . . . .                                 | 56        |
| 8.2.2    | Много малых, равномерно распределенных по объему<br>субдоменов . . . . . | 57        |
| 8.3      | Критерий выживания домена антивещества . . . . .                         | 57        |
| <b>9</b> | <b>Энерговыделение от невыживших доменов</b>                             | <b>60</b> |
| 9.1      | Полное энерговыделение . . . . .   | 60        |
| 9.2      | Динамика энерговыделения . . . . .                                       | 61        |
| 9.3      | Масштабы процесса . . . . .  | 63        |
| 9.3.1    | $T > 10^7 \text{K}$ . . . . .  | 64        |
| 9.3.2    | $T \in [10^7, 10^4] \text{K}$ . . . . .                                  | 66        |
| 9.4      | Начальный температурный контраст . . . . .                               | 68        |
| 9.5      | Термализация . . . . .   | 72        |
| 9.5.1    | $T > 10^7 \text{K}$ . . . . .  | 72        |
| 9.5.2    | $10^4 \leq T \leq 10^7 \text{K}$ . . . . .                               | 74        |
| 9.5.3    | Нормировка спектра . . . . .   | 75        |
| 9.6      | Размытие области свечения . . . . .                                      | 75        |
| 9.6.1    | Основное свечение . . . . .  | 76        |

|       |   |           |
|-------|---|-----------|
| 9.6.2 | Образование гало . . . . .                                | 79        |
|       | <b>Заключение</b>   | <b>83</b> |
|       | <b>А Приложения</b>                                       | <b>86</b> |
| A.1   | Плотность числа фотонов равновесного излучения . . . . .  | 86        |
| A.2   | Длина пробега электрона. . . . .                          | 87        |
| A.3   | Вывод формулы для скорости фотоионизации $G(r)$ . . . . . | 88        |
| A.4   | Постоянство скорости аннигиляции в космологических эрах   | 89        |
|       | <b>Список использованных источников</b>                   | <b>91</b> |

# ВВЕДЕНИЕ

Одной из главных нерешенных проблем современной физики является проблема барионной асимметрии Вселенной, под которой подразумевается отсутствие макроскопического антивещества в количестве, сравнимом с количеством вещества. Стандартный механизм бариосинтеза подразумевает барионную асимметрию, выраженную как разность плотностей барионов и антибарионов к плотности фотонов [1].

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

Несмотря на это, при определенных сценариях, включающих в себя неоднородность бариосинтеза на малых масштабах, возможно образование локальных областей, состоящих из антивещества-доменов [2–5].

Поскольку законы электромагнитного и сильного взаимодействия одинаковы для барионов и антибарионов, эволюция антиматерии может быть описана аналогично эволюции материи. Однако стоит отметить, что формирование привычных нам астрономических объектов в домене антивещества невозможно: в процессе эволюции вещества в рассматриваемую область возможно поступление продуктов нуклеосинтеза других звезд извне. Поскольку продукты нуклеосинтеза внутри домена покидают домен и не влияют на его химическую эволюцию, объекты внутри домена должны обладать первичным химическим составом, образовавшимся при Большом Взрыве. Отсюда можно сделать вывод, что процессы, происходящие внутри области антивещества в ходе его эволюции, будут отличны от процессов, происходящих с веществом. Тем не менее, в ранней Вселенной в домене будут происходить процессы первичного нуклеосинтеза, что будет приводить к образованию антигелия.

Важным наблюдательным подкреплением существования доменов антивещества является эксперимент AMS-02, расположенный на Международной

космической станции и предназначенный для сбора информации о космических лучах в широком диапазоне энергии и масс, в том числе о частицах антиматерии [6; 7]. В рамках коллаборации уже были получены предварительные указания на существование событий, которые могут быть интерпретированы как ядра антигелия [8]. Стандартные астрофизические модели предсказывают поток антигелия, значительно ниже чувствительности AMS-02. Несмотря на то, что данные еще не подтверждены с достаточной статистической значимостью, они вызывают значительный интерес и могут служить основанием предполагать существование локальных источников антивещества.

Целью данной работы является определение параметров, характеризующих домен, с учетом ограничений, накладываемых экспериментально полученными данными, а также исследование эволюции подобного домена во времени.

Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие задачи:

- 1) Определить допустимый диапазон антибарион-фотонного отношения для домена антивещества на основе нуклеосинтеза Большого Взрыва. Исходя из полученных ограничений оценить размер домена.
- 2) Вычислить глубину проникновения продуктов аннигиляции барионов с антибарионами внутрь домена, выделить доминирующий процесс в различных температурных диапазонах.
- 3) Сравнить полученные длины пробега с размером домена для различных эпох.
- 4) Построить модель диффузии антибарионов к границе домена в сферическом приближении
- 5) Оценить степень ионизации домена после эпохи рекомбинации.
- 6) Рассмотреть случай неоднородного распределения антивещества внутри домена с учетом возможности образования внутренних барионных включений.
- 7) Исследовать вопрос энерговыделения от невыживших доменов.

# 1 ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

## 1.1 МЕТРИКА

### ФРИДМАНА-РОБЕРТСОНА-УОРКЕРА

Расширяющаяся однородная изотропная Вселенная описывается метрикой Фридмана-Робертсона-Уоркера:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) [dr^2 + S_K(r)^2 d\Omega^2], \quad (1.1)$$

где

$a(t)$ -масштабный фактор, характеризующий расширение Вселенной;

$S_K$ -функция, связанная с кривизной Вселенной и зависящая от параметра  $K$  следующим образом:

При  $K = 1$  (замкнутая Вселенная):

$$S_K(r) = R_0 \sin\left(\frac{r}{R_0}\right) \quad (1.2)$$

При  $K = 0$  (плоская Вселенная):

$$S_K(r) = r \quad (1.3)$$

При  $K = -1$  (открытая Вселенная):

$$S_K(r) = R_0 \sinh\left(\frac{r}{R_0}\right) \quad (1.4)$$

В данной работе рассматривается сценарий плоской Вселенной, в котором метрика задается следующим образом:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) [dr^2 + r^2 d\Omega^2], \quad (1.5)$$

В случае плоской Вселенной физический смысл имеет отношение масштабных факторов в разный момент времени, а также параметр Хаббла, характеризующий скорость расширения Вселенной:

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \quad (1.6)$$

## 1.2 УРАВНЕНИЕ ФРИДМАНА

Закон расширения Вселенной определяется уравнениями Эйнштейна:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi GT_{\mu\nu} \quad (1.7)$$

Из этих уравнений может быть получено уравнение Фридмана, связывающее темп расширения Вселенной с плотностью энергии материи и пространственной кривизной

$$\left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho(t) - \frac{k}{a^2(t)} \quad (1.8)$$

В случае плоской Вселенной имеем:

$$\left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho(t) \quad (1.9)$$

На разных этапах эволюции Вселенной уравнение Фридмана будет принимать различный вид.

## 1.3 РАДИАЦИОННО-ДОМИНИРОВАННАЯ СТАДИЯ

На более ранней стадии Вселенной (т.е. при более высоких температурах) энергии связи в атоме водорода не хватало для удержания электронов в атомах. По этой причине, вещество находилось в фазе электрон-фотон-протонной плазмы. При температурах  $T \geq 10^4\text{К}$  необходимо рассмотреть сценарий, при котором Вселенная заполнена ультрарелятивистским

веществом. Запишем закон сохранения:

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}(\rho + p) = 0 \quad (1.10)$$

В случае термодинамического равновесия вещества во Вселенной его можно упростить следующим образом:

$$\frac{d\rho}{\rho + p} = -3d(\ln a) \quad (1.11)$$

Для радиационно-доминирующей стадии уравнение состояния имеет вид

$$p = \frac{1}{3}\rho \quad (1.12)$$

Тогда уравнение (1.11) дает:

$$\rho = \frac{\text{const}}{a^4} \quad (1.13)$$

Уравнение Фридмана превращается в

$$\left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{\text{const}}{a^4} \quad (1.14)$$

и имеет решение

$$a(t) = \text{const} \times t^{\frac{1}{2}} \quad (1.15)$$

При этом постоянная Хаббла связана со временем следующим образом:

$$H = \frac{1}{2t} \quad (1.16)$$

Плотность энергии связана со временем как  $\rho \propto t^{-2}$ . В термодинамическом равновесии также выполняется соотношение

$$T(t) \approx \frac{\text{const}}{a(t)} \quad (1.17)$$

Размер горизонта в эту эпоху конечен и равен

$$l_H = 2t = \frac{1}{H(t)} \quad (1.18)$$

## 1.4 ЭПОХА ДОМИНИРОВАНИЯ ВЕЩЕСТВА

При дальнейшем понижении температуры с течением времени в определенный момент становится выгодным образование атомов. При относительно низких температурах обычное вещество во Вселенной представляло собой нейтральный газ (преимущественно содержащий водород). После эпохи доминирования излучения, при температуре  $T = 10^4\text{К}$  наступила эпоха доминирования нерелятивистской материи. На данном этапе верны следующие соотношения:

$$p = 0 \quad (1.19)$$

$$\rho = \frac{\text{const}}{a^3} \quad (1.20)$$

Решение уравнения Фридмана дает

$$a(t) = \text{const} \times t^{\frac{2}{3}}, \quad (1.21)$$

что в свою очередь приводит к соотношению между возрастом Вселенной и постоянной Хаббла:

$$t = \frac{2}{3H} \quad (1.22)$$

На данном этапе Вселенная будет расширяться, при чем со временем это расширение будет замедляться. Горизонт при этом будет меняться следующим образом

$$l_H(t) = 3t = \frac{2}{H(t)} \quad (1.23)$$

## 1.5 РЕКОМБИНАЦИЯ И ПОСЛЕДНЕЕ РАССЕЯНИЕ ФОТОНОВ

Одним из значимых этапов эволюции Вселенной также является рекомбинация - момент перехода вещества из плазменного состояния в газообразное. В момент рекомбинации также произошло последнее рассеяние реликтовых фотонов: до этого момента фотоны интенсивно взаимодействовали с электронами в плазме, а после рекомбинации нейтральный газ становится прозрачным для фотонов. Основной реакцией данной эпохи следует

считать реакцию



Температура рекомбинации определяется условием:

$$n_p(T_{\text{рек}}) \approx n_H(T_{\text{рек}}) \quad (1.25)$$

Другими словами, равновесные концентрации протонов и атомов водорода при данной температуре должны быть равны. Запишем уравнение Саха:

$$X_p + n_B X_p^2 \left( \frac{2\pi}{m_e T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta H}{T}} = 1, \quad (1.26)$$

где

$$X_p = \frac{n_p}{n_B};$$

$$X_H = \frac{n_H}{n_B};$$

$\Delta H$ -энергия связи водорода.

Момент рекомбинации наступает при одновременном выполнении  $X_p \sim 1$ ,  $X_H \sim 1$ . Решая уравнение Саха, получим в логарифмическом приближении температуру рекомбинации.

В приближении считаем температуру рекомбинации и температуру последнего рассеяния фотонов одинаковой [9]:

$$T_{\text{рек}} \approx 3 \times 10^3 \text{K} \quad (1.27)$$

## 2 РАЗМЕР ДОМЕНА

Характер эволюции домена с течением времени во многом определяется его химическим составом и размером. Предполагая нулевую симметрию домена, определим его размер:

$$R = \left( \frac{N}{n} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.1)$$

где

$$N = \frac{M}{m_p};$$

$$n = \eta n_\gamma;$$

$n_\gamma$ -концентрация тепловых фотонов в домене;

Для фотонов, распределение которых подчиняется планковскому спектру, характерна зависимость (A.1):

$$n_\gamma \approx 0,24 \times T^3 \quad (2.2)$$

Таким образом, окончательная формула для оценки размера домена выглядит следующим образом:

$$R = \left( \frac{M}{0,24 m_p \eta T^3} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.3)$$

Из общей формулы можно сделать вывод, что размер домена будет определяться массой домена и его антибарион-фотонным соотношением.

### 2.1 МАССА ДОМЕНА

Существуют определенные наблюдательные ограничения, влияющие на массу домена.

Поскольку домен состоит из антивещества, в случае его нахождения под

горизонтом, будет наблюдаться процесс аннигиляции. Это, в свою очередь, будет приводить к разрушению домена с течением времени. Следовательно, для того, чтобы он дожил до современной эпохи, домен должен быть достаточно массивным. Из этого ограничения можно получить минимальное допустимое значение для массы домена, равное  $10^3 M_{\odot}$ .

Также необходимо, чтобы гамма-фон, возникающий в результате процессов аннигиляции, соответствовал наблюдаемому [10]. Данное ограничение определяет верхнюю границу для массы. Объединяя эти условия, получим массовый диапазон, в пределах которого возможно существование долгоживущего домена:

$$10^3 M_{\odot} \leq M \leq 10^5 M_{\odot}. \quad (2.4)$$

## 2.2 ПЛОТНОСТЬ ДОМЕНА

Как было упомянуто выше, считаем, что рассматриваемый нами домен антивещества был сформирован до эпохи нуклеосинтеза. Также предполагаем, что продукты звездного нуклеосинтеза не могут попадать внутрь домена. Таким образом, требуем, чтобы домен обладал нулевой металличностью (не содержал химических элементов тяжелее лития). Наличие в домене металлов подразумевало бы взаимодействие с веществом извне, что привело бы к наблюдаемым гамма-всплескам, вызванным аннигиляцией. Приведенные выше рассуждения накладывают ограничения на плотность домена.

Основной характеристикой плотности домена является барион-фотонное отношение или отношение числа (анти)барионов к фотонам [11]. Данная физическая величина позволяет определить массовые доли химических элементов внутри домена.

Для анализа зависимости массовых долей химических элементов от барион-фотонного отношения была использована программа AlterBBN - общедоступная программа на C, вычисляющая содержание элементов, формирующихся в процессе Большого взрыва [12]. В AlterBBN реализованы различные космологические сценарии, которые могут изменить исход BBN. Кроме того, включен пакет SuperIso Relic, 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. В работе была использована подпрограмма `alter_eta.x` для исследования образования химических элементов при разных значениях параметра  $\eta$  в диапазоне  $1 \times 10^{-17} \div 1 \times 10^{-4}$ .

На графиках представлены зависимости массовой доли образующихся элементов ( $^2\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ) от барион-фотонного отношения. Соответствующие зависимости показаны на рис. 2.1–2.3. По полученным данным можно определить плотностной диапазон, необходимый для существования домена:

$$3 \times 10^{-12} \leq \eta \leq 1 \times 10^{-6} \quad (2.5)$$

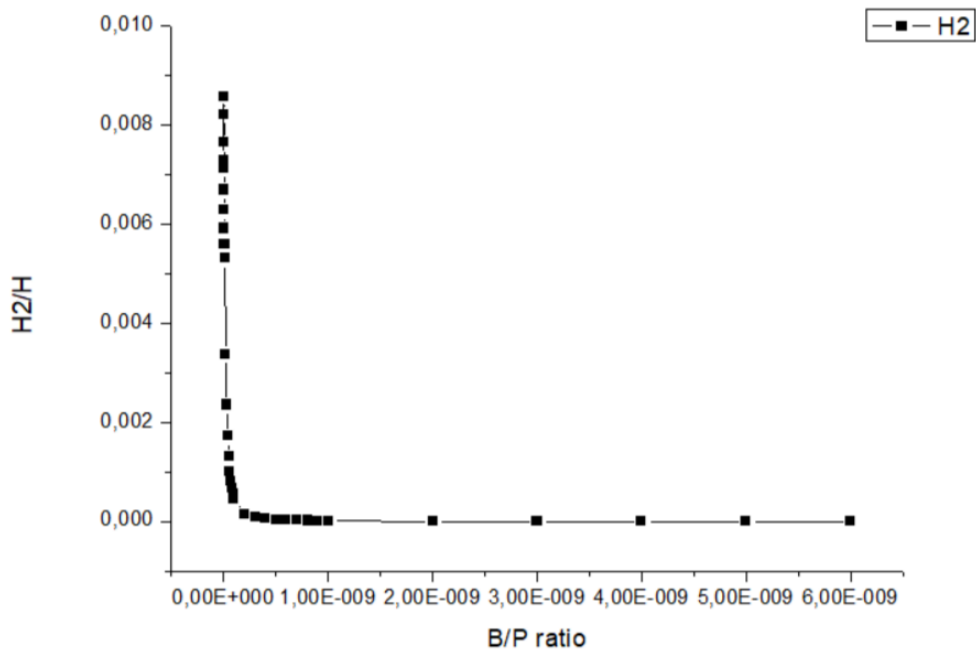


Рисунок 2.1 — График зависимости массовой доли  $^2\text{H}$  от барион-фотонного отношения.

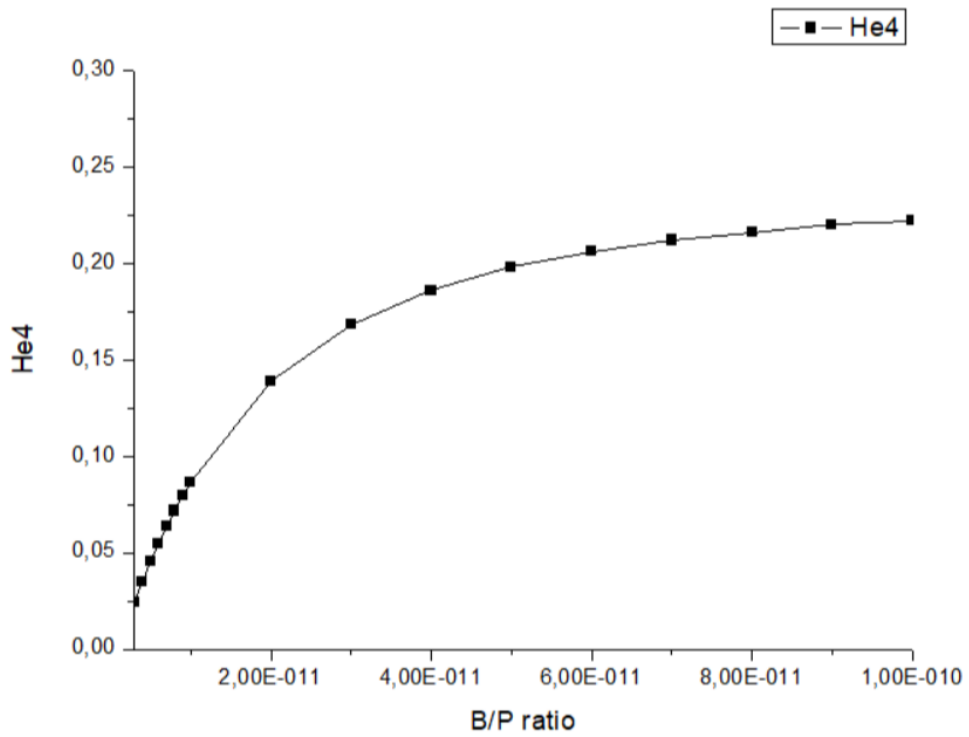


Рисунок 2.2 — График зависимости массовой доли  ${}^4\text{He}$  от барион-фотонного отношения.

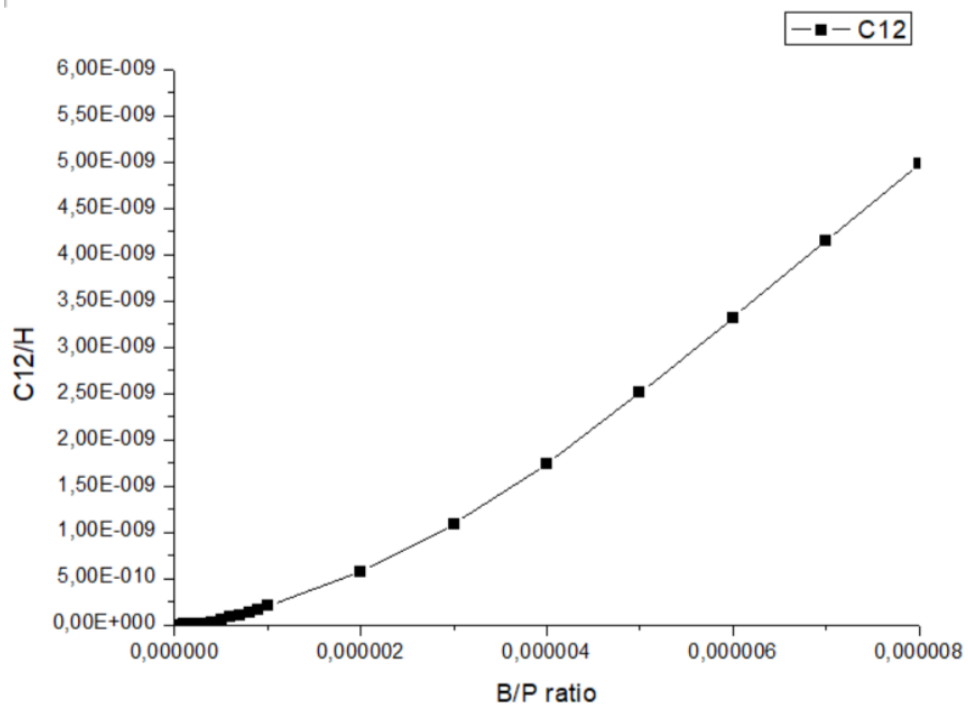


Рисунок 2.3 — График зависимости массовой доли  ${}^{12}\text{C}$  от барион-фотонного отношения.

## 2.3 СРАВНЕНИЕ РАЗМЕРА ДОМЕНА С ГОРИЗОНТОМ

Из полученных оценок видно, что для каждого момента времени размер домена будем находиться в определенном диапазоне, определяемом плотностью и массой домена.

Размер домена, в свою очередь будет определять процессы, происходящие как на его границе, так и внутри. В случае, если размер горизонта превышает размер домена, на его границе будет происходить аннигиляции барионов с антибарионами. Следовательно, необходимо провести сравнение данных размеров для разных эпох Вселенной.

Дополнительно отметим, что при переходе Вселенной из радиационной эпохи в эпоху доминирования вещества, максимально возможный размер домена будет значительно меньше размеров горизонта, а значит он "войдет" под горизонт в радиационную эпоху.

С учетом сферической симметрии размер домена может быть в нулевом приближении описан полученной ранее формулой (2.3). Определим, в какой момент времени произойдет превышение размером горизонта размера домена.

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  $n_{\gamma} \approx 0,24T^3$ , которая, в свою очередь, в радиационную эпоху связана со временем следующим соотношением:

$$T(K) = \frac{10^{10}}{\sqrt{t(c)}} \quad (2.6)$$

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

$$R = \left( \frac{Mt^{\frac{3}{2}}}{0,24m_p\eta 10^{30}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.7)$$

Исходя из предварительных оценок, домен должен "зайти" под горизонт в эпоху доминирования ультрарелятивистского вещества. Следовательно, для оценки размера можно использовать соотношение (1.18). В этом случае должно выполняться неравенство  $2ct \geq R$ :

$$2ct \geq \left( \frac{Mt^{\frac{3}{2}}}{0,24m_p\eta 10^{30}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.8)$$

Таким образом, можно получить ограничения на момент времени, соответствующий "заходу" домена под горизонт:

$$t \geq \left( \frac{M}{2c^3m_p\eta 10^{30}} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (2.9)$$

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

$$T \leq 2c10^{20} \left( \frac{m_p\eta}{0,24M} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.10)$$

Подставляя граничные значения для массы и барион-фотонного соотношения, получим максимальное и минимальное значение времени и соответствующие ему значения температуры, удовлетворяющие неравенству (2.7):

$$t_{min} = 0,5 \times 10^3 \text{с};$$

$$t_{max} = 5,0 \times 10^7 \text{с}.$$

Полученный результат означает, что при  $t < 0,5 \times 10^3 \text{с}$  превышение горизонтом размера домена невозможно. Данным временам соответствуют следующие значения температуры:

$$t = t_{min} : T = 4,5 \times 10^8 \text{К} \quad (2.11)$$

$$t = t_{max} : T = 1,4 \times 10^6 \text{К} \quad (2.12)$$

Таким образом, максимально возможная температура  $T = 4,5 \times 10^8 \text{К}$ . В последствие наблюдается охлаждение домена, связанное с остыванием Вселенной.

Полученные значения соответствуют радиационной эпохе Вселенной, что

подтверждает высказанные ранее предположения.

# 3 ПРОТОН-АНТИПРОТОННАЯ АННИГИЛЯЦИЯ НА ГРАНИЦЕ ДОМЕНА С ГОРИЗОНТОМ

Как было замечено ранее, начиная с некоторого момента времени, соответствующего эпохе доминирования ультрарелятивистского вещества, размер домена станет меньше размера горизонта. В результате этого, на границе домена будет наблюдаться аннигиляция барионов с антибарионами. Данный процесс будет вносить вклад в характер эволюции домена с течением времени. Следовательно, для корректного описания необходимо учитывать вклад аннигиляции. В результате данной реакции будут образовываться нейтральные и заряженные пионы, которые, в свою очередь, также будут распадаться.

Основными каналами являются следующие процессы:

- 1) Образование фотонов в результате распада нейтральных пионов.
- 2) Образование электронов и позитронов в результате распада заряженного пиона, сопровождающегося образованием мюонов.

## 3.1 РАСПАД НЕЙТРАЛЬНОГО ПИОНА

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (3.1)$$

При распаде нейтрального пиона, обладающего энергией 135 МэВ, образуется 2 фотона, средняя энергия каждого из которых составляет

$$E_\gamma = 67,5 \text{ МэВ} \quad (3.2)$$

Распределение высокоэнергетичных фотонов по энергиям подчиняется рав-

номерному распределению [13]:

$$E_\gamma \in \left[ \frac{1}{2}E_\pi(1 - \beta), \frac{1}{2}E_\pi(1 + \beta) \right], \quad (3.3)$$

где

$E_\pi$ -энергия пиона;

$$\beta = \frac{v}{c},$$

$v$ -скорость пиона.

Поскольку в ходе аннигиляции образуется в среднем 1-3 нейтральных пиона, то среднее количество образующихся фотонов в ходе такой реакции равно [14]:

$$N_\gamma = 3,93 \pm 0,24. \quad (3.4)$$

## 3.2 РАСПАД ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.5)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.6)$$

Помимо образования нейтральных пионов в результате протон - антипротонной аннигиляции также возможно образования заряженных пионов, которые, в свою очередь, будут распадаться на мюоны и (анти)нейтрино. Нам будет интересовать дальнейший распад мюона в электрон и позитрон.

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.7)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (3.8)$$

Рассмотрим распад отрицательно заряженного пиона (3.6) в системе отсчета, в которой пион покоится. В таком случае  $p_\pi^* = 0$ ,  $\vec{p}_\mu^* + \vec{p}_\nu^* = 0$ . Из закона сохранения импульса получим:

$$p_\pi = p_\mu + p_\nu \quad (3.9)$$

$$m_\pi^2 - 2p_\pi p_\mu + m_\mu^2 = p_\nu^2 \quad (3.10)$$

Выразим энергию мюона в системе покоя пиона:

$$E_\mu^* = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2 - m_\nu^2}{2m_\pi} \quad (3.11)$$

Получим, что после распада мюон приобретает энергию  $E_\mu^* = 110\text{МэВ}$ . Рассмотрим теперь дальнейший распад мюона, в результате которого будут рождаться электроны. Их распределение будет описываться спектром Мишеля [15]:

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = \left(\frac{g_w}{M_w c}\right)^4 \frac{m_{mu}^2 E^2}{2\hbar(4\pi)^3} \left(1 - \frac{4E}{3m_\mu c^2}\right) \quad (3.12)$$

В случае позитронов спектр будет аналогичный. Форма спектра будет принимать следующий вид:

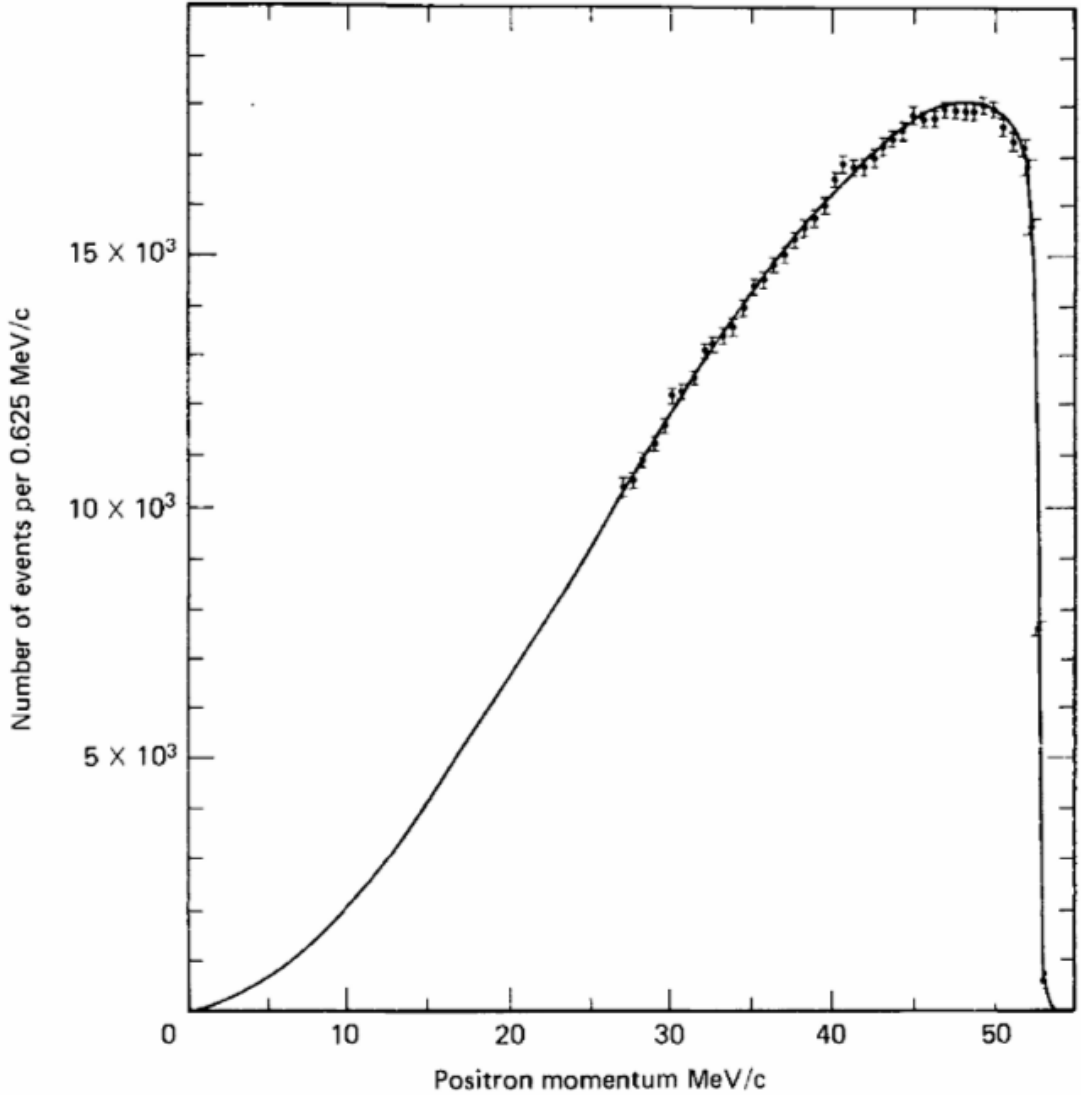


Рисунок 3.1 — Экспериментальный спектр позитронов.

Средняя энергия для данного распределения составит  $\langle E_e \rangle = \frac{m_\mu}{4} \approx 26,4 \text{ МэВ}$ . При этом,  $\sigma^2 = \langle E_e^2 \rangle - \langle E_e \rangle^2 = \frac{m_\mu^2}{48} \approx 232,6 \text{ МэВ}^2$ ,  $\sigma \approx 15,2 \text{ МэВ}$ . Следовательно, для электронов и позитронов энергия образовавшейся частицы лежит в диапазоне

$$E_{e^-} \in [11, 42] \text{ МэВ}. \quad (3.13)$$

## 4 ПРОЦЕССЫ ВНУТРИ ДОМЕНА

Выше был рассмотрен процесс аннигиляции протонов с антипротонами, в результате которого возможно образование высокоэнергетичных фотонов, а также электронов и позитронов. Продукты распада пионов будут проникать внутрь домена, чтобы будет приводить к протеканию различных процессов, влияющих на эволюцию домена. Данные процессы будут в первую очередь определяться температурой.

Основными процессами, являющимися результатом протон-антипротонной аннигиляции следует считать

- 1) Образование электрон-позитронных пар в результате взаимодействия аннигиляционного фотона с тепловым.
- 2) Многократное комптоновское рассеяние.

Ниже рассмотрим каждый из данных процессов подробнее.

### 4.1 ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР

Проникая внутрь домена, высокоэнергетичные фотоны, образующиеся в результате распада нейтрального пиона, будут взаимодействовать с тепловыми фотонами в домене. В результате, при достаточных энергиях возможно образование электрон-позитронных пар

$$\gamma_{therm} + \gamma_{ann} \rightarrow e^- + e^+ \quad (4.1)$$

Определим условия протекания данного процесса. Для этого рассмотрим встречное движение двух фотонов. В системе центра масс (где суммарный импульс равен нулю) квадрат инвариантной массы системы двух фотонов

равен  $s = (E_1 + E_2)^2 - (E_1 - E_2)^2 = 4E_1E_2$ . Условие образования пар:

$$\sqrt{s} \geq 2m_e c^2 \quad (4.2)$$

$$E_1 E_2 \geq (m_e c^2)^2 = 0,26 \text{ МэВ}^2 \quad (4.3)$$

Подставляя среднее значение для энергии фотона, образующегося при распаде нейтрального пиона, получим, что тепловой фотон должен обладать энергией  $E_2 \geq E_{min} = 3,9 \text{ кэВ}$ .

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

$$\frac{dn_\gamma}{dE} = \frac{8\pi E^2}{(hc)^3 (e^{\frac{E}{kT}} - 1)} \quad (4.4)$$

При  $E \gg kT$  формула примет вид:

$$\frac{dn_\gamma}{dE} = \frac{8\pi E^2 e^{-\frac{E}{kT}}}{(hc)^3} \quad (4.5)$$

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:

$$n_{\gamma\_high} \approx n_\gamma \left( \frac{E_{min}}{kT} \right)^2 e^{-\frac{E_{min}}{kT}}, \quad (4.6)$$

где  $n_\gamma \approx 0,24T^3$ .

Подставляя значения минимальной энергии и температуры, получим, что концентрация высокоэнергетичных фотонов становится незначительной при температуре менее  $10^7 \text{ К}$  (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.

Определим сечение взаимодействия данной реакции. Взаимодействие двух

фотонов описывается формулой Брейта-Уилера для высоких энергий:

$$\sigma_{pp} \approx \frac{\pi\alpha^2}{s} \left[ 2 \ln \left( \frac{s}{m_e^2} \right) - 1 \right] \quad (4.7)$$

Поскольку энергия теплового фотона значительно меньше энергии аннигиляционного фотона, будет наблюдаться асимметрия энергии. При таком сценарии формула может быть видоизменена [16]:

$$\sigma_{pp} \approx \frac{2\pi\alpha^2}{s} \left[ 2 \ln \frac{s}{m_e^2} - \frac{3}{2} \right] \approx 2,1 \times 10^{-28} \text{ см}^2, \quad (4.8)$$

где  $E_1 \gg E_2$ .

В результате данного взаимодействия будут образовываться электрон - позитронные пары. При этом, одна из образовавшихся частиц получит почти всю энергию, в то время как вторая приобретет энергию сравнимую с энергией покоя.

## 4.2 КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ

Помимо образования электрон - позитронных пар внутри домена возможно также комптоновское рассеяние фотона на позитроне. Данный процесс будет доминировать при  $T < 10^7 \text{ К}$ , когда образование электрон - позитронных пар уже становится маловероятным.

Изменение энергии после одного комптоновского рассеяния описывается следующим соотношением

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (4.9)$$

При этом относительная потеря энергии

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E' - E}{E} = -1 + \frac{1}{1 + \epsilon(1 - \cos\theta)}, \quad (4.10)$$

где  $\epsilon = \frac{E}{m_e c^2}$

Предполагая рассеяние изотропным, усредним данное выражение по углам. В соответствие с этим, относительные потери энергии после одного

рассеяния примут вид

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = -\frac{\ln(2\epsilon) + \frac{1}{2}}{\epsilon}, \quad (4.11)$$

$\epsilon \gg 1$ .

Общий вид относительных потерь энергии может быть записан следующим образом:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = -\epsilon + 4\frac{kT_e}{m_e c^2} \quad (4.12)$$

Второе слагаемое в данном случае отвечает за тепловое движение позитронов в домене. Однако, поскольку  $E_\gamma \gg m_e c^2$ , этим слагаемым можно пренебречь. Тогда:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = -\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad (4.13)$$

Заметим, что при однократном рассеянии фотон не потеряет всю свою энергию, а значит возможно многократное рассеяние фотона на позитронах внутри домена. Определим, сколько рассеяний потребуется для снижения энергии фотона до 1МэВ.

Распределение фотонов при многократном рассеянии может быть описано уравнением Компанейца [17; 18]:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[ x^4 \left( \frac{\partial n}{\partial x} + n + n^2 \right) \right], \quad (4.14)$$

где

$n$ -количество фотонов в состоянии с безразмерной энергией  $x = \frac{E}{m_e c^2}$ ;

$y = \int \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_\tau n_p c dt$ -комптоновский параметр.

При  $x \gg 1$  доминирующим процессом является охлаждение фотонов. Индуцированное рассеяние в данном случае является пренебрежимо малым. Тогда уравнение Компанейца упростится до вида

$$\frac{\partial n}{\partial y} \approx \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (4.15)$$

Решение данного уравнения выглядит следующим образом:

$$n(x, y) \sim x^{-3} e^{-4y} \quad (4.16)$$

Из него следует, что изменение энергии фотонов имеет экспоненциальный характер:

$$E = E_0 e^{-4y} \quad (4.17)$$

Комптоновский параметр связан с количеством рассеяний следующим образом:

$$y = \frac{kT_e}{m_e c^2} N \quad (4.18)$$

Воспользуемся решением:

$$N \approx \frac{m_e c^2}{kT_e} \ln \left( \frac{E_0}{E} \right) \quad (4.19)$$

Для рассматриваемого диапазона температур ( $T < 10^7 \text{K}$ ) количество рассеяний, необходимых для снижения энергии фотона с  $E_0 = 67,5 \text{МэВ}$  до  $E_N = 1 \text{МэВ}$ :

$$N > 2,5 \times 10^3 \quad (4.20)$$

Учтем полученное значение и оценим сечение взаимодействия для данного процесса. Согласно формуле Клейна-Нишины [19]:

$$\sigma_{KN} = \sigma_\tau f(x), \quad (4.21)$$

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,  
 $x$ -безразмерная энергия фотона.

Поправочный фактор определяется следующим выражением:

$$f(x) = \frac{3}{8x} \left( \ln 2x + \frac{1}{2} \right) \quad (4.22)$$

Тогда для среднего значения энергии аннигиляционного фотона  $E_\gamma = 67,5 \text{МэВ}$  сечение взаимодействия для однократного комптоновского рассеяния в момент, соответствующий "заходу" домена под горизонт, будет следующим

$$\sigma_k = 10^{-26} \text{см}^2. \quad (4.23)$$

С понижением энергии фотона значение сечения будет приближаться к томпсоновскому сечению.

С учетом численных решений уравнения Компайнеца, получим [20]:

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_\tau \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{m_e c^2}{E_0} \right) \right] \approx 0,5 \sigma_\tau \approx 3,4 \times 10^{-25} \text{ см}^2 \quad (4.24)$$

$$\sigma_{eff} = N \langle \sigma \rangle \quad (4.25)$$

Подставив оцененное ранее количество рассеяний, получим сечение взаимодействия для многократного рассеяния:

$$\sigma_{eff} \geq 8.4 \times 10^{-22} \text{ см}^2 \quad (4.26)$$

## 4.3 РАЗЛИЧНЫЕ СЦЕНАРИИ

Поскольку с течением времени температура Вселенной и домена в частности понижается, то необходимо рассматривать различные сценарии, принимая во внимание все процессы, возможные при заданных условиях.

### 4.3.1 $T \geq 10^7 K$

При высоких температурах возможно как образование электрон - позитронных пар, так и многократное комптоновское рассеяние. Однако в связи с высокой концентрацией тепловых фотонов, доминирующим процессом будет являться образование пар. Именно оно будет определять длину пробега аннигиляционного фотона. Следовательно, сечение взаимодействия для аннигиляционного фотона при данных температурах

$$\sigma \approx \sigma_{pp} \approx 2,1 \times 10^{-28} \text{ см}^2 \quad (4.27)$$

### 4.3.2 $T < 10^7 K$

Начиная с момента, когда температура домена становится равной  $T = 10^7 K$  ( $t = 10^6 \text{ с}$ ), образование позитрон-электронных пар становится маловероятным даже с учетом высокоэнергетичного хвоста в распределе-

нии Планка. В таком случае, доминирующим процессом будет являться многократное комптоновское рассеяние аннигиляционного фотона на позитроне. Сечение взаимодействия в данном случае равно:

$$\sigma \approx \sigma_k \geq 8.4 \times 10^{-22} \text{см}^2. \quad (4.28)$$

# 5 ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ ФОТОНОВ ВНУТРЬ ДОМЕНА

## 5.1 ОБЩАЯ ФОРМУЛА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ

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

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}, \quad (5.1)$$

где

$n$ -концентрация позитронов/тепловых фотонов в домене,

$\sigma$ -сечение взаимодействия.

Оценим глубину проникновения при различных доминирующих процессах. Поскольку  $n_\gamma \approx 0,24T^3$ , то длина пробега аннигиляционных фотонов до образования позитрон-электронной пары при взаимодействии с тепловым фотоном определяется соотношением:

$$\lambda_{pp} = \frac{1}{0,24T^3\sigma_{pp}} \approx 2 \times 10^{28}T^{-3}\text{см} \quad (5.2)$$

Т.к. образование электрон-позитронных пар возможно только при  $T \geq 10^7\text{К}$ , получим диапазон длин пробега аннигиляционного фотона, когда данный процесс является доминирующим:

$$2 \times 10^2\text{см} \leq \lambda_{pp} \leq 2 \times 10^7\text{см}. \quad (5.3)$$

Для оценки длины пробега в случае доминирования комптоновского рассеяния, необходимо определить концентрацию позитронов в домене, на ко-

торых будет происходить рассеяние. Оценим данную величину в нулевом приближении, не учитывая изменение концентрации позитронов на границе домена с течением времени, вызванное аннигиляцией и диффузией на границе.

$$n_p = \frac{\rho Z}{m_p}, \quad (5.4)$$

где

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

$$\rho = n_\gamma \eta m_p = 0,24T^3 \eta m_p \quad (5.5)$$

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

$$\lambda_k = \frac{1}{0,24T^3 \eta Z \sigma_{eff}} \quad (5.6)$$

Для  $T = 10^7 \text{K}$  и  $\sigma_{eff} = 8.4 \times 10^{-22} \text{ см}^2$  получим, что  $\lambda_k \in [5 \times 10^6, 2 \times 10^{12}] \text{ см}$ .

## 5.2 ОЦЕНКА ОБЛАСТИ НЕОДНОРОДНОСТИ

Полученную глубину проникновения фотонов можно сравнить с размерами домена. Данная информация позволит оценить область неоднородности внутри домена, куда будут проникать аннигиляционные фотоны. Предполагая сферическую симметрию, запишем следующее неравенство:

$$\lambda < R. \quad (5.7)$$

Рассмотрим для начала образование электрон-позитронных пар. В случае высоких температур ( $T \geq 10^7 \text{K}$ ), размер домена принимает значения  $R \in [10^{13}, 10^{17}] \text{ см}$ . Сравнивая с возможным диапазоном для длины пробега  $10^2 \leq \lambda_{pp} \leq 10^5 \text{ см}$ , 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 происходит не будет-так называемая область однородности.

В случае комптоновского рассеяния условие на наличие однородной области будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{1}{0,24T^3\eta Z\sigma_{eff}} < R \quad (5.8)$$

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

$$\frac{t^{\frac{3}{2}}}{0,24 \times 10^{30}\eta Z\sigma_{eff}} < \left( \frac{Mt^{\frac{3}{2}}}{0,24m_p\eta 10^{30}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.9)$$

Подставив в правую часть неравенства известные значения, получим неравенство для времени, в течение которого глубина проникновения аннигиляционных фотонов меньше:

$$t < \frac{0,4 \times 10^{20} Z\sigma_{eff}\eta^{\frac{2}{3}} M^{\frac{1}{3}}}{m_p^{\frac{1}{3}}} \quad (5.10)$$

Поскольку комптоновское рассеяние будет доминировать только при относительно низких температурах, получим систему из двух неравенств, задающих условие однородности:

$$\begin{cases} t > 10^6 \text{с} \\ t < \frac{0,4Z10^{20}\sigma_{eff}\eta^{\frac{2}{3}}M^{\frac{1}{3}}}{m_p^{\frac{1}{3}}} \approx \eta^{\frac{2}{3}}M^{\frac{1}{3}} \times 3 \times 10^6 \text{с} \end{cases}$$

Для минимальных значений плотности и массы:

$$t \in (10^6, 8 \times 10^{10}) \text{с} \quad (5.11)$$

Для максимальных значений плотности и массы:

$$t \in (10^6, 2 \times 10^{15}) \text{с} \quad (5.12)$$

## 6 ДИФФУЗИЯ

Поскольку домен "зайдет" под горизонт в определенный момент времени, соответствующий радиационной эпохи, начиная с этого значения при описании эволюции домена необходимо учитывать аннигиляцию барионов с антибарионами. Последствия данного процесса были рассмотрены выше. Однако при описании аннигиляции необходимо также учитывать вклад диффузии: протоны и антипротоны будут перемещаться к границе раздела домена с горизонтом. Это, в свою очередь, будет напрямую влиять на характер и скорость аннигиляции.

Существуют модели, описывающие диффузию в плоском приближении [21]. Однако подобная модель будет релевантна только при описании больших доменов. В случае малых размеров рассматриваемой области, подобное приближение перестает работать. В представленной работе рассматриваются относительно небольшие домены, а значит необходим переход от плоской геометрии к сферической.

Рассмотрим модифицированное уравнение Фика, описывающее процесс диффузии в домене в сферическом приближении:

$$\frac{\partial n_b}{\partial t} = \frac{D(t)}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial n_b}{\partial r} \right) - \Gamma_{ann}(r) n_b - \beta n_b, \quad (6.1)$$

где  $\Gamma_{ann}$ -локальная скорость аннигиляции, максимальная на границе и стремящаяся к нулю в центре;

$\beta n_b$ -слагаемое, учитывающее расширение Вселенной.

Для антипротонов уравнение будет выглядеть аналогично.

Перенос барионов и антибарионов к границам областей определяется процессами упругого рассеяния. Процесс диффузии основан на столкновениях с обменом импульсом [22]. Траектории частиц при этом становятся случайными. Процесс диффузии будут определять следующие процессы:

- 1) Кулоновское рассеяние протона на электроны. Данный процесс явля-

ется наиболее эффективным механизмом для заряженных барионов. Протоны взаимодействуют с электронами непосредственно за счет кулоновской силы. Перенос протонов в данном случае ограничен подвижностью электронов и условием сохранения локальной электронной нейтральности. В связи с этим, связь электрона с фотоном становится основным ограничивающим фактором, влияющим на диффузию барионов.

- 2) Непрямое рассеяние протона на фотоне. В данном случае протоны не рассеиваются непосредственно на фотонах, а взаимодействуют с полем посредством промежуточного рассеяния на электронах.
- 3) Прямое рассеяние протона на фотоне. Сечение данного процесса очень мало ( $\sigma_{p\gamma} \lesssim 10^{-31} \text{ см}^2$ ) и несущественно для диффузии в ранней Вселенной.

Коэффициент диффузии  $D(t)$  в уравнении Фика, описывающий характер этого процесса, вычисляется по следующему соотношению:

$$D(t) = \frac{1}{3} \lambda v \quad (6.2)$$

где

$\lambda$ -длина свободного пробега частиц;

$v$ -скорость частиц.

Длина свободного пробега может быть определена по формуле (5.1). Для этого необходимо оценить концентрацию частиц и площадь сечения для соответствующих процессов. Таким образом, формула, описывающая коэффициент диффузии, примет следующий вид:

$$D(t) = \frac{1}{3} \frac{1}{n\sigma} v \quad (6.3)$$

Следовательно, задача описания диффузии сводится к оценке концентрации взаимодействующих частиц (а следовательно и характера доминирующего процесса) и сечения реакции. Отметим, что в данном случае необходимо рассматривать каждую эпоху эволюции Вселенной отдельно.

## 6.1 РАДИАЦИОННО-ДОМИНИРОВАННАЯ ЭПОХА

Как было замечено выше, для описания диффузии на (анти)барионов на границу раздела домена с горизонтом необходимо рассматривать следующие процессы:

- 1) Упругое рассеяние электронов на фотонах:



- 2) Косвенное взаимодействие протона с фотоном.

Прямым взаимодействием протона с фотоном можно пренебречь в силу малости сечения взаимодействия.

Поскольку в данном разделе процесс диффузии рассматривается на радиационной стадии, скорость частиц в данном случае будет равняться скорости света:  $v = c$ .

Концентрация в радиационную эру связана с масштабным фактором следующим соотношением:

$$n_e \propto a(t)^{-3} \quad (6.5)$$

С учетом соотношения между давлением и плотностью, задаваемым уравнением состояния, масштабный фактор связан со температурой как  $a(t) \propto T^{-1}$ . Тогда получим:

$$D(t) \propto \frac{c}{0,24\sigma_{sc}T^3} \quad (6.6)$$

Сечение взаимодействия может быть вычислено по формуле Клейна - Нишины (4.2) с учетом релятивистских поправок

$$\sigma_{sc} = \sigma_{\tau} f(x), \quad (6.7)$$

$$f(x) = \frac{3}{8\frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}} \left( \ln 2 \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} + \frac{1}{2} \right) \quad (6.8)$$

Поскольку фотоны подчиняются распределению Планка, их средняя энергия равна

$$\langle E_{\gamma} \rangle \approx 3kT \quad (6.9)$$

Температура в данном случае ограничена условием "вхождения" домена под горизонт и концом эпохи доминирования ультрарелятивистского вещества. После подстановки найденных зависимостей получим формулу для оценки коэффициента диффузии:

$$D_{RD}(t) \propto \frac{c}{\sigma_{\tau} f(x) T^3} = \frac{ct^{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\tau} f(x) 10^{30}} \propto \frac{t^{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\tau} f(x)} \quad (6.10)$$

Поскольку при высоких температурах будет происходить процесс многократного рассеивания с потерей энергии, то воспользуемся полученными ранее значениями для эффективного сечения рассеяния (4.26). В конечном итоге, получим формулу для коэффициента диффузии:

$$D_{RD}(t) \propto \frac{t^{\frac{3}{2}}}{\sigma_{eff}} \propto t^{\frac{3}{2}} \quad (6.11)$$

## 6.2 ЭПОХА ДОМИНИРОВАНИЯ ВЕЩЕСТВА

При температуре  $T = 10^4 \text{K}$  во Вселенной наступает эпоха доминирования вещества. В связи с этим меняются основные характерные зависимости. В эпоху доминирования вещества плотность числа частиц ведет себя аналогично радиационной эпохе ( $n_e \propto a(t)^{-3}$ ), однако связь масштабного фактора со временем выглядит по-другому:

$$a(t) \propto t^{\frac{2}{3}} \quad (6.12)$$

Стоит отметить, что даже для эпохи доминирования вещества необходимо рассматривать различные сценарии в зависимости от температуры. Переходным моментом в данном случае будет являться последнее рассеяние фотонов или момент рекомбинации (в приближении считаем, что оба процесса произошли в один момент времени). Рекомбинация наступила при температуре  $T = 3 \times 10^3 \text{K}$ .

### 6.2.1 ДО РЕКОМБИНАЦИИ

До наступления рекомбинации Вселенная все еще заполнена сильно ионизированной плазмой, поэтому рассуждения о процессах, происходящих в радиационно-доминированную эпоху, могут перенесены и на этот период времени. Воспользуемся известными зависимостями для оценки коэффициента диффузии. Подставим в формулу (6.3):

$$D(t) \propto \frac{1}{3} t^2 v \frac{1}{\sigma} \quad (6.13)$$

Отметим, что скорость частиц в данной эпохе уже не сопоставима со скоростью света и определяется температурой. Движение частиц при этом может быть описано как тепловое:

$$v = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (6.14)$$

До наступления рекомбинации доминирующим процессом, определяющим характер диффузии, все так же необходимо считать комптоновское рассеяние. Однако при понижении температуры процесс из многократного будет переходить в однократный. Следовательно, сечение взаимодействия из эффективного перейдет в томсоновское  $\sigma = \sigma_\tau$ . Тогда

$$D \propto \frac{1}{3} t^2 \sqrt{\frac{3kT}{m}} \frac{1}{\sigma} \quad (6.15)$$

С учетом упомянутых выше зависимостей:

$$D(t) \propto \frac{t^{\frac{5}{3}}}{\sigma_\tau} \propto t^{\frac{5}{3}} \quad (6.16)$$

Однако в связи с сильной связью между электронами и фотонами наиболее эффективный обмен импульсом реализуется за счет радиационного трения. В таком случае, эффективный коэффициент диффузии будет определяться балансом между силами давления и фотонным трением, что приводит к другой зависимости.

Рассмотрим заряженный барион массой  $m_b$ , движущийся со скоростью  $v$  в плазме. Его уравнение движения в приближении, где инерция определяется

трением

$$m_b \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\tau_{\text{drag}}} m_b \vec{v} + \vec{F}_{\text{ext}} \quad (6.17)$$

где  $\tau_{\text{drag}}$  — время релаксации, обусловленное радиационным трением,  $\vec{F}_{\text{ext}}$ -внешние силы.

В стационарном состоянии ускорение пренебрежимо мало. Тогда получим выражение для связи скорости бариона с вектором внешних сил:

$$\vec{v} = \frac{\tau_{\text{drag}}}{m_b} \vec{F}_{\text{ext}} \quad (6.18)$$

Отсюда определим соответствующий данной скорости поток частиц:

$$\vec{J} = n\vec{v} = n \frac{\tau_{\text{drag}}}{m_b} \vec{F}_{\text{ext}} \quad (6.19)$$

Внешняя сила в нашей модели вызвана градиентом плотности. В таком случае

$$\vec{F}_{\text{ext}} = -k_B T \nabla \ln n = -\frac{k_B T}{n} \nabla n \quad (6.20)$$

Тогда

$$\vec{J} = -\frac{k_B T}{m_b} \tau_{\text{drag}} \nabla n \quad (6.21)$$

Сравнивая с законом Фика, можно выразить коэффициент диффузии:

$$D = \frac{k_B T}{m_b} \tau_{\text{drag}} \quad (6.22)$$

Время радиационного трения определяется связью электронов с фотонами. При рассеянии на фотоне электрон испытывает радиационное давление. Скорость передачи импульса от фотонов к электрону составляет

$$\frac{d\vec{p}_e}{dt} = -\frac{4}{3} \sigma_T \rho_\gamma \vec{v}_e \quad (6.23)$$

где  $\sigma_T$  — томпсоновское сечение,

$$\rho_\gamma = \frac{\pi^2}{15} T^4.$$

Однако в пределе сильной связи барионы и электроны движутся вместе вследствие зарядовой нейтральности. Полная инерция, приходящаяся на один электрон, равна таким образом  $m_b$ , а не  $m_e$ , поскольку каждый элек-

трон увлекает за собой барион. Подставим полученные ранее зависимости для выражения коэффициента диффузии:

$$D = \frac{k_B T}{m_b} \tau_{\text{drag}} = \frac{k_B T}{m_b} \frac{m_b}{\frac{4}{3} \sigma_T \rho_\gamma} = \frac{45 k_B T}{4 \sigma_T \pi^2 T^3} \quad (6.24)$$

С учетом связи между температурой и временем в эпоху доминирования вещества, получим

$$D(t) \propto \frac{t^2}{\sigma_T} \propto t^2 \quad (6.25)$$

Зависимость  $D \propto t^2$  указывает на то, что диффузия становится более эффективной в эпоху доминирования материи до рекомбинации. Следствием этого является то, что ускорение переноса увеличивает поток антибарионов к границе домена.

## 6.2.2 ПОСЛЕ РЕКОМБИНАЦИИ

При температуре  $T = T_{\text{rec}} = 3 \times 10^3 \text{K} \approx 0,3 \text{эВ}$  наступает момент рекомбинации: происходит переход от ионизированной плазмы к нейтральным атомам (преимущественно водорода). Вместе с тем, Вселенная становится прозрачной для излучения. Доминирующим процессом, характеризующим диффузию, для данной эпохи все также необходимо считать комптоновское рассеяние фотонов. Этот процесс приводит к рассеянию фотонов до более высоких энергий. В результате этого, поток фотонов будет нагревать и ионизировать материю в течение всего рассматриваемого периода времени. Помимо этого, часть аннигиляционных электронов будет терять долю своей энергии при рассеянии на окружающих электронах. Этот процесс будет приводить к нагреву рассматриваемого потока, вследствие чего скорость аннигиляции будет увеличиваться.

Как и при рассмотрении более ранних эпох, зададимся задачей оценки коэффициента диффузии.

В результате аннигиляции будут рождаться электрон-позитронные пары  $e^\pm$ , которые будут приводить к ионизации слоя, локализованного вблизи границы раздела вещества с антивеществом (данный процесс будет рассмотрен ниже). В этом слое заряженные антибарионы остаются связанными

с полем излучения посредством электромагнитных взаимодействий. Следовательно, перенос антибарионов к границе в таком случае будет контролироваться плазменной диффузией. Таким образом, связь коэффициента диффузии со временем будет аналогичная эпохе до рекомбинации:

$$D(t) \propto \frac{t^2}{\sigma_\tau} \propto t^2 \quad (6.26)$$

Можно сделать вывод, что динамика перемещения барионов и антибарионов управляется одинаковыми процессами на протяжении как эпохи доминирования излучения, так и эпохи доминирования материи, до тех пор пока скорость аннигиляции не станет пренебрежимо малой.

Скорость аннигиляции напрямую зависит от коэффициента диффузии:

$$J = -D \left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r=R} \quad (6.27)$$

В случае сферически симметричного малого домена концентрация частиц в линейном приближении будет меняться по следующему закону:

$$n_b(r) \approx n_0 \left( 1 - \frac{r}{R} \right) \quad (6.28)$$

Следовательно, скорость аннигиляции будет полностью зависеть от начальной концентрации антипротонов и размера домена:

$$J \approx -D \cdot \left( -\frac{n_0}{R} \right) = D \frac{n_0}{R} \quad (6.29)$$

## 7 ИОНИЗАЦИЯ

Следующий процесс, который необходимо учитывать при описании эволюции домена антивещества-ионизация антиматерии, вызванная аннигиляцией на границе. Продукты реакции (фотоны и электроны/позитроны) будут проникать внутрь домена, ионизируя некоторый поверхностный слой внутри рассматриваемой области. В зависимости от степени ионизации антиматерии, эволюция домена будет протекать по-разному. Следовательно, данный процесс необходимо учитывать для корректного построения модели. Данный процесс был рассмотрен в работе [21], где была приведена модель плоской геометрии. При таком сценарии ионизирующее излучение распространяется вдоль бесконечной границы. В случае сферически симметричного малого домена радиуса  $R$  излучение от аннигиляции на поверхности расходится радиально и поглощается в тонком приповерхностном слое. Это приводит к существенной неоднородности ионизации.

### 7.1 МЕХАНИЗМ ИОНИЗАЦИИ

При описании процесса ионизации необходимо рассматривать две области:

- 1) Граница домена. Ионизация в данной области будет происходить за счет высокоэнергетичных электронов, являющихся продуктами аннигиляции. Размер области ионизации в таком случае определяется длиной пробега электронов.
- 2) Внутренняя область домена. При ее описании необходимо также учитывать вторичные процессы. Согласно [21], механизм ионизации в таком случае будет следующий:
  - (а) Аннигиляция  $p\bar{p}$  на поверхности домена:

$$p + \bar{p} \rightarrow \pi^0, \pi^+, \pi^-.$$

- (б) Распад заряженных пионов с образованием релятивистских электронов/позитронов:

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu), \\ \mu^\pm &\rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu).\end{aligned}$$

Средняя энергия электрона:  $\langle E_e \rangle \approx 90$  МэВ. Среднее число электронов на акт аннигиляции:  $\bar{g} \approx 3.8$ .

- (в) Обратное комптоновское рассеяние релятивистских электронов на фотонах реликтового излучения (СМВ):

$$e^\pm + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow e^\pm + \gamma_{\text{УФ}}.$$

При этом фотоны СМВ получают энергию и превращаются в УФ-фотоны (их энергия порядка 10–100 эВ).

- (г) Фотоионизация атомарного антиводорода УФ-фотонами:

$$\gamma_{\text{УФ}} + \bar{H} \rightarrow e^- + \bar{p}^+.$$

Прямой ионизацией от фотонов, образующихся в результате распада нейтральных пионов, можно пренебречь в силу малости сечения фотоионизации.

## 7.2 ДЛИНА ПРОБЕГА ЭЛЕКТРОНОВ И УФ-ФОТОНОВ

Потеря энергии релятивистскими электронами происходит за счет комптоновского рассеяния на реликтовых фотонах. Потери энергии на единицу длины:

$$-\frac{dE}{dx} = K_\gamma(z)\beta\gamma^2, \quad (7.1)$$

где  $K_\gamma(z) \approx 0.7(1+z)^4$  эВ/Мпк – коэффициент потерь,

$z$  – красное смещение,

$$\beta = v/c,$$

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}.$$

Длина пробега до снижения энергии до нерелятивистских значений ( $\gamma \sim 1$ ) (A.2):

$$L_e(z) \approx \frac{m_e c^2}{K_\gamma(z)} \arcsin \beta_0, \quad (7.2)$$

где  $\beta_0 \approx 1$  для начально релятивистских электронов.

УФ-фотоны поглощаются атомарным водородом с сечением фотоионизации  $\sigma_{\text{ion}}$ .

Длина поглощения ультрафиолетового фотона может быть вычислена по общепринятой формуле:

$$\lambda_{\text{уф}} = \frac{1}{n_H \sigma_{\text{ion}}}, \quad (7.3)$$

где  $n_H \approx \eta n_\gamma$ -концентрация атомов антиворода внутри домена. Эти два параметра будут влиять на характер ионизации и размер ионизированной области.

### 7.3 ПОТОК УФ-ФОТОНОВ

Как было упомянуто ранее, при описании малых доменов необходимо перейти к сферической геометрии. Будем считать, что в результате аннигиляции на всей поверхности домена происходит образование электронов, которые затем проникают внутрь рассматриваемой области. В приближение считаем, что электроны движутся строго радиально.

Пусть  $J$  -поток аннигиляции. В результате каждой реакции рождается  $\bar{g} \approx 3.8$  релятивистских электронов [23]. Тогда полное число электронов, испускаемых поверхностью в единицу времени:

$$\dot{N}_e = 4\pi R^2 J \bar{g}. \quad (7.4)$$

Эти электроны движутся радиально внутрь, теряя энергию на длине  $L_e$ . В стационарном режиме поток электронов  $j_e(r)$  удовлетворяет уравнению непрерывности. Запишем его с учетом сферической геометрии.

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 j_e(r)) = -\frac{j_e(r)}{L_e}, \quad (7.5)$$

Правая часть уравнения учитывает потерю электронов за счёт снижения их энергии ниже порога рождения УФ-фотонов.

Данное уравнение решается исходя из граничного условия  $j_e(R) = J\bar{g}$ , определяющего поток электронов на границе. После подстановки получим:

$$j_e(r) = J\bar{g} \frac{R^2}{r^2} \exp\left(-\frac{R-r}{L_e}\right). \quad (7.6)$$

Множитель  $R^2/r^2$  отражает геометрию, рассматриваемую в задаче, а экспонента описывает изменение числа электронов, способных рождать УФ-фотоны, приводящие к ионизации.

Пусть каждый электрон рождает УФ-фотоны со скоростью  $\kappa_{у\Phi}$ . Тогда объёмная плотность рождения УФ-фотонов:

$$\dot{n}_{у\Phi}(r) = j_e(r)\kappa_{у\Phi} = J\bar{g}\kappa_{у\Phi} \frac{R^2}{r^2} \exp\left(-\frac{R-r}{L_e}\right). \quad (7.7)$$

Плотность потока УФ-фотонов в точке  $r$  может быть найдена из уравнения переноса:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 F_{у\Phi}(r)) = \dot{n}_{у\Phi}(r) - \frac{F_{у\Phi}(r)}{\lambda_{у\Phi}}, \quad (7.8)$$

Будем рассматривать слой, размеры которого много меньше радиуса домена. В таком случае:

$$F_{UV}(r) \approx \frac{J\bar{g}\kappa_{UV}L_e}{4} \cdot \frac{R^2}{r^2} \exp\left(-\frac{R-r}{L_e}\right) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{L_e}{\lambda_{UV}}\right)\right] \quad (7.9)$$

Согласно формулам, позволяющим оценить пробег электронов и УФ-фотонов, при описании ионизации можно рассматривать сценарий сильного поглощения ( $\lambda \ll L_e$ ). В данном случае последний множитель будет стремиться к 1, вследствие чего конечная формула примет вид:

$$F_{у\Phi}(r) \approx \frac{J\bar{g}\kappa_{у\Phi}L_e}{4} \cdot \frac{R^2}{r^2} \exp\left(-\frac{R-r}{L_e}\right) \quad (7.10)$$

Учтем также, что в энергию УФ-фотона переходит порядка 0,1 энергии электрона:

$$F_{UV}(r) \approx \frac{J\bar{g}}{40} \cdot \frac{R^2}{r^2} \exp\left(-\frac{R-r}{L_e}\right) \quad (7.11)$$

## 7.4 ПРИГРАНИЧНАЯ ОБЛАСТЬ

Как было упомянуто ранее, ионизация в приграничной области происходит за счет высокоэнергетичных электронов. В слое толщиной  $L_e$  у поверхности:

$$G_e = \frac{JN\eta_{ion}}{L_e}, \quad (7.12)$$

где  $\eta_{ion} \sim 10^6$ -количество ион-электронных пар, создаваемых одним электроном.

Из условия электронейтральности плазмы:

$$n_e(r) = n_{\bar{p}}(r) = x_e(r) n_{\bar{H}}(r). \quad (7.13)$$

Скорость рекомбинации при этом равна

$$n_e(r) = n_{\bar{p}}(r) = x_e(r) n_{\bar{H}}(r). \quad (7.14)$$

Подставляя соотношение выше, получим:

$$G_{реком}(r) = \alpha_B(T) [x_e(r) n_{\bar{H}}(r)]^2 = \alpha_B(T) n_{\bar{H}}^2(r) x_e^2(r). \quad (7.15)$$

Следовательно, степень ионизации на границе домена

$$x_e \approx \sqrt{\frac{G_e}{\alpha_B n_{\bar{H}}^2}} \rightarrow 1 \quad (7.16)$$

Полученный результат свидетельствует о том, что на границе рассматриваемой области антивещество будет полностью ионизовано. При этом избыточная энергия будет расходоваться на нагрев плазмы и вторичные процессы.

## 7.5 ВНУТРЕННЯЯ ОБЛАСТЬ

В случае описания внутренней области уже необходимо учитывать образование УФ-фотонов в результате проникновения электронов внутрь домена.

Запишем уравнение, характеризующее скорость образования ион - электронных пар (A.3):

$$G_{\text{ион}}(r) = \bar{\sigma}_{\text{ион}} F_{\text{УФ}}(r) n_H(r) [1 - x_e(r)], \quad (7.17)$$

Скорость рекомбинации будет описываться аналогичным уравнением, что и для границы домена. В стационарном состоянии скорости ионизации и рекомбинации равны. Тогда с учетом условия электронейтральности плазмы получим выражение для степени ионизации в конкретной точке:

$$x_e(r) \approx \sqrt{\frac{\bar{\sigma}_{\text{ион}} F_{\text{УФ}}(r)}{\alpha_B(T) n_H}}. \quad (7.18)$$

При этом считаем, что ионизация внутри домена значительно меньше единицы.

Подставляя полученную формулу для  $F_{\text{УФ}}$ , можно оценить степень ионизации во внутренней области домена. На глубине поток УФ-фотонов будет экспоненциально затухать, а значит степень ионизации будет спадать как корень из экспоненты:

$$x_e(r) \approx x_e(R) \frac{R}{r} \exp\left(-\frac{R-r}{2\lambda_{\text{УФ}}}\right) \quad (7.19)$$

Отсюда можно сделать вывод, что размер слоя, на котором степень ионизации упадет в  $e$  раз определяется величиной  $\approx 2L_e$ . Однако поскольку длина пробега фотонов значительно меньше длины пробега электронов, фактическая толщина ионизированного приграничного слоя ограничена поглощением УФ-фотонов.

Определим среднюю степень ионизации по всему объему домена:

$$\langle x_e \rangle = \frac{3}{R^3} \int_0^R x_e(r) r^2 dr. \quad (7.20)$$

Подставим полученную формулу для оценки степени ионизации. Учтем также, что основная ионизации происходит вблизи поверхности домена в

слое толщиной  $\delta \approx \lambda_{\text{уФ}} \ll R$ . Тогда:

$$\langle x_e \rangle \approx \frac{3}{R^3} \int_{R-\delta}^R x_e(R) \frac{R}{r} \exp\left(-\frac{R-r}{2\lambda_{\text{уФ}}}\right) R^2 dr. \quad (7.21)$$

Толщину ионизованного слоя  $\delta$  определим как расстояние от поверхности, на котором степень ионизации  $x_e$  падает в 100 раз относительно значения на границе. При  $\delta \ll R$  и  $r \approx R$  ( $R/r \approx 1$ ) экспоненциальный множитель в пределах тонкого слоя меняется незначительно. Проверим это условие: Толщина ионизированного слоя определяется формулой:

$$\delta = 9\lambda_{\text{уФ}} = \frac{9}{n_{\bar{H}}\bar{\sigma}_{\text{ion}}} \quad (7.22)$$

Концентрация антиатомов водорода:  $n_{\bar{H}} = \eta n_{\gamma} = 0.24\eta T^3$ . Сечение фотоионизации:  $\bar{\sigma}_{\text{ion}} \approx 6 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ . Таким образом:

$$\delta = \frac{6.25 \times 10^{18}}{\eta T^3} \text{ см} \quad (7.23)$$

Радиус домена:

$$R = \left( \frac{2.49 \times 10^{24} M}{\eta T^3} \right)^{1/3} \text{ см} \quad (7.24)$$

Для типичных значений  $M = 10^4 M_{\odot}$ ,  $\eta = 10^{-9}$ ,  $T = 3 \times 10^3 \text{ К}$ :  $\frac{\delta}{R} \approx 2 \times 10^{-3} \ll 1$ . Для экстремальных параметров ( $M = 10^3 M_{\odot}$ ,  $\eta = 3 \times 10^{-12}$ ) отношение  $\delta/R \approx 0.14$ , что всё ещё удовлетворяет условию тонкого слоя. Следовательно, ионизированный слой действительно много меньше радиуса домена. В таком случае:

$$x_e(R - \delta) \approx C \cdot \exp\left(-\frac{\delta}{2\lambda_{\text{уФ}}}\right), \quad x_e(R) \approx C. \quad (7.25)$$

Условие  $x_e(R - \delta) = 0.01 x_e(R)$  дает  $\exp\left(-\frac{\delta}{2\lambda_{\text{уФ}}}\right) = 0.01$ . Отсюда можно оценить размер ионизованной области как

$$\delta \approx 9.2\lambda_{\text{уФ}} \approx 9\lambda_{\text{уФ}}. \quad (7.26)$$

После интегрирования и подстановки, получим значение для средней степени ионизации по всему объему:

$$\langle x_e \rangle \approx \frac{6\lambda_{\text{уФ}}}{R} x_e(R) \approx \frac{6\lambda_{\text{уФ}}}{R} \propto \eta^{-\frac{2}{3}} M^{-\frac{1}{3}} T^{-2}. \quad (7.27)$$

Таким образом, по мере уменьшения температуры степень ионизации будет увеличиваться. Мы также можем оценить значение степени ионизации в ионизованном слое.

$$\langle x_e \rangle_{\text{слой}} = \frac{1}{\delta} \int_{R-\delta}^R x_e(r) dr \quad (7.28)$$

Для  $x_e(r) \approx \exp\left(-\frac{R-r}{2L_e}\right)$  и слоя  $\delta = 9\lambda_{\text{уФ}}$  получим:

$$\langle x_e \rangle_{\text{слой}} = \frac{2L_e}{\delta} \int_0^{\delta/(2L_e)} e^{-z} dz = \frac{2}{9} (1 - e^{-4,5}) \approx 0,22 \quad (7.29)$$

Следовательно, степень ионизации в приграничной области домена постоянна и не зависит от параметров домена. Полученное значение относится только к тонкому приграничному слою толщиной  $\delta \approx 9\lambda_{\text{уФ}}$ . Во внутренней области домена ( $r < R - \delta$ ) степень ионизации экспоненциально спадает до нуля. Таким образом, домен можно считать преимущественно нейтральным.

### 7.5.1 ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛИ

Стоит отметить, что у рассматриваемой модели ионизации имеются определенные ограничения, которые необходимо принимать во внимание при ее использовании. Определим границы применимости модели. Существует три основных ограничения:

- 1) Скорость аннигиляции.

Поскольку ионизация вещества происходит за счет электронов, образующихся при аннигиляции на границе домена, данный процесс будет определяющим для данной модели. Для более точного описания скорости аннигиляции необходимо ввести корректирующую функцию

$f(T)$  для определения скорости аннигиляции:

$$J(T) = J_0 \left( \frac{T}{10^4 \text{ К}} \right) \cdot f_{\text{IGM}}(T) \quad (7.30)$$

где

$J_0$  — поток при опорной температуре  $T = 10^4 \text{ К}$ ;

$f_{\text{IGM}}(T)$  — доля барионов, остающаяся в межгалактической среде (МГС).

Функция  $f_{\text{IGM}}(T)$  учитывает уменьшение количества барионов в МГС в результате формирования структур. Верно следующее соотношение

$$f_{\text{IGM}}(T) \approx 1 \quad \text{для} \quad T \gtrsim 100 \text{ К}, \quad (7.31)$$

Данная функция плавно убывает при более низких температурах. При  $T \sim 10 \text{ К}$  данные наблюдений и моделирования [24] указывают, что  $f_{\text{IGM}} \sim 0, 1$ , что делает поток аннигиляции пренебрежимо малым. При  $T < 100 \text{ К}$  величина  $f_{\text{IGM}}(T)$  становится слишком малой, что приводит к  $J \rightarrow 0$ . Это означает, что модель нельзя использовать при низких температурах из-за очень низкой скорости аннигиляции.

2) Средняя длина свободного пробега УФ-фотонов.

Ионизованная область вблизи границы характеризуется длиной свободного пробега УФ-фотонов ( $\lambda_{\text{УФ}} \sim T^{-3}$ ). Радиус домена при фиксированной массе масштабируется как  $R \sim T^{-1}$ .

Условие существования тонкого локализованного ионизованного слоя имеет вид  $\lambda_{\text{УФ}} \lesssim R$ . Данное условие накладывает ограничения на температуру. После подстановки формул, описывающих размер домена и длину пробега фотонов, получим

$$\frac{1}{0, 24\eta T^3 \sigma_{\text{ion}}} \leq \left( \frac{M}{0, 24m_p \eta T^3} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (7.32)$$

После преобразований получим итоговый вид для температурного неравенства:

$$T \geq \left( \frac{m_p}{\sigma_{\text{ion}}^3} \right)^{\frac{1}{6}} \left( \frac{1}{0, 24\eta^2 M} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (7.33)$$

3) Слабая ионизация.

Вывод профиля ионизации  $x_e(r)$  и средней степени ионизации  $\langle x_e \rangle$  предполагает, что  $x_e \ll 1$ . Следовательно, при нарушении данного условия модель становится неприменима.

Объединяя все ограничения, можно получить температурный диапазон, в котором возможно применение рассматриваемой модели. Отметим, что данный диапазон в первую очередь определяется массой и плотностью домена. При этом плотность является ключевым параметром, задающим температурные границы. После численных оценок был получен следующий результат: при высоких плотностях температурный интервал применимости модели становится чрезвычайно узким, что означает, что представленная модель наилучшим образом описывает домены с низкой плотностью независимо от их массы. Таким образом, для доменов с минимальной плотностью основным ограничением является температура, при которой аннигиляция значительно ослабевает. При низких плотностях ( $\eta \lesssim 10^{-9}$ ) температура, выше которой  $\langle x_e \rangle < 0.1$ , оказывается значительно ниже порога аннигиляции  $\sim 100$  К. Следовательно, нижняя граница рабочего диапазона определяется наличием барионов в межгалактической среде, и модель работает во всём интервале от 100 К до рекомбинации (3000 К). Напротив, для высоких плотностей ( $\eta \sim 10^{-6}$ ) условие слабой ионизации требует, чтобы температуры были значительно выше, что сильно сужает доступный диапазон. Для доменов с малой массой это сужение становится критическим. Таким образом, с точки зрения как приближения слабой ионизации, так и наличия аннигиляции, наиболее благоприятный режим соответствует  $\eta \lesssim 10^{-9}$  при любой массе в пределах рассматриваемого интервала, в то время как домены с высокой плотностью требуют гораздо более аккуратного подхода и описываются моделью лишь в очень ограниченной высокотемпературной области вблизи рекомбинации.

Стоит также отметить, что согласно результатам моделирования и численных оценок, остаточная ионизация в нашей Вселенной составляет  $x_{\text{res}} \approx 3 \times 10^{-4}$ . Следовательно, если ионизация внутри домена ниже этого значения, она не будет заметна. Можно определить значение температуры, зависящее от плотности и массы домена, при котором средняя степень

ионизации внутри домена становится равной остаточной ионизации.

$$T_{\text{crit}} = 3 \times 10^6 M^{-\frac{1}{6}} \eta^{-\frac{1}{3}} \quad (7.34)$$

## 8 ВНУТРЕННИЕ ВКЛЮЧЕНИЯ

Ранее, в работе был рассмотрен сценарий однородного домена, антивещество внутри которого распределено равномерно. Однако механизм неоднородного бариосинтеза не запрещает формирования внутри домена включений, состоящих из вещества. Такие модели также должны быть учтены для более точного описания эволюции домена, поскольку подобные включения будут приводить к протеканию различных процессов не только на границе, но и внутри рассматриваемой области. В работе [25] вводится модель "швейцарского сыра" в которой рассматривался домен антивещества, содержащий внутренние барионные субдомены. Однако в данной работе не рассматривались распределения внутренних включений и не рассмотрен процесс ионизации. В данной работе приводится обобщенная модель с учетом радиальной неоднородности, также рассматриваются изменения в модели ионизации, сформулированной выше.

### 8.1 ЭВОЛЮЦИЯ ДОМЕНА

В работе [25] приведено уравнение эволюции средней плотности антибарионов  $\bar{n}_b$  в однородном домене антивещества:

$$\frac{d\bar{n}_b}{dt} = -\frac{3d}{R} \langle \sigma v \rangle_{\text{ext}} \bar{n}_b n_b - \beta \bar{n}_b - \langle \tilde{\sigma} \tilde{v} \rangle_{\text{int}} n_b \bar{n}_b - \mu \nabla^2 \bar{n}_b. \quad (8.1)$$

Третий член в данном уравнении описывает внутреннюю аннигиляцию, вызванную наличием субдоменов:

$$R_{\text{int}} = \langle \tilde{\sigma} \tilde{v} \rangle_{\text{int}} n_b \bar{n}_b, \quad (8.2)$$

где  $n_b$  — средняя плотность барионов внутри включений,  $\bar{n}_b$  — средняя плотность антибарионов.

В нашей модели имеется аналогичное уравнение для плотности антибарионов. Диффузионный член в сферической геометрии имеет вид:

$$\nabla^2 \bar{n}_b = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 D(t) \frac{\partial \bar{n}_b}{\partial r} \right). \quad (8.3)$$

Эволюция плотности частиц в расширяющейся Вселенной следует из сохранения числа частиц в сопутствующем объёме. Число частиц в рассматриваемом объёме  $V_{\text{com}}$  равно  $N = \bar{n}_b(t) a(t)^3 V_{\text{com}}$ . При отсутствии каких-либо источников  $N$  остается постоянным. Тогда справедливо

$$\frac{d}{dt} (\bar{n}_b(t) a(t)^3) = 0. \quad (8.4)$$

Разделив на  $a^3$  и используя определение параметра Хаббла  $H(t) = \dot{a}/a$ , получаем:

$$\frac{d\bar{n}_b}{dt} + 3H(t)\bar{n}_b = 0. \quad (8.5)$$

Таким образом, коэффициент  $\beta(t)$  в члене расширения равен  $\beta(t) = 3H(t)$ . Рассмотрим однородный случай распределения барионов внутри включений. При таком приближении средняя плотность барионов может быть выражена через объемную долю  $f_m = V_{\text{inc}}/V_{\text{total}}$  и плотность внутри включения  $n_b^{(\text{inc})}$ :

$$n_b = f_m \cdot n_b^{(\text{inc})}. \quad (8.6)$$

Подстановка в выражение, описывающее внутреннюю аннигиляцию, даёт:

$$R_{\text{int}} = f_m \langle \sigma v \rangle_{\text{int}} n_b^{(\text{inc})} \bar{n}_b. \quad (8.7)$$

Для перехода к локальному описанию введем функции, зависящие от координаты и времени. В таком случае локальная скорость аннигиляции примет вид:

$$\left. \frac{\partial \bar{n}_b}{\partial t} \right|_{\text{ann, int}} = -f_m(r, t) \langle \sigma v \rangle_{\text{int}} n_b^{(\text{inc})}(r, t) \bar{n}_b(r, t). \quad (8.8)$$

Полное уравнение, включающее диффузию, внутреннюю аннигиляцию и расширение, будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{\partial \bar{n}_b}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 D(t) \frac{\partial \bar{n}_b}{\partial r} \right) - f_m(r, t) \langle \sigma v \rangle_{\text{int}} n_b^{(\text{inc})}(r, t) \bar{n}_b - 3H(t) \bar{n}_b. \quad (8.9)$$

Для решения подобного уравнения необходимо задать граничные условия:

$$-D(t) \left. \frac{\partial \bar{n}_b}{\partial r} \right|_{r=R(t)} = \kappa_{\text{ext}} \bar{n}_b(R(t), t), \quad \kappa_{\text{ext}} \sim \langle \sigma v \rangle_{\text{ext}} n_b^{(\text{IGM})} \delta_{\text{ext}}. \quad (8.10)$$

Физический радиус домена изменяется за счет хаббловского расширения и внешней эррозии. При этом, первый фактор способствует увеличению размера с течением времени, а второй-уменьшению.

$$\frac{dR}{dt} = H(t)R(t) - v_{\text{ext}}(t) \quad (8.11)$$

Второе слагаемое определяется коэффициентом диффузии и толщиной слоя, внутри которого происходит аннигиляция:

$$v_{\text{ext}}(t) = \frac{D(t)}{\delta_{\text{ext}}(t)}. \quad (8.12)$$

В модели тонкого слоя толщина региона, внутри которого будет происходить аннигиляция равна

$$\delta_{\text{ext}} \sim \sqrt{\frac{D}{\langle \sigma v \rangle_{\text{ext}} n_b}}. \quad (8.13)$$

Заметим, что данные уравнения выглядят для однородного и неоднородного домена одинаково, поскольку внутренние включения вещества не вносят изменений в характер аннигиляции на границе.

## 8.2 ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ ИСТОЧНИК ИОНИЗАЦИИ

В однородной модели ионизационный баланс был стационарным и включал только фотоионизацию УФ-фотонами от границы и радиационную рекомбинацию. Но в сценарии, учитывающем существование субдоменов, следует принимать во внимание ионизацию вторичными электронами. Объёмная мощность, выделяемая при аннигиляции на внутренних вклю-

чениях, задаётся выражением:

$$Q_{\text{ann}}(r, t) = \varepsilon_{\text{ann}} f_m(r, t) \langle \sigma v \rangle_{\text{int}} n_b^{(\text{inc})}(r, t) \bar{n}_b(r, t), \quad (8.14)$$

где  $\varepsilon_{\text{ann}}$  — энергия, выделяющаяся за один акт аннигиляции. Эта мощность выделяется локально, вблизи включений.

Отметим, что только часть  $Q_{\text{ann}}$  идёт на ионизацию. Число актов ионизации в единице объёма за единицу времени равно  $Q_{\text{ann}}/\Delta E_{\text{ion}}$ , а соответствующее увеличение плотности электронов составляет:

$$\left. \frac{\partial n_e}{\partial t} \right|_{\text{ион}} = \xi_{\text{ion}} \frac{Q_{\text{ann}}(r, t)}{\Delta E_{\text{ion}}}. \quad (8.15)$$

Поскольку при отсутствии потоков вещества  $x_e = n_e/n_H$  и  $n_H$  не будут зависеть от времени скорость изменения степени ионизации может быть записана следующим образом:

$$S_{\text{ion}}(r, t) \equiv \left. \frac{\partial x_e}{\partial t} \right|_{\text{ион}} = \xi_{\text{ion}} \frac{Q_{\text{ann}}(r, t)}{\Delta E_{\text{ion}} n_H}. \quad (8.16)$$

При аннигиляции протонов с антипротонами около 16% полной энергии уходит в электроны и позитроны, которые в дальнейшем могут ионизировать окружающую среду. Согласно экспериментальным данным по аннигиляции  $p\bar{p}$  в водороде, общая эффективность ионизации составляет 25-35% [26]. В качестве оценки будем использовать среднее значение  $\xi_{\text{ion}} = 0,3$ .

Вторичные электроны, образующиеся на границе домена, практически не достигают внутренней области, поскольку их пробег значительно меньше размеров домена ( $L_e \ll R$ ) при  $T < 10^4\text{K}$ . Следовательно, их вкладом в ионизацию внутренних включений можно пренебречь.

После добавления источника ионизации  $S_{\text{ion}}(r, t)$  в исходный стационарный баланс, получаем полное уравнение ионизации для нашей обобщённой модели:

$$\frac{\partial x_e}{\partial t} = \bar{\sigma}_{\text{ion}} F_{\text{UV}}(r, t) n_H (1 - x_e) - \alpha_B(T) n_H x_e^2 + \xi_{\text{ion}} \frac{Q_{\text{ann}}(r, t)}{\Delta E_{\text{ion}} n_H}. \quad (8.17)$$

В стационарном состоянии и в предположении слабой ионизации можно получить общую формулу для оценки степени ионизации при любом рас-

пределении внутренних включений:

$$x_e(r) = \sqrt{\frac{\xi_{\text{ion}} Q_{\text{ann}}(r)}{\alpha_B(T) \Delta E_{\text{ion}} n_H^2}}. \quad (8.18)$$

Разница между различными пространственными распределениями включений проявляется только через функцию  $Q_{\text{ann}}(r)$ , которая определяется распределением  $f_m(r)$  и профилем  $\bar{n}_b(r)$ . Рассмотрим два основных сценария распределения внутреннего вещества внутри домена. Ключевым различием в данном случае будет являться пространственная локализация аннигиляции, что будет приводить к разным профилям  $Q_{\text{ann}}(r)$  и, следовательно, к разным профилям ионизации  $x_e(r)$ .

### 8.2.1 ОДИН КРУПНЫЙ СУБДОМЕН В ЦЕНТРЕ

Для начала рассмотрим сценарий, при котором в центре домена радиуса  $R$  образуется один субдомен радиуса  $a \ll R$ . В данном случае субдомен будет действовать как локализованный сток для антибарионов. В выведенном ранее уравнении диффузии слагаемое, содержащее  $f_m(r)$  будет отлично от нуля только в малой области вокруг  $r = 0$ .

В результате аннигиляции на границе внутреннего включения в профиле  $\bar{n}_b(r)$  будет наблюдаться глубокий провал в центральной области. Антибарионы будут диффундировать внутрь, усиливая аннигиляцию, благодаря чему будет создаваться стационарный градиент. Если размер барионного включения слишком велик, это может привести к уничтожению домена.

Мощность аннигиляции  $Q_{\text{ann}}(r)$  при таком сценарии сосредоточена вблизи  $r = 0$ . Следовательно, степень ионизации также будет наибольшей вблизи центра.

$$x_e(r) \approx \sqrt{\frac{\xi_{\text{ion}} Q_{\text{ann}}(r)}{\alpha_B \Delta E_{\text{ion}} n_H^2}}. \quad (8.19)$$

В центре, где  $Q_{\text{ann}}$  максимальна, возможно  $x_e \sim 1$  (полная ионизация). За пределами субдомена  $x_e(r)$  резко спадает.

## 8.2.2 МНОГО МАЛЫХ, РАВНОМЕРНО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ПО ОБЪЕМУ СУБДОМЕНОВ

Перейдем к сценарию, в котором описывается равномерное распределение субдоменов внутри домена радиуса  $R$ . Общая объемная доля всех включений составляет  $\bar{f}_m = \text{const}$ , радиус каждого включения  $a \ll R$ . При данном распределении сток аннигиляции будет являться объемным и однородным:

$$\left. \frac{\partial \bar{n}_b}{\partial t} \right|_{\text{ann, int}} = -\bar{f}_m \langle \sigma v \rangle_{\text{int}} n_b^{(\text{inc})} \bar{n}_b. \quad (8.20)$$

Следовательно, слагаемое, содержащее  $f_m(r)$ , будет присутствовать в диффузионном уравнении всегда. Плотность  $\bar{n}_b(r)$  уменьшается однородно во времени, но пространственный профиль остаётся гладким (без локальных провалов), поскольку сток однороден. Градиент на границе становится менее резким, уменьшая внешнюю эрозию.

Мощность аннигиляции  $Q_{\text{ann}}(r)$  однородна внутри домена ( $Q_{\text{ann}} \approx \text{const}$ ). Тогда из (8.18) получаем постоянную степень ионизации по всему объему:

$$x_e^{(\text{int})} = \sqrt{\frac{\xi_{\text{ion}} \bar{f}_m \langle \sigma v \rangle_{\text{int}} n_b^{(\text{inc})} \bar{n}_b \varepsilon_{\text{ann}}}{\alpha_B \Delta E_{\text{ion}} n_H^2}}. \quad (8.21)$$

Профиль ионизации в этом случае постоянен в объёме домена, а на границе возникает дополнительный пик от УФ-фотонов, приходящих извне.

## 8.3 КРИТЕРИЙ ВЫЖИВАНИЯ ДОМЕНА АНТИВЕЩЕСТВА

Как было отмечено ранее, наличие внутренних включений может влиять на эволюцию домена и при некоторых сценариях приводить к уничтожению домена. Выведем критерий выживания домена из полного эволюционного уравнения для плотности антибарионов.

Домен остается долгоживущим, если значительное число антибарионов сохраняется до настоящего времени. Заметим, что ни диффузия, ни расширение Вселенной не влияют на количество антибарионов. Следовательно,

единственным процессом, приводящим к изменению их общего числа, является аннигиляция.

$$\frac{dN_b}{dt} = - \int_0^{R(t)} f_m \langle \sigma v \rangle_{\text{int}} n_b^{(\text{inc})} \bar{n}_b 4\pi r^2 dr. \quad (8.22)$$

Для описания введём усреднённые по объёму величины:

$$\langle \bar{n}_b \rangle(t) = \frac{1}{V(t)} \int \bar{n}_b dV, \quad (8.23)$$

$$\bar{f}_m(t) = \frac{1}{V(t)} \int f_m dV, \quad (8.24)$$

$$\bar{n}_b^{(\text{inc})}(t) = \frac{\int f_m n_b^{(\text{inc})} dV}{\int f_m dV}. \quad (8.25)$$

Предполагая, что  $\langle \bar{n}_b \rangle$  почти постоянна в областях, где  $f_m > 0$ , уравнение принимает вид:

$$\frac{d}{dt} (\langle \bar{n}_b \rangle V) = - \bar{f}_m \langle \sigma v \rangle_{\text{int}} \bar{n}_b^{(\text{inc})} \langle \bar{n}_b \rangle V. \quad (8.26)$$

Воспользуемся  $\dot{V} = 3HV$ , для получения эволюционного уравнения для средней плотности:

$$\frac{d\langle \bar{n}_b \rangle}{dt} = - \left( \bar{f}_m \langle \sigma v \rangle_{\text{int}} \bar{n}_b^{(\text{inc})} + 3H \right) \langle \bar{n}_b \rangle. \quad (8.27)$$

Данное уравнение является линейным относительно зависящих от времени коэффициентов. Его решение будет выглядеть следующим образом:

$$\langle \bar{n}_b \rangle(t) = \langle \bar{n}_b \rangle(t_i) \exp \left( - \int_{t_i}^t \left[ \bar{f}_m(t') \langle \sigma v \rangle_{\text{int}}(t') \bar{n}_b^{(\text{inc})}(t') + 3H(t') \right] dt' \right) \quad (8.28)$$

В данном решении экспонента содержит два слагаемых: первое связано с процессом аннигиляции, второе — с расширением Вселенной. Как было отмечено ранее, второй процесс не вносит вклад в изменение общего числа (анти)частиц. Следовательно, для вывода критерия выживаемости необходимо учитывать только первое слагаемое. Домен может выжить, если аннигиляция не привела к уничтожению большей части антибарионов. Сле-

довательно, необходимое условие выживания имеет вид:

$$\int_{t_i}^{t_{\text{now}}} \bar{f}_m(t) \langle \sigma v \rangle_{\text{int}}(t) \bar{n}_b^{(\text{inc})}(t) dt \lesssim 1. \quad (8.29)$$

Это общий критерий, записанный в интегральной форме. Если интеграл значительно меньше единицы, домен выживает; если превышает единицу — домен полностью разрушается изнутри.

## 9 ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ ОТ НЕВЫЖИВШИХ ДОМЕНОВ

До этого момента нами были рассмотрены долгоживущие домены, предположительно дожившие до современной эпохи. Однако если масса домена недостаточно велика (менее  $10^3 M_\odot$ ), аннигиляция приведет к его уничтожению. В результате его разрушения будет возникать излучение, распространяемое на некоторое расстояние. Нас будет интересовать данное энерговыделение в эпохи, предшествующие рекомбинации.

### 9.1 ПОЛНОЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ

Оценим полную энергию, выделяющуюся при полном уничтожении домена в результате аннигиляции. Поскольку при аннигиляции в реакции участвуют как барионы, так и антибарионы, то суммарная масса складывается из массы домена и проаннигилировавших барионов. Тогда общая выделившаяся энергия составляет

$$Q_{tot} = 2Mc^2, \quad (9.1)$$

где  $M$ -масса домена.

Поскольку минимальная масса, которой должен обладать домен для выживания, составляет  $10^3 M_\odot$ , то максимальная энергия, которая может выделиться при полном разрушении домена

$$Q_{tot} = 2 \times 2 \times 10^{36} \times (3 \times 10^{10})^2 = 4 \times 10^{57} \text{ эрг} \quad (9.2)$$

Однако не вся эта энергия переходит в наблюдаемое электромагнитное излучение. При  $p\bar{p}$  аннигиляции энергия распределяется по каналам:

- $\sim 50\%$  уносят нейтрино (не наблюдаются);
- $\sim 34\%$  переходит в гамма-кванты от распада  $\pi^0$ ;
- $\sim 16\%$  переходит в электроны и позитроны от распада  $\pi^\pm$ .

Следовательно, максимальная возможная наблюдаемая энергия

$$Q_{obs} = 2 \times 10^{57} \text{ эрг} \quad (9.3)$$

## 9.2 ДИНАМИКА ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Поскольку домен не умирает моментально, выделение данной энергии будет наблюдаться в течение всего времени разрушения домена. Определим энерговыделение как функцию от времени.

Для начала оценим период времени, в течение которого данное выделение будет происходить, т.е. временной интервал между заходом домена под горизонт и его смертью.

Изменение размера домена с течением времени можно описать следующим уравнением:

$$\frac{dR}{dt} = H(t)R(t) - v_{\text{ext}}(t) \quad (9.4)$$

где  $v_{\text{ext}}$  — скорость уменьшения радиуса домена, связанная с аннигиляцией на границе.

В первом приближении скорость аннигиляции определяется только диффузией:

$$v_0 = \sqrt{D\langle\sigma v\rangle n_b} \quad (9.5)$$

Однако продукты аннигиляции будут создавать давление, которое будет ускорять процесс. Согласно обобщенному закону Фика более точное описание скорости аннигиляции примет вид:

$$v_{\text{ann}} = v_0 \sqrt{1 + \frac{P_{\text{ann}}}{k_B T n_{\text{eff}}}} \quad (9.6)$$

где  $P_{\text{ann}} = \tau_{\text{rad}} \epsilon_{\text{ann}} \langle\sigma v\rangle n_b n_{\bar{b}}$ .

При малом давлении  $v_{\text{ann}} \rightarrow v_0$ , что согласуется с рассматриваемой моделью.

В радиационно-доминированную эру и в эру доминирования материи ба-

зовая скорость  $v_0$  и полная скорость  $v_{\text{ann}}$  не зависят от времени (A.4).

В случае, когда домен не доживает до современной эпохи, можно выдвинуть предположение, что для него скорость аннигиляции превышает скорость расширения Вселенной. Тогда уравнение эволюции можно переписать следующим образом

$$\frac{dR}{dt} = -v_{\text{ann}}(t) \quad (9.7)$$

Для домена, который вошел под горизонт в момент времени  $t_{\text{form}}$ :

$$R(t) = R(t_{\text{form}}) - v_{\text{ann}}(t - t_{\text{form}}) \quad (9.8)$$

Тогда время жизни домена:

$$\tau_{\text{death}} = t_{\text{form}} + \frac{R(t_{\text{form}})}{v_{\text{ann}}} \quad (9.9)$$

Поскольку в момент входа под горизонт размер домена равен  $2ct_{\text{form}}$ , то окончательно формула может быть записана следующим образом

$$\tau_{\text{death}} = t_{\text{form}} + \frac{2ct_{\text{form}}}{v_{\text{ann}}} \approx \frac{2ct_{\text{form}}}{v_{\text{ann}}} \quad (9.10)$$

Отметим, что время вхождения под горизонт зависит от начальных параметров домена, но соответствует радиационной эпохе:

$$t_{\text{form}} = \frac{1}{4c^2} \left( \frac{M}{0.24 m_p \eta T_0^3} \right)^{2/3} \cdot \frac{1}{t_0} \quad (9.11)$$

Следовательно, энерговыделение будет происходить в интервале времени  $[t_{\text{form}}, \tau_{\text{death}}]$ .

Перейдем к оценке темпа энерговыделения со временем. Запишем формулу, определяющую мощность энерговыделения:

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi R^2(t) n_{\bar{b}} v_{\text{ann}} \epsilon_{\text{ann}} \Phi(T) \quad (9.12)$$

где  $\Phi(T)$  — доля выделяемой при аннигиляции энергии, которая может быть зарегистрирована.

Как было отмечено ранее, максимальная наблюдаемая энергия не превышает 50% от энергии реакции аннигиляции (1,88 ГэВ). После подстановки

полученных результатов получим выражение, описывающее процесс энерговыделения с течением времени:

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi \left( \frac{M}{0.24 m_p \eta T^3} \right)^{2/3} \cdot (0.24 \eta T^3) \cdot v_{\text{ann}} \cdot \epsilon_{\text{ann}} \cdot \Phi(T). \quad (9.13)$$

После упрощения выражение примет вид

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi (0.24)^{1/3} \left( \frac{M}{m_p} \right)^{2/3} \eta^{1/3} v_{\text{ann}} \epsilon_{\text{ann}} T \Phi(T). \quad (9.14)$$

Учтем связь между температурой и временем в разные эпохи и вынесем постоянные величины.

Для эпохи доминирования релятивистского вещества получим:

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi (0.24)^{1/3} \left( \frac{M}{m_p} \right)^{2/3} \eta^{1/3} v_{\text{ann}}^{(0)} \epsilon_{\text{ann}} T_0 \sqrt{t_0} \cdot t \cdot \Phi(T_0). \quad (9.15)$$

Для эпохи доминирования материи:

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi (0.24)^{1/3} \left( \frac{M}{m_p} \right)^{2/3} \eta^{1/3} v_{\text{ann}}^{(1)} \epsilon_{\text{ann}} T_{\text{eq}} t_{\text{eq}}^{2/3} \cdot t^{-2/3} \cdot \Phi(T_0). \quad (9.16)$$

Интегрирование по времени от момента входа под горизонт  $t_{\text{form}}$  до текущего момента  $t$  (но не позднее полной аннигиляции  $\tau_{\text{death}}$ ):

$$Q(t) = \int_{t_{\text{form}}}^{\min(t, \tau_{\text{death}})} \frac{dQ}{dt'} dt'. \quad (9.17)$$

Таким образом, получена замкнутая система уравнений (9.14)-(9.17), позволяющая вычислить энерговыделение невыжившего домена  $Q(t)$  как функцию времени.

### 9.3 МАСШТАБЫ ПРОЦЕССА

Следующий вопрос, который должен быть исследован в рамках вопроса энерговыделения-это энергетический и пространственный масштабы процесса. Под масштабом по энергии будем подразумевать характерную

энергию фотонов, на которую приходится максимум спектральной плотности излучения. Данные характеристики будут напрямую зависеть от характера протекающих процессов, а значит будут отличаться при различных температурах.

### 9.3.1 $T > 10^7 \text{K}$

Напомним, что основными продуктами аннигиляции протонов с антипротонами считаются высокоэнергетичные фотоны, электроны и позитроны. При "смерти" домена все эти вторичные частицы будут излучаться во внешнюю среду. Рассмотрим основные процессы, происходящие в результате этого.

1) Образование электрон-позитронных пар.

Аннигиляционный фотон будет взаимодействовать с тепловым, в результате чего будут образовываться электрон-позитронные пары:

$$\sigma_{pp} \approx 2,1 \times 10^{-28} \text{см}^2 \quad (9.18)$$

Размер области распространения реакции определяется длиной пробега аннигиляционных фотонов:

$$\lambda_{pp} = \frac{1}{0,24T^3\sigma_{pp}} = 2 \times 10^{28} \times T^{-3} \text{см} \quad (9.19)$$

2) Комптоновское рассеяние аннигиляционного фотона на электроне.

Данный процесс будет подавлен при высоких температурах, однако все равно приведем оценки сечения и длины пробега:

$$\sigma_k = 10^{-26} \text{см}^2. \quad (9.20)$$

$$\lambda_k = \frac{1}{0,24T^3\eta_{ext}\sigma_k} \quad (9.21)$$

где  $\eta_{ext} = 6 \times 10^{-10}$ -космологическое значение барион-фотонного отношения.

Тогда получим

$$\lambda_k = 7 \times 10^{35} \times T^{-3} \text{см} \quad (9.22)$$

3) Торможение аннигиляционного электрона/позитрона на тепловом фотоне (обратное рассеяние).

Ранее была получена формула для длины пробега электрона. Именно она будет определять размер области свечения:

$$L_e = 2 \times 10^{32} \times T^{-4} \text{ см} \quad (9.23)$$

4) Аннигиляция позитронов с электронами.

Т.к в результате распада мюона возможно образование позитронов, то возможен также процесс аннигиляции позитронов с электронами внешней среды:

$$\sigma_{2\gamma} \approx \frac{\pi r_e^2}{x} \ln(2x), \quad (9.24)$$

Заметим также, что в данном процессе также надо учитывать длину пробега электрона, т.к аннигиляция с большей вероятностью происходит после торможения электронов. Следовательно, в общем случае:

$$\lambda = L_e + \lambda_{2\gamma} \quad (9.25)$$

Однако поскольку  $\lambda_{2\gamma} \gg L_e$ , данным слагаемым можно пренебречь. Тогда

$$\lambda_{2\gamma} = \frac{1}{0,24\eta_{ext}T^3\sigma_{2\gamma}} = 5 \times 10^{29} \times T^{-\frac{5}{2}} \text{ см} \quad (9.26)$$

На графике 4 представлены зависимости длин пробега различных частиц для данного диапазона температур.

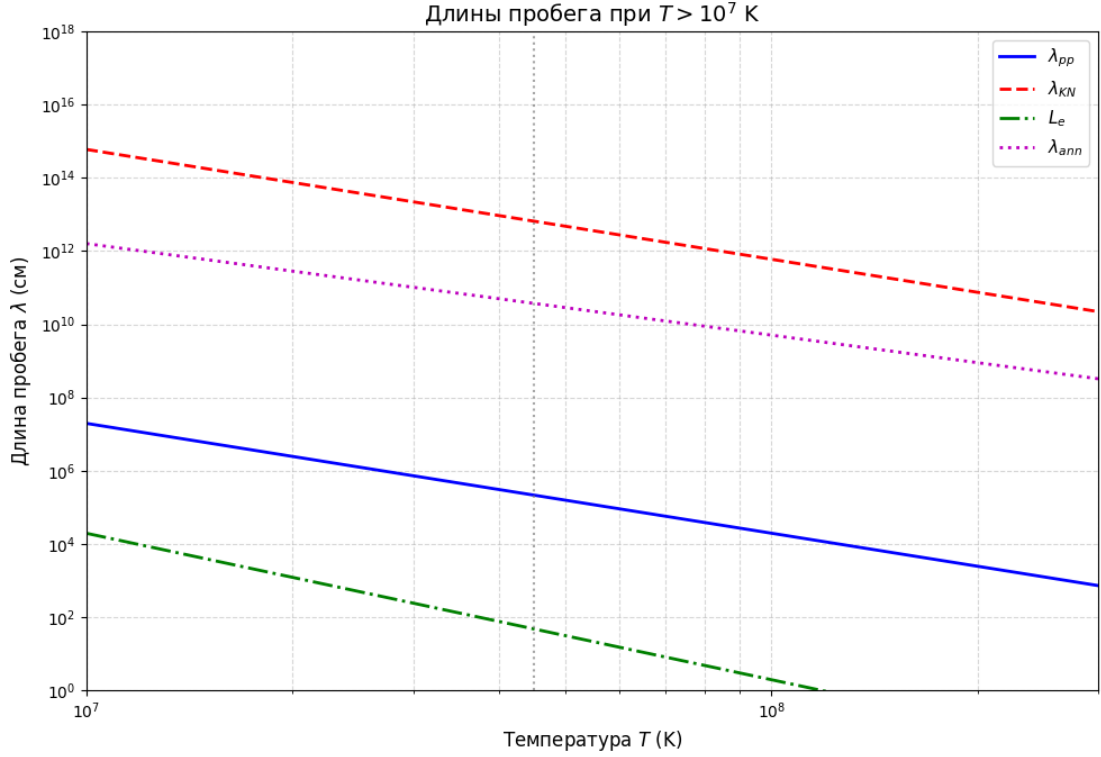


Рисунок 9.1 — Зависимость длины пробега от температуры при  $T > 10^7$  К. При высоких температурах доминирующим процессом является образование электрон-позитронных пар в силу высокой концентрации фотонов в среде. Следовательно, размер области энерговыделения будет определяться длиной пробега  $\lambda_{pp}$ . Размер области свечения для данной температуры удовлетворяет неравенству

$$R_{glow} \leq 2 \times 10^4 \text{ см} \quad (9.27)$$

Характерная энергия фотонов в этом диапазоне будет определяться обратным комптоновским рассеянием. Максимум излучения будет приходиться на энергию порядка 1 МэВ. Также будет присутствовать гамма-пик от распада нейтральных пионов. Данному пику будет соответствовать энергия 67,5 МэВ. Однако его интенсивность будет вдвое ослаблена, поскольку половина фотонов будет поглощена внутри домена.

### 9.3.2 $T \in [10^7, 10^4]$ К

При понижении температуры образование электрон-позитронных пар становится маловероятным. В то время как остальные рассмотренные выше процессы все еще будут происходить.

- 1) Комptonовское рассеяние аннигиляционного фотона на электро-  
не. Сечение и длина пробега будут определяться полученными выше фор-  
мулами:

$$\sigma_k = 10^{-26} \text{ см}^2. \quad (9.28)$$

$$\lambda_k = 7 \times 10^{35} \times T^{-3} \text{ см} \quad (9.29)$$

- 2) Торможение аннигиляционного электрона/позитрона на тепловом фо-  
тоне (обратное рассеяние).

$$L_e = 2 \times 10^{32} \times T^{-4} \text{ см} \quad (9.30)$$

- 3) Аннигиляция позитронов с электронами.

$$\sigma_{2\gamma} \approx \frac{\pi r_e^2}{x} \ln(2x), \quad (9.31)$$

$$\lambda_{2\gamma} = \frac{1}{0,24\eta_{ext}T^3\sigma_{2\gamma}} = 5 \times 10^{29} \times T^{-\frac{5}{2}} \text{ см} \quad (9.32)$$

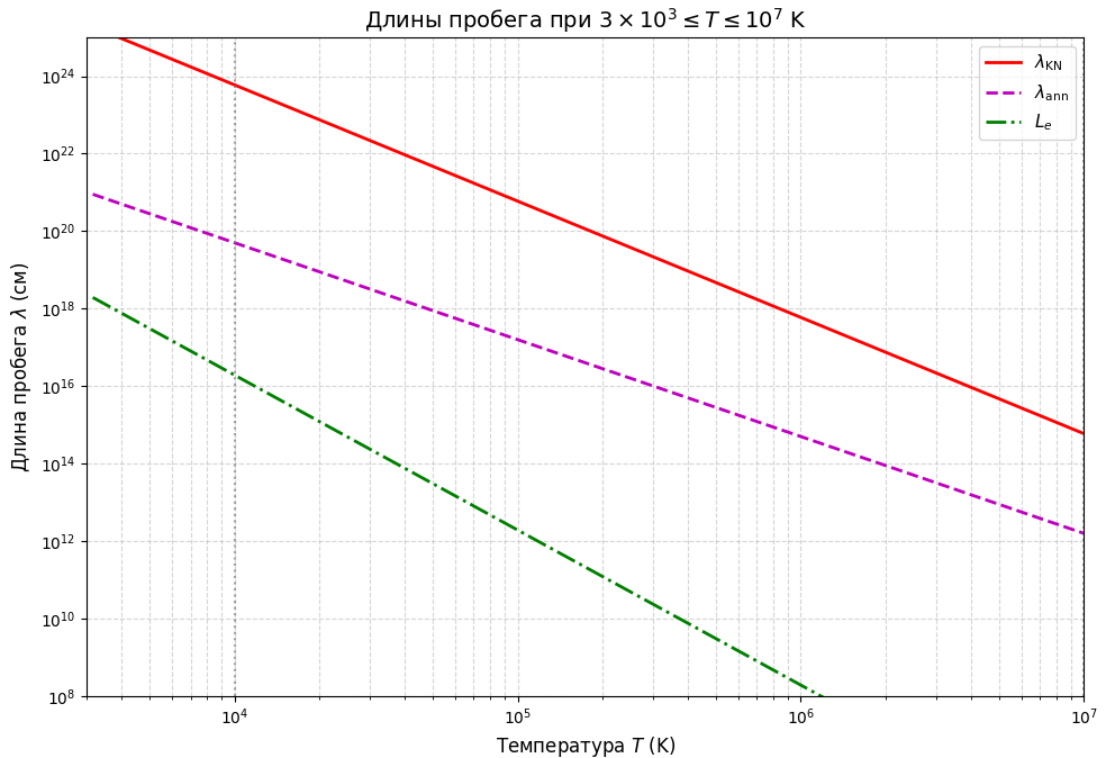


Рисунок 9.2 — Зависимость длины пробега от температуры при  $T \in [10^7, 3 \times 10^3]$  К.

При понижении температуры ниже  $10^7$  К кривая  $\lambda_{pp}(T)$  резко уходит вверх из-за экспоненциального падения доли высокоэнергичных тепловых фото-

нов. Наименьшие значения длины будут соответствовать пробегу релятивистских электронов  $L_e(T)$  (обратное комптоновское рассеяние), в то время как  $\lambda_k(T)$  лежит выше. Когда рождение пар становится неэффективным, основными переносчиками энергии от аннигиляции становятся релятивистские электроны — продукты распада заряженных пионов. Эти электроны теряют энергию на обратном комптоновском рассеянии, рождая УФ-фотоны. Длина пробега электрона  $L_e$  — это расстояние, на котором он теряет релятивистскую энергию, и именно она определяет, как далеко от границы домена может распространиться свечение. Таким образом, размер светящейся области определяется  $L_e$  и увеличивается с понижением температуры.

$$R_{glow} \in [2 \times 10^4, 6 \times 10^{16}] \text{см} \quad (9.33)$$

Поскольку рождения пар становится маловероятным, фотоны, вылетающие внутрь домена, все могут его покинуть. Характерная энергия фотонов в этом температурном диапазоне будет определяться гамма-пиком от распада нейтрального пиона. Помимо этого, в спектре будет присутствовать УФ-подъем с характерной энергией 10-100эВ, обусловленный обратным комптоновским рассеянием, а также линия 511кэВ, соответствующая аннигиляции.

## 9.4 НАЧАЛЬНЫЙ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ КОНТРАСТ

В момент гибели домена выделившаяся энергия создаёт локальный нагрев плазмы, что приводит к искажению спектра реликтового излучения. Оценим величину этого искажения до того, как оно будет сглажено термолизацией. Полученный начальный температурный контраст является первичным сигналом, который затем трансформируется в стационарный спектр.

Определим начальный температурный контраст, возникающий в результате нагрева из-за процессов аннигиляции. Рассматривается аннигиляция на границе антидомена в ранней Вселенной, в эпоху до рекомбинации, когда плазма полностью ионизована и оптически толста для комптоновского рассеяния. При аннигиляции пары протон-антипротон выделяется энергия  $\sim 2m_p c^2$ , которая через каскадные процессы передаётся электронам плаз-

мы. Нагретые электроны рассеивают фотоны СМВ, что приводит к локальному повышению эффективной температуры реликтового излучения. Величина этого повышения характеризуется начальным температурным контрастом  $\Delta T/T$ .

Покажем, что итоговая формула не будет зависеть от толщины аннигиляционного слоя  $L_{\text{domain}}$ . Рассмотрим слой толщиной  $L_{\text{domain}}$  и площадью  $S$ . Полная энергия, выделившаяся в этом слое:

$$Q_{\text{total}} = n_e \cdot \langle E_e \rangle \cdot S \cdot L_{\text{domain}} = \eta \cdot n_\gamma(T) \cdot m_p c^2 \cdot S \cdot L_{\text{domain}}. \quad (9.34)$$

Полная энергия СМВ в том же объёме  $V = S \cdot L_{\text{domain}}$ :

$$\rho_\gamma \cdot V = (n_\gamma(T) \cdot \langle \varepsilon_\gamma \rangle) \cdot S \cdot L_{\text{domain}}. \quad (9.35)$$

Относительное выделение энергии есть отношение полных энергий в одном и том же объёме:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{Q_{\text{total}}}{\rho_\gamma V} = \frac{\eta \cdot n_\gamma(T) \cdot m_p c^2 \cdot S \cdot L_{\text{domain}}}{n_\gamma(T) \cdot 2.7 k_B T \cdot S \cdot L_{\text{domain}}} = \eta \cdot \frac{m_p c^2}{2.7 k_B T}. \quad (9.36)$$

Видно, что толщина слоя  $L_{\text{domain}}$  и площадь  $S$  сокращаются. Таким образом, начальный температурный контраст определяется только полной выделившейся энергией на единицу площади, отнесённой к энергии СМВ в том же объёме, и не зависит от геометрических размеров области нагрева. При аннигиляции пары  $p\bar{p}$  выделяется полная энергия:

$$E_{\text{ann}} = 2m_p c^2. \quad (9.37)$$

Как было получено ранее, доля энергии, переходящая в нагрев электронов (остальное уносят нейтрино), составляет  $\Phi(T) = 0.5$ . Следовательно, средняя энергия одного электрона, участвующего в рассеянии, равна:

$$\langle E_e \rangle = \Phi(T) \cdot E_{\text{ann}} = m_p c^2. \quad (9.38)$$

Концентрация электронов в аннигиляционном слое пропорциональна плотности фотонов СМВ:

$$n_e = \eta \cdot n_\gamma(T), \quad (9.39)$$

где  $\eta$  — барион-фотонное отношение внутри антидомена,  $n_\gamma(T)$  — плотность фотонов. В стандартном космологическом приближении [27] плотность фотонов СМВ при температуре  $T$  равна:

$$n_\gamma(T) = 0.24 \cdot T^3 \text{ см}^{-3}, \quad (9.40)$$

где  $T$  измеряется в кельвинах. Плотность энергии, выделившейся в единице объёма за счёт аннигиляции, есть:

$$Q = n_e \cdot \langle E_e \rangle = \eta \cdot n_\gamma(T) \cdot m_p c^2. \quad (9.41)$$

Для сравнения с энергией СМВ вычислим плотность энергии реликтового излучения:

$$\rho_\gamma = n_\gamma(T) \cdot \langle \varepsilon_\gamma \rangle, \quad (9.42)$$

где  $\langle \varepsilon_\gamma \rangle$  — средняя энергия фотона в спектре Планка [27]:

$$\langle \varepsilon_\gamma \rangle = 2.7 k_B T. \quad (9.43)$$

Отношение выделившейся энергии к энергии СМВ не зависит от  $n_\gamma(T)$  и равно:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{Q}{\rho_\gamma} = \eta \cdot \frac{m_p c^2}{2.7 k_B T}. \quad (9.44)$$

Это ключевая величина, определяющая степень искажения спектра.

При комптоновском рассеянии фотонов на горячих электронах искажение спектра в Рэлей - Джинсовской области характеризуется Комптон - параметром [28]:

$$y = \int \frac{k_B T_e}{m_e c^2} n_e \sigma_T dl. \quad (9.45)$$

Температурный контраст связан с  $y$  простым соотношением:

$$\frac{\Delta T}{T} = -2y. \quad (9.46)$$

Для эпохи до рекомбинации ( $z \gtrsim 10^5$ ), когда плазма оптически толста, устанавливается равновесный спектр с химическим потенциалом  $\mu$  [29]:

$$\mu = 1.4 \frac{\Delta\rho}{\rho}. \quad (9.47)$$

Связь  $\mu$  с  $\Delta T/T$  в Рэлей-Джинсовской области имеет вид:

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{\mu}{2.2}. \quad (9.48)$$

Подставляя выражение для  $\Delta\rho/\rho$ , получаем для конца радиационной эпохи — начала эпохи доминирования вещества:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1.4}{2.2} \cdot \eta \cdot \frac{m_p c^2}{2.7 k_B T}. \quad (9.49)$$

Вычисляя численные значения констант, находим формулу, зависящую только от барион-фотонного отношения и температуры:

$$\frac{\Delta T}{T} = 2 \times 10^{12} \cdot \frac{\eta}{T}. \quad (9.50)$$

Эта формула описывает начальный температурный контраст в эпоху до рекомбинации (включая конец РД и начало МД), когда плазма полностью ионизована.

Использованные выше линейные соотношения справедливы только при малых искажениях, когда  $\Delta T/T \ll 1$ . Принимая стандартный критерий  $\Delta T/T \lesssim 0.1$  (что соответствует погрешности порядка 10% в описании искажения), получаем ограничение на параметры модели:

$$2 \times 10^{12} \cdot \frac{\eta}{T} \lesssim 0.1. \quad (9.51)$$

Для характерной температуры  $T = 10^4$  К это даёт:

$$\eta \lesssim \frac{0.1}{2 \times 10^{12}} \cdot 10^4 = 5 \times 10^{-10}. \quad (9.52)$$

При  $\eta > 5 \times 10^{-10}$  вычисленное по линейной формуле значение  $\Delta T/T$  превышает 0.1, что означает нарушение линейного приближения. В этом

случае наступает режим насыщения, и точное значение  $\Delta T/T$  требует учёта многократного рассеяния. Полученное искажение  $\Delta T/T$  является начальным. При дальнейшем развитии процесса многократное комптоновское рассеяние трансформирует его в стационарный спектр, описываемый в следующем разделе.

## 9.5 ТЕРМАЛИЗАЦИЯ

Выше был качественно описан спектр излучения, определяемый процессами, протекающими на границе домена. Однако с течением времени этот спектр будет видоизменяться в связи с термализацией излучения. Под термализацией в данной работе понимается процесс установления стационарного спектра излучения в ионизованной плазме за счёт многократного комптоновского рассеяния, обратного комптона, рождения электрон-позитронных пар и аннигиляции позитронов. В результате этих процессов начальный спектр аннигиляции  $p\bar{p}$  трансформируется в наблюдаемый спектр, форма которого определяется температурой среды  $T$  и оптической толщиной плазмы.

Спектр формируется следующими компонентами:

- 1) Гамма-пик при  $E = 67.5$  МэВ от распада  $\pi^0$
- 2) Обратное комптоновское рассеяние релятивистских  $e^\pm$  на фотонах СМВ
- 3) Аннигиляция позитронов (линия 511 кэВ и континуум)
- 4) Многократное комптоновское рассеяние (степенной континуум)
- 5) УФ-подъём (10–100 эВ)

Ранее показано, что в геометрии тонкого слоя  $f_{\text{out}} = f_{\text{in}} = 0.5$ , то есть половина фотонов вылетает наружу, половина - внутрь домена.

Рассмотрим, как будет выглядеть термализованный спектр при различных температурах.

### 9.5.1 $T > 10^7$ К

Фотоны с энергией  $E_\gamma = m_{\pi^0}c^2/2 \approx 67.5$  МэВ, вылетевшие внутрь домена, взаимодействуют с тепловыми фотонами СМВ, рождая  $e^+e^-$  па-

ры.

Сечение процесса:  $\sigma_{\gamma\gamma} \approx 2.1 \times 10^{-28} \text{ см}^2$ .

Длина пробега:  $\lambda_{pp} = \frac{1}{0.24T^3\sigma_{pp}} = 2 \times 10^{28}T^{-3} \text{ см}$ .

При  $T > 10^7 \text{ К}$   $\lambda_{pp} \lesssim R_0$ , поэтому половина образующихся фотонов полностью поглощается внутри домена.

Перейдем к рассмотрению электронов. Родившиеся  $e^\pm$  имеют характерную энергию  $E_e \sim 70 \text{ МэВ}$ . Они теряют энергию на обратном комптоновском рассеянии [30]:

$$\dot{\gamma} = -b\gamma^2, \quad b = \frac{4}{3}\sigma_T \frac{U_{\text{rad}}}{m_e c^2}, \quad U_{\text{rad}} = a_r T^4. \quad (9.53)$$

При непрерывной инжекции с темпом  $Q_0 \text{ (см}^{-3} \text{ с}^{-1}\text{)}$  устанавливается стационарное распределение:

$$N(\gamma) = \frac{Q_0}{b\gamma^2}, \quad \gamma_{\min} \leq \gamma \leq \gamma_0. \quad (9.54)$$

Рассмотрим вклад в спектр от обратного комптоновского рассеяния. Спектральная мощность от одного электрона [31]:

$$\frac{dP}{dE}(\gamma, E) = \frac{3}{4}\sigma_T c \frac{n_0(\varepsilon_0)}{E} [2q \ln q + q + 1 - 2q^2], \quad (9.55)$$

где

$$q = \frac{E}{4\gamma^2 \varepsilon_0 (1 - E/(\gamma m_e c^2))}, \quad \varepsilon_0 = 2.7k_B T. \quad (9.56)$$

Полный спектр-свёртка с распределением электронов:

$$\frac{dP_{\text{ICS}}}{dE} = \int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_0} N(\gamma) \frac{dP}{dE}(\gamma, E) d\gamma. \quad (9.57)$$

Для  $N(\gamma) \propto \gamma^{-2}$  [18; 30]:

$$E^2 \frac{dN}{dE} \propto \begin{cases} E^{1/2}, & E \ll E_{\text{peak}}, \\ E^{-1/2}, & E \gg E_{\text{peak}}. \end{cases} \quad (9.58)$$

Положение пика:

$$E_{\text{peak}} \sim 0.1\gamma_0^2 \cdot 3k_B T. \quad (9.59)$$

При  $T = 10^7$  К ( $k_B T \approx 860$  эВ,  $\gamma_0 \approx 66$ ):

$$E_{\text{peak}} \approx 1 \text{ МэВ}. \quad (9.60)$$

Замедлившиеся до тепловых скоростей позитроны аннигилируют с электронами, давая линию при  $E = m_e c^2 = 511$  кэВ. Ширина линии [32]:

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \sqrt{\frac{k_B T}{m_e c^2}}. \quad (9.61)$$

При  $T = 10^7$  К:  $\Delta E/E \approx 0.041$ ,  $\Delta E \approx 21$  кэВ.

### 9.5.2 $10^4 \leq T \leq 10^7$ К

При понижении температуры рождение электрон-позитронных пар становится подавленным. Основной механизм формирования спектра — многократное комптоновское рассеяние, описываемое уравнением Компанейца [28]. В стационарном режиме решение даёт степенной континуум:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(1+\mu)}, \quad \mu \sim 0.8 \div 1.2.$$

В координатах  $E^2 dN/dE$  это соответствует зависимости  $E^{1-\mu}$ , т.е. почти плоскому спектру.

Все гамма-кванты от распада  $\pi^0$  покидают домен, формируя пик с полной интенсивностью. Однако многократное комптоновское рассеяние может его частично ослабить. Оптическая толщина:

$$\tau = n_e \sigma_{\text{KN}}(E) R_0. \quad (9.62)$$

При  $R_0 \sim 2 \times 10^{16}$  см и  $T \sim 10^4$  К  $\tau \sim 1$ , поэтому пик ослаблен, но не исчезает полностью.

Линия 511 кэВ описывается аналогично высокотемпературному диапазону. Обратное комптоновское рассеяние релятивистских  $e^\pm$  (от распада  $\pi^\pm$ ) даёт УФ-подъём. Характерная энергия фотона:

$$E_\gamma \sim \gamma^2 \cdot 3k_B T. \quad (9.63)$$

Для  $\gamma \sim 10$ ,  $T = 10^4$  К:  $E_\gamma \sim 100 \times 3 \times 0.86 \approx 260$  эВ-ультрафиолет.

### 9.5.3 НОРМИРОВКА СПЕКТРА

Полная энергия в спектре равна:

$$\int E \frac{dN}{dE} dE = Q_{\text{анн}} \Phi(T),$$

где  $Q_{\text{obs}}$ -наблюдаемая энергия аннигиляции,

$\Phi(T) \approx 0.50$  для  $T \geq 10^4$  К. Энергия распределяется между компонентами следующим образом:

- Для  $T > 10^7$  К: 0.17 от  $Q_{\text{obs}}$  в гамма-пике 67.5 МэВ (вылетевшие наружу фотоны), 0.17 в обратном комптоне (от поглощённых фотонов), 0.16 в УФ (от  $e^\pm$  от  $\pi^\pm$ ).
- Для  $10^4 \leq T \leq 10^7$  К: 0.34 от  $Q_{\text{obs}}$  в гамма-пике 67.5 МэВ, 0.16 в УФ, остальное в континууме.

## 9.6 РАЗМЫТИЕ ОБЛАСТИ СВЕЧЕНИЯ

Выше была приведена оценка области свечения исходя из процессов, протекающих при определенных температурах. Однако с течением времени данная область будет увеличиваться в размерах и размываться даже после полного разрушения домена. Это необходимо учитывать для оценки возможности наблюдения подобного свечения. Заметим, что необходимо рассматривать 2 области:

- 1) область основного свечения;
- 2) гало.

Данные области будут характеризоваться разным темпом расширения, а также разной интенсивностью свечения.

### 9.6.1 ОСНОВНОЕ СВЕЧЕНИЕ

Пусть домен полностью разрушается в момент времени  $\tau_{\text{death}}$ . Характерный размер области свечения в этот момент определяется доминирующим процессом, ограничивающим распространение продуктов аннигиляции, и равен  $R_0 = R_{\text{glow}}(\tau_{\text{death}})$ . После разрушения домена источник излучения будет отсутствовать. Дальнейшая эволюция пятна будет определяться двумя механизмами:

1) расширением Вселенной;

2) собственным переносом излучения и диффузией фотонов в среде.

Физический радиус области свечения с учётом только космологического расширения изменяется следующим образом:

$$R_{\text{exp}}(t) = a(t) \frac{R_0}{a(\tau_{\text{death}})}. \quad (9.64)$$

Интенсивность излучения в расширяющейся Вселенной описывается кинетическим уравнением [18]:

$$\frac{\partial I}{\partial t} + \frac{c}{a(t)} \mathbf{n} \cdot \nabla I - H(t) \left( E \frac{\partial I}{\partial E} \right) = -\kappa(E, T) I, \quad t > \tau_{\text{death}}. \quad (9.65)$$

В работе рассматривается модель, учитывающая многократное рассеяние. В случае, если длина свободного пробега фотонов значительно меньше размера области свечения, возможен переход к диффузионному приближению для плотности излучения  $u(\mathbf{x}, t)$  [18]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{a^2(t)} \nabla_x \cdot (D_x(t) \nabla_x u) - \frac{u}{t_{\text{abs}}(t)}, \quad (9.66)$$

где  $t_{\text{abs}} = 1/(c\kappa_{\text{abs}})$ -характерное время поглощения фотона в среде. Слагаемое, содержащее данный параметр, описывает затухание плотности энергии, вызванное поглощением.

Поскольку распределение плотности излучения не имеет резкой границы, будем описывать ее размер в терминах среднеквадратичного радиуса:

$$x^2(t) = \frac{\int x^2 u(\mathbf{x}, t) d^3x}{\int u(\mathbf{x}, t) d^3x}. \quad (9.67)$$

Из уравнения диффузии при пренебрежении поглощением [18]:

$$x^2(t) = x_0^2 + 2d \int_{\tau_{\text{death}}}^t \frac{D_x(t')}{a^2(t')} dt', \quad (9.68)$$

где  $d$ - размерность пространства. Несмотря на то, что в работе рассматривается трехмерная диффузия, в сферически симметричном случае возможно использование значения  $d = 2$  в смысле числа эффективных измерений для радиального распространения. Следовательно, для оценки роста радиуса будем использовать  $d = 2$ . Таким образом, получим общую формулу:

$$R_{\text{obs}}(t) = a(t) \sqrt{x_0^2 + 2d \int_{\tau_{\text{death}}}^t \frac{D_x(t')}{a^2(t')} dt'}. \quad (9.69)$$

Как было отмечено ранее, диффузионное приближение справедливо только при выполнении критерия, основанного на сравнении длины свободного пробега с размером источника [33; 34]:

$$\lambda_{\text{tr}}(t) \ll R_{\text{obs}}(t), \quad \tau_{\text{scat}} = \frac{R_{\text{obs}}}{\lambda_{\text{tr}}} \gg 1. \quad (9.70)$$

Рассмотрим два предельных случая.

- 1) Баллистический режим ( $\lambda_{\text{tr}} \gg R_{\text{obs}}$ ). При данном сценарии среда остаётся прозрачной и фотоны распространяются свободно, практически не испытывая рассеяний:

$$R_{\text{obs}}(t) = R_0 \cdot \frac{a(t)}{a(\tau_{\text{death}})}. \quad (9.71)$$

Отметим также, что при данном режиме сохраняется угловая анизотропия исходного излучения, но пространственные флуктуации плотности энергии сглаживаются [27].

- 2) Диффузионный режим ( $\lambda_{\text{tr}} \ll R_{\text{obs}}$ ). В данном случае оптическую среду можно считать толстой; размер области увеличивается за счёт диффузии, а начальный размер  $x_0$  быстро становится несущественным:

$$R_{\text{obs}}(t) \approx a(t) \sqrt{2d \int_{\tau_{\text{death}}}^t \frac{D_x(t')}{a^2(t')} dt'}. \quad (9.72)$$

Поскольку мы рассматриваем сценарий, при котором домен погибает в эпоху доминирования релятивистского вещества, необходимо рассматривать различные температурные диапазоны.

1) Эпоха до рекомбинации.

При температурах  $T \gtrsim 3 \times 10^3$  К среда представляет собой полностью ионизованную плазму. Длина свободного пробега фотонов с энергиями  $\gtrsim 1$  кэВ значительно превышает размер области свечения:

$$\lambda_{\text{tr}} \approx \frac{1}{n_e \sigma_T} \gg R_{\text{obs}}, \quad (9.73)$$

поскольку концентрация электронов мала, а сечение томпсоновское. Следовательно, реализуется баллистический режим.

2) Эпоха после рекомбинации.

После рекомбинации Вселенная становится нейтральной. Для основного излучения (гамма, рентген, оптика) среда остаётся прозрачной, поскольку длина пробега определяется фотоионизацией или комптоновским рассеянием на остаточных электронах и также велика. Следовательно, баллистический режим сохраняется.

Исключение составляют фотоны в линии Lyman- $\alpha$  (10.2 эВ). После рекомбинации сечение резонансного рассеяния на нейтральном водороде огромно, и для них среда становится оптически толстой. Перенос в этом случае носит резонансный характер и описывается диффузией в частоте и пространстве (так называемая двойная диффузия). Однако доля полной энергии, переходящая в Lyman- $\alpha$ , составляет менее 0.16%, поэтому её вкладом в размер наблюдаемого пятна можно пренебречь.

Таким образом, эволюция размера пятна после смерти домена в общем случае описывается формулой

$$R_{\text{obs}}(t) = a(t) \sqrt{x_0^2 + 2d \int_{\tau_{\text{death}}}^t \frac{D_x(t')}{a^2(t')} dt'}. \quad (9.74)$$

Для основного излучения (гамма, рентген, а также УФ-фотоны вне линии Lyman- $\alpha$ ) среда остаётся прозрачной во всю рассматриваемую эпоху,

поэтому реализуется баллистический режим:

$$R_{\text{obs}}(t) = R_0 \frac{a(t)}{a(\tau_{\text{death}})}. \quad (9.75)$$

Размер пятна растёт только за счёт космологического расширения; диффузионное расплывание отсутствует для доминирующей доли излучения.

## 9.6.2 ОБРАЗОВАНИЕ ГАЛО

Помимо основной области свечения, необходимо рассматривать еще одну область.

Описанный выше баллистический режим относится к прямому излучению, т.е. к фотонам, не участвующим в рассеянии. Однако даже при  $\lambda_{\text{tr}} \gg R_0$  часть фотонов может испытывать однократное рассеяние на расстояниях  $r \gg R_0$ . Эти фотоны будут увеличивать размер прямого пятна, создавая дополнительную компоненту-гало-протяженное свечение вокруг центрального пятна [18]. Вклад однократного рассеяния в удельную интенсивность имеет вид:

$$I_{\text{halo}}(\theta, E_0, t_0) = \int_{\tau_{\text{death}}}^{t_0} dt_1 \int dV_1 \frac{L(E_1, t_{\text{death}})}{4\pi\chi^2(t_1)} \cdot e^{-\tau(t_{\text{death}}, t_1)} \cdot n_{\text{scat}}(t_1) \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_1, \chi) \cdot \frac{1}{4\pi r_1^2} \cdot e^{-\tau(t_1, t_0)} \cdot \left( \frac{1+z_1}{1+z_0} \right), \quad (9.76)$$

где  $\theta$  — угловое расстояние от центра источника,

$\chi$  — угол рассеяния,

$n_{\text{scat}}$  — концентрация рассеивателей (электронов или атомов),

$d\sigma/d\Omega$  — дифференциальное сечение рассеяния [19],

$\tau(t_a, t_b)$  — оптическая толщина на интервале  $(t_a, t_b)$ .

Поскольку для гамма- и рентгеновского излучения  $\tau_{\text{total}} \ll 1$ , полный поток в гало мал по сравнению с прямым потоком:

$$Q_{\text{halo}} \approx Q_{\text{obs}} \cdot \tau_{\text{total}} \ll Q_{\text{obs}}. \quad (9.77)$$

Характерный радиус гало складывается из двух компонент:

- 1) баллистический радиус прямого пятна;

- 2) дополнительное слагаемое, определяемое длиной пробега фотонов в среде.

Следовательно, размер гало может быть описан следующей формулой:

$$R_{\text{halo}}(t) = R_{\text{direct}}(t) + \langle \lambda_{\text{mfp}} \rangle \cdot \frac{a(t)}{a(\tau_{\text{death}})}, \quad (9.78)$$

где  $R_{\text{direct}}(t) = R_0 \cdot a(t)/a(\tau_{\text{death}})$  — радиус прямого пятна,

$\langle \lambda_{\text{mfp}} \rangle$  — средняя длина свободного пробега фотонов в среде.

Можно также получить отношение размера гало к размеру основного пятна свечения:

$$\frac{R_{\text{halo}}(t)}{R_{\text{direct}}(t)} = 1 + \frac{\langle \lambda_{\text{mfp}} \rangle}{R_0}. \quad (9.79)$$

Данное отношение не зависит от времени в радиационно-доминированную эпоху. Из данного соотношения видно, что угловой размер гало может значительно превышать размер прямого пятна, если  $\langle \lambda_{\text{mfp}} \rangle \sim R_0$  или больше, что важно для интерпретации наблюдений в мягких диапазонах (УФ, оптика) и для линий с большим сечением рассеяния [28].

Оценим размер гало для разных температурных диапазонов. Несмотря на то, что рассматриваемый нами домен не доживает до температур, соответствующих пострекомбинационной эпохе, свечение будет наблюдаться в течение некоторого времени после полного уничтожения домена. Следовательно, период  $T < 3 \times 10^3$  К также должен быть рассмотрен.

- 1) Температура  $T > 10^7$  К.

Напомним, что доминирующий процесс для данных температур — рождение  $e^+e^-$  пар. Размер основной области свечения определяется этим процессом, т.е.  $R_0 \sim \lambda_{pp} = 2 \times 10^{28} T^{-3}$  см. В случае гало длина свободного пробега при данных температурах также будет определяться процессом образования пар ( $\langle \lambda_{\text{mfp}} \rangle \sim \lambda_{pp}$ ). Таким образом, гало имеет тот же размер, что и область основного свечения.

- 2) Температура  $10^4 \leq T \leq 10^7$  К.

Доминирующим процессом является торможение электронов (обратное комптоновское рассеяние). Начальный радиус при этом  $R_0 \sim L_e = 2 \times 10^{32} T^{-4}$  см. Длина свободного пробега фотонов:  $\lambda_k = 7 \times 10^{35} T^{-3}$  см (комптоновское рассеяние на электронах).

Тогда отношение  $\frac{\langle \lambda_{\text{mfp}} \rangle}{R_0} \sim \frac{7 \times 10^{35} T^{-3}}{2 \times 10^{32} T^{-4}} = 3.5 \times 10^3 T$ .

Следовательно, можно сделать вывод, что в эпоху доминирования релятивистского вещества размер гало значительно больше размера основной области свечения.

3) Температура  $T < 3 \times 10^3$  К.

Доминирующий процесс-рассеяние на атомах водорода. Начальный радиус свечения составляет  $R_0 \sim \lambda_{\text{atom}} = 6 \times 10^{24} T^{-3}$  см. Длина свободного пробега при этом:  $\langle \lambda_{\text{mfp}} \rangle \sim \lambda_{\text{atom}}$ .

Тогда отношение  $\langle \lambda_{\text{mfp}} \rangle / R_0 \sim 1$ -гало сравнимо с прямым пятном.

Таким образом, угловой размер гало может значительно превышать размер прямого пятна только в промежуточном диапазоне температур  $10^4 \leq T \leq 10^7$  К, где  $\langle \lambda_{\text{mfp}} \rangle \gg R_0$ . При более высоких и более низких температурах гало и прямое пятно имеют сравнимые размеры. Несмотря на то, что интенсивность света в гало значительно ниже, в мягких диапазонах и вблизи спектральных линий с большим сечением рассеяния размер гало может доминировать над размером основного пятна ( $\propto \tau_{\text{total}} \ll 1$ ) [28].

Начиная с этого момента источник излучения отсутствует. Наблюдаемое пятно радиусом  $R_{\text{obs}}(t)$  эволюционирует только под действием космологического расширения [18].

Поверхностная яркость  $B(t)$  преобразуется с красным смещением как [18; 27]:

$$B(t) = B(\tau_{\text{death}}) \left( \frac{1 + z_{\text{death}}}{1 + z(t)} \right)^4 \quad (9.80)$$

Четвертая степень возникает по следующим причинам:

- энергия фотона  $E \propto (1 + z)$ ;
- темп прихода фотонов  $\propto (1 + z)$  из-за замедления времени;
- площадь пятна на небесной сфере  $\propto (1 + z)^{-2}$ .

Пятно регистрируется, если его яркость превышает фоновое излучение с учётом порога контраста [27]:

$$B(t) \geq \alpha B_{\text{bg}} \quad (3.15)$$

где  $\alpha \sim 1$  — пороговое отношение сигнал/шум,

$B_{\text{bg}}$  — яркость космического фона в том же спектральном диапазоне.

Со временем пятно будет становиться менее ярким, а значит наступит момент, когда оно перестанет быть различимым на фоне космического излучения.

Подставив выражения для яркости, получим значение красного смещения в момент исчезновения свечения:

$$z_{\text{stop}} = (1 + z_{\text{death}}) \left( \frac{B(\tau_{\text{death}})}{\alpha B_{\text{bg}}} \right)^{1/4} - 1 \quad (9.81)$$

Размер пятна в момент исчезновения свечения

$$R_{\text{obs}}(t_{\text{stop}}) = R_0 \frac{1 + z_{\text{death}}}{1 + z_{\text{stop}}} = R_0 \left( \frac{\alpha B_{\text{bg}}}{B(\tau_{\text{death}})} \right)^{1/4} \quad (9.82)$$

Таким образом, конечный наблюдаемый радиус основного пятна не зависит от эпохи гибели домена, а определяется исключительно отношением начальной яркости всплеска к фоновой яркости.

Перейдем к рассмотрению гало. Оно формируется фотонами, испытавшими однократное рассеяние на свободных электронах или на атомах водорода на расстоянии  $\sim \lambda_{\text{mfp}}$  от источника [18]. Полный поток в гало мал:  $Q_{\text{halo}} \approx Q_{\text{obs}} \cdot \tau_{\text{total}}$ , где  $\tau_{\text{total}} \ll 1$ .

Начальная яркость гало меньше. Поток однократно рассеянного излучения пропорционален оптической толщине  $\tau_{\text{scat}} \ll 1$ , следовательно  $B_{\text{halo}}(\tau_{\text{death}}) \ll B(\tau_{\text{death}})$ . Дополнительно к этому, яркость гало ослабляется с расширением Вселенной. Согласно [28], в горячей плазме эффективность рассеяния падает с уменьшением плотности как  $(1 + z)^4$  по яркости. Обобщая вышесказанное, можно сделать вывод, что гало исчезает быстрее основного пятна:  $t_{\text{vis,halo}} < t_{\text{vis,main}}$ . Однако его угловой размер в момент гибели домена может значительно превышать размер основного пятна (особенно при  $10^4 \leq T \leq 10^7$  K), что важно для интерпретации наблюдений в УФ- и оптическом диапазонах [28].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была рассмотрена гипотеза о существовании в ранней Вселенной локальных областей-доменов, состоящих из антивещества. Формирование подобных структур возможно при реализации сценария неоднородного бариосинтеза. Была исследована эволюция домена антивещества и получены следующие результаты:

- 1) Определен допустимый диапазон антибарион-фотонного отношения для домена антивещества на основе нуклеосинтеза Большого Взрыва. Полученный диапазон:

$$3 \times 10^{-12} \leq \eta \leq 1 \times 10^{-6}$$

На основе полученного диапазона, а также ограничений на массу домена была получена формула для оценки его размера:

$$R = \left( \frac{M}{0,24m_p\eta T^3} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Согласно полученной формуле, размер горизонта превысит размер домена в радиационную эпоху, что приведет к процессам аннигиляции на границе.

- 2) Вычислена глубина проникновения продуктов аннигиляции барионов с антибарионами внутрь домена с учетом доминирующего процесса при различных температурах.

При  $T > 10^7$ К доминирующим процессом является образование электрон-позитронных пар, длина пробега фотонов определяется формулой

$$\lambda_{pp} = \frac{1}{0,24T^3\sigma_{pp}}$$

При  $T \leq 10^7 \text{K}$  доминирующим процессом является многократное комптоновское рассеяние. Глубина пробега описывается формулой

$$\lambda_k = \frac{1}{0,24T^3\eta Z\sigma_{eff}}$$

- 3) Проведено сравнение полученных длин пробега с размером домена для различных эпох. Согласно вычисленным значениям, глубина пробега фотона значительно размеров домен. Следовательно, при описании его эволюции возможно использование однородного сценария во всем объеме за исключением приграничной области.
- 4) Построена модель диффузии антибарионов к границе раздела домена с горизонтом в сферическом приближении. В эпоху доминирования ультрарелятивистского вещества процесс диффузии определяется комптоновским рассеянием. При этом, коэффициент диффузии зависит от времени:

$$D(t) \propto t^{\frac{3}{2}}$$

В эпоху доминирования вещества процесс характеризуется происходит за счет радиационного трения, в связи с чем справедлива другая временная зависимость:

$$D(t) \propto t^2$$

- 5) Построена модель ионизации домена после эпохи рекомбинации. Согласно полученным результатам, ионизированное антивещество сконцентрировано в тонком приграничном слое домена, в то время как в среднем по объему домен можно считать нейтральным. Была также получена формула для оценки средней степени ионизации по всему объему домена:

$$\langle x_e \rangle \propto \eta^{-\frac{2}{3}} M^{-\frac{1}{3}} T^{-2}$$

Данная модель может быть применена для доменов низкой плотности ( $\eta \leq 10^{-9}$ ).

- 6) Рассмотрен случай неоднородного распределения антивещества внутри домена с учетом возможности образования внутренних барионных включений. Описаны два сценария распределения вещества внутри

домена, получен интегральный критерий выживания домена:

$$\int_{t_i}^{t_{\text{now}}} \bar{f}_m(t) \langle \sigma v \rangle_{\text{int}}(t) \bar{n}_b^{(\text{inc})}(t) dt \lesssim 1.$$

- 7) Исследован вопрос энерговыделения от невыживших доменов: оценена полная энергия, выделяющаяся в результате смерти домена, а также динамика этого энерговыделения. Получены размеры области свечения и гало, описана эволюция свечения с течением времени.

Полученные результаты позволяют проводить в дальнейшем более глубокие исследования касательно эволюции домена с течением времени, а также оценить возможность наблюдения как умерших, так и долгоживущих доменов.

# А ПРИЛОЖЕНИЯ

## А.1 ПЛОТНОСТЬ ЧИСЛА ФОТОНОВ РАВНОВЕСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Плотность числа фотонов в равновесном излучении с температурой  $T$  определяется интегрированием распределения Планка по всем частотам:

$$n_\gamma(T) = \int_0^\infty \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} d\nu. \quad (\text{A.1})$$

Введём безразмерную переменную

$$x = \frac{h\nu}{k_B T}, \quad d\nu = \frac{k_B T}{h} dx, \quad \nu^2 = \left(\frac{k_B T}{h}\right)^2 x^2. \quad (\text{A.2})$$

Тогда

$$n_\gamma(T) = \frac{8\pi}{c^3} \left(\frac{k_B T}{h}\right)^3 \int_0^\infty \frac{x^2}{e^x - 1} dx. \quad (\text{A.3})$$

Известный табличный интеграл выражается через дзета-функцию Римана  $\zeta(s)$ :

$$\int_0^\infty \frac{x^{s-1}}{e^x - 1} dx = \Gamma(s)\zeta(s). \quad (\text{A.4})$$

При  $s = 3$  имеем  $\Gamma(3) = 2! = 2$  и  $\zeta(3) \approx 1.2020569$ , следовательно

$$\int_0^\infty \frac{x^2}{e^x - 1} dx = 2\zeta(3) \approx 2.4041138. \quad (\text{A.5})$$

Подставляя, получаем

$$n_\gamma(T) = \frac{8\pi}{c^3} \left(\frac{k_B T}{h}\right)^3 \cdot 2\zeta(3) = \frac{16\pi\zeta(3)}{c^3} \left(\frac{k_B T}{h}\right)^3. \quad (\text{A.6})$$

Учитывая, что  $\hbar = h/(2\pi)$ , выражение можно переписать в компактной форме:

$$n_\gamma(T) = \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} \left( \frac{k_B T}{\hbar c} \right)^3. \quad (\text{A.7})$$

Возводя в куб и умножая на  $\frac{2\zeta(3)}{\pi^2}$ , получаем окончательную рабочую формулу:

$$n_\gamma(T) = 0.243 \left( \frac{1 \text{ K}}{T} \right)^3 \quad (\text{A.8})$$

Таким образом, в ранней Вселенной концентрация реликтовых фотонов однозначно определяется температурой и составляет  $n_\gamma \approx 0.243 T^3$ .

## А.2 ДЛИНА ПРОБЕГА ЭЛЕКТРОНА.

В ультрарелятивистском пределе ( $\gamma \gg 1$ ) и для мягких фотонов СМВ ( $\varepsilon \sim kT_\gamma \ll m_e c^2$ ) средняя потеря энергии фотона за одно рассеяние:

$$\langle \Delta\varepsilon \rangle \approx \frac{4}{3} \gamma^2 \varepsilon. \quad (\text{A.9})$$

Мощность потерь энергии электрона:

$$-\frac{dE}{dt} = \langle \Delta\varepsilon \rangle \cdot c \sigma_T n_\gamma = \frac{4}{3} \sigma_T c U_\gamma \gamma^2, \quad (\text{A.10})$$

где  $U_\gamma = \varepsilon n_\gamma$  — плотность энергии СМВ,  $\sigma_T$  — томпоновское сечение.

С учётом  $U_\gamma(z) = aT_0^4(1+z)^4$  получаем:

$$-\frac{dE}{dt} = K_\gamma(z) \beta \gamma^2, \quad K_\gamma(z) \approx 0.7 (1+z)^4 \text{ эВ/Мпк}. \quad (\text{A.11})$$

Из  $dE/dx = (1/c\beta)dE/dt$  и  $E = \gamma m_e c^2$ :

$$\frac{d\gamma}{dx} = -\frac{K_\gamma(z)}{m_e c^3} \gamma^2. \quad (\text{A.12})$$

Интегрируя от  $\gamma_0$  до  $\gamma \sim 1$ :

$$L_e = \frac{m_e c^3}{K_\gamma(z)} \left( \frac{1}{\gamma_0} - 1 \right) \approx \frac{m_e c^2}{K_\gamma(z)} \arcsin \beta_0, \quad (\text{A.13})$$

### А.3 ВЫВОД ФОРМУЛЫ ДЛЯ СКОРОСТИ ФОТОИОНИЗАЦИИ $G(r)$

Рассмотрим процесс ионизации атомарного антиводорода в точке на расстоянии  $r$  от центра антидомена. Число актов фотоионизации в единице объёма за единицу времени:

$$dG = \sigma_{\text{ion}}(E_\gamma) \cdot F(E_\gamma, r) \cdot n_{\bar{H}}(r) \cdot dE_\gamma, \quad (\text{A.14})$$

где:

$\sigma_{\text{ion}}(E_\gamma)$  — сечение фотоионизации для фотона с энергией  $E_\gamma$ ,

$F(E_\gamma, r)$  — спектральная плотность потока фотонов [фотоны/(см<sup>2</sup>·с·эВ)] в точке  $r$ ,

$n_{\bar{H}}(r)$  — концентрация нейтральных антиатомов водорода.

Если фотоны имеют спектр  $\phi(E_\gamma)$ , нормированный так, что полный поток

$$F_{\text{tot}}(r) = \int \phi(E_\gamma, r) dE_\gamma, \quad (\text{A.15})$$

то

$$G(r) = n_{\bar{H}}(r) \int_{E_{\text{thr}}}^{\infty} \sigma_{\text{ion}}(E_\gamma) \phi(E_\gamma, r) dE_\gamma. \quad (\text{A.16})$$

Введём среднее (эффективное) сечение:

$$\bar{\sigma}_{\text{ion}} = \frac{1}{F_{\text{tot}}(r)} \int \sigma_{\text{ion}}(E_\gamma) \phi(E_\gamma, r) dE_\gamma. \quad (\text{A.17})$$

Тогда

$$G(r) = \bar{\sigma}_{\text{ion}} F_{\text{tot}}(r) n_{\bar{H}}(r). \quad (\text{A.18})$$

Если степень ионизации в точке  $r$  равна  $x_e(r)$ , то концентрация нейтральных атомов составляет  $n_{\bar{H}}(r)[1 - x_e(r)]$ . Окончательно:

$$G(r) = \bar{\sigma}_{\text{ion}} F_{\text{tot}}(r) n_{\bar{H}}(r) [1 - x_e(r)] \quad (\text{A.19})$$

## А.4 ПОСТОЯНСТВО СКОРОСТИ АННИГИЛЯЦИИ В КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ЭРАХ

Покажем, что в радиационно-доминированную эру (РД) базовая скорость  $v_0$  и полная скорость  $v_{\text{ann}}$  не зависят от времени. Аналогичный вывод справедлив и для эпохи доминирования материи (МД).

Базовая скорость аннигиляции (без учёта обратной связи) определяется диффузией и сечением аннигиляции:

$$v_0 = \sqrt{D\langle\sigma v\rangle n_b}. \quad (\text{A.20})$$

Полная скорость с учётом давления продуктов аннигиляции:

$$v_{\text{ann}} = v_0 \sqrt{1 + \frac{P_{\text{ann}}}{k_B T n_{\text{eff}}}}. \quad (\text{A.21})$$

Давление аннигиляции:

$$P_{\text{ann}} = \tau_{\text{rad}} \epsilon_{\text{ann}} \langle\sigma v\rangle n_b n_{\bar{b}}. \quad (\text{A.22})$$

В радиационно-доминированную эру :

$$a(t) \propto t^{1/2}, \quad T(t) \propto t^{-1/2}, \quad n_b(t) = \eta_{\text{cosmo}} n_\gamma(t) \propto T(t)^3 \propto t^{-3/2}. \quad (\text{A.23})$$

Коэффициент диффузии в РД-эру:

$$D(t) \propto \frac{1}{n_e(t)} \propto \frac{1}{n_b(t)} \propto t^{3/2}. \quad (\text{A.24})$$

Постоянство  $v_0$ .

Подставляя:

$$v_0(t) \propto \sqrt{t^{3/2} \cdot t^{-3/2}} = \text{const}. \quad (\text{A.25})$$

Постоянство  $v_{\text{ann}}$ .

В [21] и [35] показано, что в РД-эру существует установившийся режим, в котором отношение давления аннигиляции к тепловому давлению посто-

янно:

$$\frac{P_{\text{ann}}}{k_B T n_{\text{eff}}} = \text{const.} \quad (\text{A.26})$$

Получаем:

$$v_{\text{ann}} = v_0 \sqrt{1 + \text{const}} = \text{const.} \quad (\text{A.27})$$

Обобщение на материя-доминированную эру.

В [25] показано, что после перехода к МД-эре продукты аннигиляции поддерживают ионизованный слой на границе домена, и диффузия остаётся плазменной.

$$a(t) \propto t^{2/3}, \quad T(t) \propto t^{-2/3}, \quad n_b(t) \propto t^{-2}. \quad (\text{A.28})$$

Коэффициент диффузии на границе в МД-эру:

$$D(t) \propto t^2. \quad (\text{A.29})$$

Подстановка даёт  $v_0 \propto \sqrt{t^2 \cdot t^{-2}} = \text{const.}$  С учётом обратной связи  $v_{\text{ann}} = \text{const}$  и в МД-эру.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Хлопов М.* Основы космомикрoфизики. — М. : Едиториал УРСС, 2011. — 370 с.
2. *Omnès R.* On the possible existence of a phase separation for baryonic matter and antibaryonic matter // *Physics Letters B.* — 1969. — Vol. 29, no. 1. — P. 20–22.
3. *Kuzmin V., Shaposhnikov M., Tkachev I.* Matter-antimatter domains in the universe: A solution of the vacuum walls problem // *Physics Letters B.* — 1981. — Vol. 102, no. 2/3. — P. 167–170.
4. Spontaneous baryogenesis and anti-matter domains in the Universe / A. Dolgov [et al.] // *Physical Review D.* — 1997. — Vol. 56, no. 10. — P. 6155–6164.
5. *Dolgov A.* Matter-antimatter domains in the universe // *Nuclear Physics B – Proceedings Supplements.* — 2001. — Vol. 95. — P. 42–46. — arXiv: [hep-ph/0012107](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0012107) ; — Presented at EuroConference "Frontiers in Particle Astrophysics and Cosmology".
6. *Spada F. R.* Antimatter and Dark Matter search in space with AMS-02. — 2008. — arXiv: [0810.3831](https://arxiv.org/abs/0810.3831) [[hep-ex](#)].
7. *Spada F. R.* AMS-02 on the International Space Station // *EPJ Web of Conferences.* — 2014. — Vol. 70. — P. 00026.
8. Where do the AMS-02 antihelium events come from? / V. Poulin [et al.] // *Physical Review D.* — 2019. — Vol. 99, no. 2.
9. *Горбунов Д., Рубаков В.* Введение в теорию ранней Вселенной, Теория горячего Большого взрыва. — М. : Едиториал УРСС, 2012. — 552 с.

10. *Kneiske T. M.* Gamma-ray background: a review. — 2007. — arXiv: [0707.2915 \[astro-ph\]](#).
11. *Rehm J. B., Jedamzik K.* Limits on cosmic matter-antimatter domains from big bang nucleosynthesis // *Physical Review D*. — 2001. — Vol. 63, no. 4. — P. 043509. — arXiv: [astro-ph/0006380](#).
12. *Arbey A.* AlterBBN: A program for calculating the BBN abundances of the elements in alternative cosmologies // *Comput. Phys. Commun.* — 2012. — Vol. 183. — P. 1822–1831. — arXiv: [1106.1363 \[astro-ph.CO\]](#).
13. *Cowan G.* Statistical data analysis. — Oxford : Clarendon Press, 1998. — 197 p.
14. *Долгов А., Зельдович Я., Сажен М.* Космология ранней Вселенной. — М. : Изд-во МГУ, 1988. — 200 с.
15. *Griffiths D. J.* Introduction to Elementary Particles. — 1st. — New York : John Wiley & Sons, Inc., 1987. — 392 p. — ISBN 0-471-60386-4.
16. *Берестецкий В., Лифшиц Е., Питаевский Л.* Квантовая электродинамика. Т. 4. — 4-е, исправленное. — М. : ФИЗМАТЛИТ, 2002. — 719 с. — (Теоретическая физика). — ISBN 5-9221-0058-0.
17. *Kompaneets A. S.* The establishment of thermal equilibrium between quanta and electrons // *Soviet Physics JETP*. — 1957. — Vol. 4, no. 5. — P. 730–737.
18. *Rybicki G. B., Lightman A. P.* Radiative Processes in Astrophysics. — New York : John Wiley & Sons, 1979. — P. xv, 382. — ISBN 0-471-04815-1.
19. *Klein O., Nishina Y.* Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac // *Zeitschrift für Physik*. — 1929. — Vol. 52, no. 11/12. — P. 853–868.
20. *Chandrasekhar S.* Radiative Transfer. — New York : Dover Publications, 1960. — P. xiii, 393. — ISBN 0-486-60590-6. — Unabridged and slightly revised version of the work first published in 1950.

21. *Cohen A. G., De Rújula A., Glashow S. L.* A Matter-Antimatter Universe? // *The Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 495, no. 2. — P. 539–549.
22. *Silk J.* Cosmic black-body radiation and galaxy formation // *The Astrophysical Journal*. — 1968. — Vol. 151. — P. 459–471.
23. Search for narrow signals in the  $\gamma$ -spectrum from  $p\bar{p}$  annihilation at rest / L. Adiels [et al.] // *Physics Letters B*. — 1986. — Vol. 182, no. 3/4. — P. 405–408.
24. *Fukugita M., Hogan C. J., Peebles P. J. E.* The Cosmic Baryon Budget // *The Astrophysical Journal*. — 1998. — Vol. 503, no. 2. — P. 518–530.
25. *Khlopov M. Y., Lecian O. M.* The Formalism of Milky-Way Antimatter-Domains Evolution // *Galaxies*. — 2023. — Vol. 11, no. 2. — P. 50. — Special Issue: "Galactic Structure and Dynamics".
26. *Knudsen H.* Ionization of atoms and molecules by antiproton impact // *Hyperfine Interact.* — 1997. — Vol. 109, no. 1–4. — P. 133–143.
27. *Mukhanov V.* Physical foundations of cosmology. — Cambridge, UK, New York : Cambridge University Press, 2005. — P. xix, 421. — ISBN 0-521-56398-4.
28. *Zel'dovich Y. B., Sunyaev R. A.* The interaction of matter and radiation in a hot-model universe // *Astrophysics and Space Science*. — 1969. — Vol. 4, no. 3. — P. 301–316.
29. *Illarionov A. F., Sunyaev R. A.* Comptonization, the background-radiation spectrum, and the thermal history of the universe // *Soviet Astronomy*. — 1975. — Vol. 18. — P. 691–699.
30. *Blumenthal G. R., Gould R. J.* Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and Compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases // *Reviews of Modern Physics*. — 1970. — Vol. 42, no. 2. — P. 237–270.
31. *Jones F. C.* Calculated spectrum of inverse-Compton-scattered photons // *Physical Review*. — 1968. — Vol. 167, no. 5. — P. 1159–1169.

32. *Zdziarski A. A.* In-flight annihilation of positrons // *Astronomy & Astrophysics*. — 1993. — Vol. 278, no. 2. — P. 647–652.
33. *Narayan R., Ostriker J. P.* Pulsar populations and their evolution // *The Astrophysical Journal*. — 1990. — Vol. 352. — P. 222–246.
34. *Martelli F.* An ABC of near infrared photon migration in tissues: The diffusive regime of propagation // *Journal of Near Infrared Spectroscopy*. — 2012. — Vol. 20, no. 1. — P. 29–42.
35. Evolution and observational signature of diffused antiworld / M. Khlopov [et al.] // *Astroparticle Physics*. — 2000. — Vol. 12, no. 4. — P. 367–372.