

# Реализуемость барионной асимметрии при фазовом переходе I рода кварк-глюонная плазма – адронный газ в горячей Вселенной

## Realizability of baryon asymmetry during a first-order phase transition quark-gluon plasma – hadronic gas in a hot Universe

**Поройков С.Ю.**

Канд. физ.-мат. наук МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва

e-mail: sporoykov@mail.ru

**Sporoykov S.Yu.**

Ph. D. (Phys.-Math.) Lomonosov Moscow State University, Moscow

e-mail: sporoykov@mail.ru

### Аннотация

Рассматривается реализуемость В-нарушения при фазовом переходе I рода кварк-глюонная плазма (КГП) – адронный газ (АГ) в горячей Вселенной. Анализируются условия достижимости В-асимметрии  $10^{-8} - 10^{-5}$  (при  $\Omega_b \sim 1$ ) за счет переходов антикварк – кварк типа  $\nu_\mu + \tilde{d} \rightarrow u + \mu^-$  ( $\Delta B \neq 0$ ) с С-нарушением в КГП с участием мюонных нейтрино после сепарации рождающих их тяжелых антилептонов от лептонов, поляризованных при рассеянии на стенках растущих пузырей АГ. Так, тяжелые лептоны и антилептоны при рождении могут приобретать противоположную ориентацию спина (Р-нарушение). В адронах АГ реализуемы осцилляции кварков без В-нарушения ( $\Delta B = 0$ ). Вклад нейтрино и  $\tau$ -лептонов в В-асимметрию, реализуемую при распаде КГП ядерной плотности, аргументирует их высокая проникающая способность и участие в слабых взаимодействиях, для которых характерно СР-нарушение.

**Ключевые слова:** барионная асимметрия, нейтрино,  $\tau$ -лептоны, кварк-глюонная плазма, фазовый переход.

### Abstract

The feasibility of B-violation during a first-order phase transition quark-gluon plasma (QGP) – hadronic gas (HG) in a hot Universe is considered. The conditions for the attainability of B-asymmetry  $10^{-8} - 10^{-5}$  (at  $\Omega_b \sim 1$ ) are analyzed, due to antiquark–quark transitions of the type  $\nu_\mu + \tilde{d} \rightarrow u + \mu^-$  ( $\Delta B \neq 0$ ) with C-violation in the QGP with the participation of muon neutrinos after separation of the heavy antileptons that give birth to them, from the leptons polarized during scattering on the walls of the growing HG bubbles. Thus, heavy leptons and antileptons can acquire opposite spin orientation at birth (P-violation). Quark oscillations in AG hadrons occur without B-violation ( $\Delta B = 0$ ). The contribution of neutrinos and  $\tau$ -leptons to the B-asymmetry realized during the decay of the QGP of nuclear density is argued by their high penetrating ability and participation in weak interactions, which are characterized by CP-violation.

**Keywords:** baryon asymmetry, neutrino,  $\tau$ -leptons, quark-gluon plasma, phase transition.

## Введение

Как показано А.Д. Сахаровым (1967), барионная асимметрия могла возникнуть в ранней Вселенной в ходе термически неравновесных процессов в условиях нарушения СР-инвариантности при несохранении барионного числа (В-нарушение) [1]. Результаты исследований, накопленные более чем за полвека, позволяют конкретизировать данные принципы.

Во-первых, отклонения от термодинамического равновесия в ранней Вселенной (первое условие Сахарова) могут возникать при *фазовом переходе* (ФП), а не за счет расширения Вселенной [2]. Так, предполагаемое время распада *кварк – глюонной плазмы* (КГП) при ФП I рода в горячей Вселенной  $\sim 10^{-11}$  с [3] на 6 порядков меньше времени расширения Вселенной в период распада КГП  $\sim 10^{-5}$  с [4, с. 339]; по другим оценкам  $10^{-5} - 10^{-4}$  с [5, с. 501].

Во-вторых, нарушение СР-инвариантности (второе условие) характерно для *слабых* взаимодействий [5, с. 554]. Так, слабое взаимодействие превращает кварки одного типа в кварки других типов, а также заряженные лептоны – в нейтрино [5, с. 553]. При этом предполагаемое время распада КГП  $\sim 10^{-11}$  с сопоставимо с временем слабых взаимодействий  $\sim 10^{-10}$  с (при  $\sim 1$  ГэВ) [5, с. 552]; [6, с. 598].

В-третьих, В-нарушение (третье условие) может происходить в ходе *необратимых* процессов, реализуемых при ФП в одной из фаз, а не обратимых отклонений (флуктуаций) в локальном объеме. Когда Вселенная приходит в равновесное состояние и исчезают все барионные и лептонные асимметрии, становится актуальным выживание первичной барионной асимметрии [2, с. 517]. В этой связи предполагается, что в одной из фаз могут протекать аномальные реакции с изменением фермионного числа, а в другой – нет [2, с. 522].

В-четвертых, согласно принятым представлениям, В-нарушение в ранней Вселенной возможно в условиях *сепарации частиц и античастиц* (в микромасштабе) с СР-нарушением [7, с. 178]. Например, возможна сепарация фермионов и антифермионов на движущихся доменных стенках пузырей новой фазы, образующейся при электрослабом ФП при температуре 100 ГэВ, при различии их коэффициентов отражения [2]; [8]. По сходному механизму может происходить сепарация тяжелых лептонов (мюонов и  $\tau$ -лептонов) на стенках пузырей *адронного газа* (АГ), образующегося при распаде КГП. Так, тяжелые лептоны и антилептоны при рождении могут приобретать противоположную ориентацию спина (Р-нарушение), так что их поляризация при рассеянии эквивалента сепарации частиц и античастиц.

В-пятых, В-нарушение реализуемо с участием двух типов лептонов, а именно, *нейтрино*, рождаемых *тяжелыми лептонами*, участвующими в слабом взаимодействии, для которого СР-инвариантность не соблюдается строго. Механизм В-нарушения обычно связывается со смешиванием кварков [2, с. 519]. Однако, в КГП (присутствующей в ранней Вселенной) реализуется подавление партонов (партоны – кварки и глюоны [9, с. 548]) за счет сильных взаимодействий [10] в масштабе  $\sim 10$  Фм [3], что затрудняет миграцию отдельных кварков.

Граница раздела фаз, образующихся при ФП в ранней Вселенной, может двигаться со скоростью  $v \sim 0,4$  с [2, с. 515], т.е. для протекания аномальных реакций за время слабых взаимодействий  $t_c \geq 10^{-12}$  с [6, с. 598] (с сильным СР-нарушением) частицы должны удалиться от зоны сепарации на расстояние  $vt_c \geq 10^{-4}$  м, что минимум на 10 порядков больше характерного масштаба подавления партонов в КГП  $\sim 10^{-14}$  м. Нейтрино и тяжелым лептонам (мюонам и  $\tau$ -лептонам) присуща высокая проникающая способность, актуальная для сверхплотной ранней Вселенной. Так, обсуждается возможность лептогенеза с участием нейтрино [11].

С учетом рассмотренных выше факторов может быть предложен механизм реализации барионной асимметрии за счет сепарации тяжелых лептонов и антилептонов, приобретших при рождении противоположные спины (Р-нарушение), поляризованных при отражении от стенок растущих пузырей АГ, порождающих при распаде мюонные нейтрино, с их последующей миграцией в КГП и вступление в реакции с кварками с изменением барионного числа.

Реакции нейтрино с кварками в КГП и АГ могут отличаться, поскольку в АГ кварки связаны конфайнментом, а в КГП – нет. При избытке мюонных нейтрино в КГП могут преобладать переходы антикварк – кварк с С-нарушением типа  $\nu_\mu + \tilde{d} \rightarrow u + \mu^-$  ( $\Delta B \neq 0$ ). В нейтрин-

ных реакциях на адронах АГ реализуемы осцилляции кварков без В-нарушения ( $\Delta B = 0$ ) [9, с. 233]. Расчеты показывают, что в ходе данных процессов достижима В-асимметрия  $10^{-8} - 10^{-5}$  (при  $\Omega_b \sim 1$ ) при температуре ФП  $1,8 - 10$  ГэВ соответственно.

При сепарации фермионов и антифермионов на движущихся стенках пузырей новой фазы, образующейся при электрослабом ФП, для максимального СР-нарушения достижима В-асимметрия  $\sim 10^{-6}$  [8]. Исходя из уточненных данных для максимального СР-нарушения, при смешивании кварков достижима В-асимметрия  $\delta b_m \sim 10^{-5}$ . Так, степень СР-нарушения характеризует инвариант Ярлског, при смешивании кварков достигающий  $J_q \approx 3,2 \cdot 10^{-5}$  [12] с учетом данных [13]. Нуклоны образуют  $N_q = 3$  кварка, т.е. В-асимметрия  $\delta b_m = J_q/N_q \approx 10^{-5}$ .

Вместе с тем, механизм аномальных реакций в одной из фаз КГП, реализуемый при сепарации кварков и антикварков на стенках пузырей новой фазы, образующейся при электрослабом ФП, до конца не ясен, что актуализирует рассмотрение аномальных реакций с участием лептонов, реализуемых при распаде КГП в горячей Вселенной.

## 1. Теории возникновения барионной асимметрии при фазовом переходе в горячей Вселенной

Барионная асимметрия обычно связывается с понижением симметрии Вселенной по видам взаимодействий [7, с. 178]. В моделях великого объединения допускается В-нарушение в ходе спонтанного нарушения симметрии [7, с. 180]. Так, согласно теории ФП изменение состояния системы при ФП представимо как изменение ее симметрии [6, с. 272].

В-нарушение может происходить при высокой температуре ранней Вселенной. Например, в теории великого объединения В-нарушение допускается при температурах, сопоставимых с планковской, при распаде лептокварков массой  $\geq 10^{15}$  ГэВ [4, с. 582]. Предполагается, что при распаде антилептокварков и лептокварков чаще образуются кварки и лептоны, чем антикварки и антилептоны [7, с. 178]. В зависимости от механизма СР-нарушения в моделях распада лептокварков В-асимметрия может достигать  $10^{-6} - 10^{-12}$  [7, с. 179].

Также рассматривается возможность реализации В-нарушения при электрослабом ФП при  $\sim 100$  ГэВ [2]; [14] при сепарации фермионов и антифермионов, способном обеспечить В-асимметрию  $\sim 10^{-6}$  [8]. Напомним, что модели великого объединения не делают различия между лептонами и кварками и они описываются в рамках единого мультиплетов частиц со спином  $1/2$  (фермионов) [4, с. 582].

Источником отклонений от термодинамического равновесия в ранней Вселенной могут служить ФП [2, с. 505]. Вместе с тем, если В-нарушение реализуемо в условиях неравновесных процессов, когда Вселенная приходит в равновесное состояние и исчезают все барионные и лептонные асимметрии, становится актуальным выживание первичной барионной асимметрии. Например, если В-асимметрия реализуется при температуре электрослабого ФП  $100$  ГэВ при первичной L-асимметрии (лептонной) возникающей при  $10^{12}$  ГэВ, для трех лептонных поколений подавление составит  $3 \cdot 10^{-6}$ , т.е. первоначальная L-асимметрия должна быть очень большой [2, с. 517].

Проблема выживания первичной барионной асимметрии решается, если при ФП в одной из фаз протекают аномальные реакции с изменением фермионного числа, а в другой – нет [2, с. 522]. Например, в АГ аномальные реакции с В-нарушением не реализуются. При столкновении обычных частиц процессы с электрослабым нарушением происходят на не наблюдаемом низком уровне даже при очень высоких энергиях [2].

В данных условиях актуально рассмотрение возможности В-нарушения при ФП I рода КГП – АГ в условиях сепарации на границе раздела фаз тяжелых лептонов и антилептонов (с Р-нарушением), обладающих высокой проникающей способностью (§ 6), порождающих при распаде мюонные нейтрино (§ 13) с участием которых в КГП реализуемы аномальные переходы ( $\Delta B \neq 0$ ) антикварк – кварк типа  $\nu_\mu + \bar{d} \rightarrow u + \mu^-$  (с С-нарушением) при отсутствии парных переходов в АГ в силу связанности кварков конфайнментом в адроны (§ 9).

## 2. Характеристики горячей Вселенной в период распада кварк-глюонной плазмы

Предполагаемая длительность распада КГП в горячей Вселенной  $\sim 10^{-11}$  с [3] сравнима с характерным временем слабых взаимодействий  $\geq 10^{-12}$  с (в ГэВ области) [6, с. 598]. Тем самым *при распаде КГП реализуемы неравновесные процессы, чья длительность сравнима с временем слабых взаимодействий.*

Остывание горячей Вселенной – существенно более замедленный термически неравновесный процесс. Время расширения горячей Вселенной ядерной плотности в период распада КГП  $\sim 10^{-5}$  с [4, с. 339]; по другим оценкам  $10^{-5} - 10^{-4}$  с [5, с. 501]. Согласно *теории горячей Вселенной* (ТГВ) аннигиляция частиц и античастиц происходит при температуре  $\sim 1$  ГэВ при возрасте Вселенной  $\sim 10^{-6}$  с [7, сс. 178, 518]. Расчеты на основе (1) и (3) показывают, что в зависимости от космологической модели  $t_b \sim (3 - 5) \cdot 10^{-5}$  с, что до 7 порядков больше времени слабых взаимодействий  $\geq 10^{-12}$  с.

Оценим возраст Вселенной ядерной плотности на основе стандартной космологической модели:

$$t_b = (1/8\pi G\rho)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $G$  – гравитационная постоянная;  $\rho$  – плотность [15, с. 482].

Время расширения горячей Вселенной обычно рассчитывается на основе формулы (1). Вместе с тем, стандартная космологическая модель применима к эпохе доминирования вещества; ТГВ применима к эпохе радиационного доминирования [15, с. 489], когда плотность массы излучения  $\rho_v = \varepsilon/c^2$  выше плотности вещества  $\rho_v > \rho$ , т.е. время расширения горячей Вселенной определяет плотность массы излучения. Теоретически подобное состояние материи реализуемо в 4-мерном пространстве-времени де Ситтера [7, с. 584], которое является частным случаем решения уравнений тяготения Эйнштейна с космологическим членом  $\Lambda = 3/R_0^2$  [6, сс. 377, 458]. Радиус горизонта Вселенной де Ситтера (наполненном излучением):

$$R_0^2 = 3c^4/8\pi G\varepsilon, \quad (2)$$

где  $c$  – скорость света;  $\varepsilon$  – плотность энергии среды [6, с. 458].

Радиус горизонта нестационарной Вселенной определяет время ее расширения со скоростью света  $R_0 = ct_b$ , которая согласно специальной теории относительности ограничивает скорость распространения взаимодействий (включая гравитационное), т.е. формула (2) представима в виде, описывающем возраст Вселенной в эпоху радиационного доминирования:

$$t_b = (3c^2/8\pi G\varepsilon)^{1/2}. \quad (3)$$

С учетом принципа эквивалентности  $\rho = \varepsilon/c^2$  время расширения Вселенной согласно (3) в  $\sqrt{3}$  раз больше, чем согласно (1).

При распаде КГП плотность среды может быть сравнима с плотностью ядерной материи. Ядерная плотность  $\rho_0 \sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> [6, с. 686]. Плотность безграничной ядерной жидкости (содержащей нуклоны массой 938 МэВ, равной их энергии покоя  $E_0 = mpc^2$ )  $\rho_0 \sim 0,16$  частиц/Фм<sup>3</sup> [6, с. 855], или  $\varepsilon \sim 0,13$  ГэВ/Фм<sup>3</sup> [3], что для температуры 1 ГэВ, сравнимой с энергией покоя нуклонов, соответствует плотности  $\rho_0 = \varepsilon/c^2 \approx 2 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Так, плотность атомных ядер  $\rho_0 \sim 2,8 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> [9, с. 280].

Для сравнения, по теоретическим оценкам плотность энергии КГП  $\varepsilon_q \sim 1$  ГэВ/Фм<sup>3</sup>, почти на порядок больше плотности энергии внутри нуклона  $\varepsilon \sim 0,13$  ГэВ/Фм<sup>3</sup> [3] и соответствует плотности массы излучения КГП  $\rho_q = \varepsilon_q/c^2 \approx 2 \cdot 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>. Согласно экспериментальным данным RHIC и LHC при столкновении тяжелых ядер Au и Pb с энергией 0,2 ТэВ и 2,76 ТэВ образуется КГП с плотностью энергии  $\sim 3$  ГэВ/Фм<sup>3</sup> и  $\sim 10$  ГэВ/Фм<sup>3</sup> соответственно [3].

Плотность КГП при распаде превышает среднюю ядерную плотность [4, с. 339]. С ростом температуры ФП плотность КГП снижается:  $\rho < \rho_0$  [4, с. 340]. В целом зависимость  $\rho(T)$  для ФП КГП – АГ носит качественный характер [3]. Предполагается, что в центре нейтронных звезд с температурой  $\sim 40$  КэВ [9, с. 282] КГП имеет плотность  $\geq 10^{15}$  г/см<sup>3</sup> [9, с. 281].

При плотности АГ в эпоху распада КГП, сравнимой с плотностью атомных ядер  $\rho_0 \sim 2,8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$  [9, с. 280] возраст Вселенной согласно формуле (1)  $t_b \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ .

При плотности энергии КГП  $\varepsilon_q \sim 1 \text{ ГэВ/Фм}^3$  [3], распадающейся в эпоху радиационного доминирования, согласно формуле (3)  $t_b \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ .

Приведенные оценки  $t_b \sim (3 - 5) \cdot 10^{-5} \text{ с}$  соответствуют принятому диапазону  $t_b \sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ с}$  [5, с. 501].

Согласно ТГВ, аннигиляция барионов и антибарионов происходила при температуре  $\sim 1 \text{ ГэВ}$  [7, сс. 178, 518]. В рамках квантовой хромодинамики распад КГП происходит при температуре  $\sim 0,2 \text{ ГэВ}$  [4, с. 339], что в 5 раз ниже. Заметим, что шкала плотность – температура Вселенной зависит от космологической модели [16]. Если *микроволновое фоновое излучение* (МФИ) – реликтовое, распад КГП происходит при температуре  $\sim 1 \text{ ГэВ}$ ; соответственно, распад КГП при температуре  $\sim 0,2 \text{ ГэВ}$  не может образовать МФИ.

Так, концентрация фотонов МФИ  $n_\nu \sim 500 \text{ см}^{-3}$  с длиной волны  $\lambda \sim 0,1 \text{ см}$  в области максимума энергетического спектра [15, с. 39] отвечает параметру  $a_0 = \lambda n_\nu^{1/3} \sim 0,8$ , указывающему на достаточно плотную упаковку фотонов. Плотная упаковка реликтовых фотонов реализуема, если аннигиляция барионов происходит в условиях их плотной упаковки (при ядерной плотности) при сравнимом размере частиц и длины волны образуемых фотонов. При температуре аннигиляции частиц и античастиц, соответствующей их энергии покоя  $E \sim 0,2 \text{ ГэВ}$  (мезонов), образуются кванты с длиной волны  $\lambda = hc/E \approx 6 \text{ Фм}$ , что в несколько раз выше размера адронов (нуклонов, мезонов)  $1,6 - 1,3 \text{ Фм}$  [5, с. 243], который чуть больше длины фотонов  $\lambda \approx 1,2 \text{ Фм}$  с энергией  $E \sim 1 \text{ ГэВ}$ . С учетом вклада аннигиляции лептонов и их античастиц, температура аннигиляции барионов  $\sim 1 \text{ ГэВ}$ . Распад КГП может происходить до аннигиляции барионов, т.е. при большей температуре.

Плотность КГП при распаде может зависеть от температуры ФП [4, с. 340], в т.ч., превышать ядерную плотность [4, с. 339]. Считается, что ФП КГП – АГ обладает большой скрытой теплотой и сопровождается скачком плотности [4, с. 339]. Согласно моделям, развитым в квантовой хромодинамике, ФП КГП – АГ происходит при температуре  $\sim 0,2 \text{ ГэВ}$  с изменением плотности энергии на порядок. При этом предполагается, что плотность энергии при ФП растет с температурой по закону Стефана – Больцмана  $\varepsilon \sim T^4$  [4, с. 340].

Между тем, соответствующее адиабатическое остывание плазмы не реализуемо, если время ФП меньше времени расширения Вселенной. Возраст Вселенной ядерной плотности  $(3 - 5) \cdot 10^{-5} \text{ с}$  на 6 порядков превышает возможное время распада КГП  $\sim 10^{-11} \text{ с}$  [3], сравнимое с временем слабых взаимодействий в ГэВ-области  $\geq 10^{-12} \text{ с}$  [6, с. 598], для которых характерно СР-нарушение, связываемое с барионной асимметрией.

Охлаждение КГП (не адиабатическое) при ее быстром распаде может быть обусловлено ростом массы кварков при их связывании конфайнментом в адроны в сравнении со свободными кварками в КГП. Подобный эффект аналогичен дефекту масс кварков. Так, предполагается, что деконфайнмент сопровождается уменьшением массы валентных (конституентных) кварков в адронах до токовых значений кварков в КГП [4, с. 343]; [10, с. 18], а также ростом числа степеней свободы кварков и глюонов [10, с. 19].

Оценим относительное изменение плотности энергии при быстром распаде КГП, обусловленный ростом массы кварков при конфайнменте:

$$\Delta\varepsilon/\varepsilon \approx N_q N (m_v - m_t) c^2 / \varepsilon, \quad (4)$$

где  $m_v$ ,  $m_t$  – масса валентных и токовых кварков;  $N$  – концентрация адронов в адронном газе;  $N_q$  – среднее число кварков в адронах.

Концентрации нуклонов (содержащих 3 кварка) и мезонов (2 кварка) согласно кварковой структуре адронов, в АГ могут быть сравнимы. При сравнимой температуре КГП и АГ число кварков в КГП может в  $N_q \approx 2,5$  раза превышать число адронов в АГ.

Масса наиболее распространенных валентных u- и d-кварков  $m_u \sim m_d \sim 0,3 \text{ ГэВ}$ ; масса токовых кварков  $m_t \sim 2,2 \text{ МэВ}$ ;  $m_d \sim 4,7 \text{ МэВ}$  [10, с. 18]; [13]. Разница масс валентных и токо-

вых кварков  $\Delta m_q = (m_v - m_t) \approx 0,3 \text{ ГэВ}$ . Концентрация частиц в адронном газе ядерной плотности  $N \approx 1,6 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$  (17). Скачок плотности энергии при ФП  $\Delta \varepsilon \approx 0,13 \text{ ГэВ/Фм}^3$ .

По теоретическим оценкам, плотность энергии КГП  $\varepsilon_q \sim 1 \text{ ГэВ/Фм}^3$  почти на порядок больше плотности энергии внутри нуклона  $\varepsilon \sim 0,13 \text{ ГэВ/Фм}^3$  [3]. Если КГП распадается при температуре  $\sim 0,2 \text{ ГэВ}$ , образуется скачок относительной плотности энергии  $\Delta \varepsilon/\varepsilon = (\varepsilon_q - \varepsilon)/\varepsilon \approx 7$ . При температуре ФП  $\sim 1 \text{ ГэВ}$  (сравнимой с энергией покоя нуклона) параметр  $\Delta \varepsilon/\varepsilon \approx 3,5$  вдвое меньше. В обоих случаях возникает проблема «исчезновения» энергии, выделяющейся при ФП, если время распада КГП мало в сравнении с длительностью ФП.

Если КГП быстро распадается при  $\sim 10 \text{ ГэВ}$  за время  $10^{-12} - 10^{-11} \text{ с}$  (§ 12), намного меньшее возраста Вселенной  $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$  (1), плазма может охлаждаться не в ходе адиабатического расширения, а за счет роста массы кварков при конфайнменте. В релятивистской плазме частицы представимы в виде излучения, так что формально плотность массы излучения КГП  $\rho_q \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$  ( $\sim 1 \text{ ГэВ/Фм}^3$ ) соответствует ядерной плотности АГ  $\rho_0 \sim 2,8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$  при температуре плазмы  $\sim 10 \text{ ГэВ}$ , т.е. *рост массы кварков при конфайнменте может объяснить скачок плотности энергии при распаде КГП при температуре  $\sim 10 \text{ ГэВ}$ .*

С учетом закона Стефана – Больцмана  $\varepsilon \sim T^4$  отношение  $\Delta \varepsilon/\varepsilon \sim 7$  (при  $0,2 \text{ ГэВ}$ ) отвечает  $\Delta T/T \approx 1,6$ . Для  $\Delta \varepsilon/\varepsilon \sim 3,5$  (при  $1 \text{ ГэВ}$ ) скачок  $\Delta T/T \approx 1,4$ . Для температуры ФП  $\sim 10 \text{ ГэВ}$  при  $\varepsilon \sim 1 \text{ ГэВ/Фм}^3$  и  $\Delta \varepsilon \sim 0,13 \text{ ГэВ/Фм}^3$  согласно оценке (4), отношение  $\Delta \varepsilon/\varepsilon \sim 0,013$  с учетом разложения Тейлора  $(1 + \Delta x)^m \approx 1 + m\Delta x$  достижимо при  $\Delta T/T \approx 3 \cdot 10^{-3}$ . Для сравнения, при электрослабом ФП при температуре  $100 \text{ ГэВ}$  (на порядок большей) относительный перепад температур фаз может составлять  $\Delta T/T \sim 4 \cdot 10^{-4}$  [2, с. 514], что на порядок меньше.

### 3. Условия достижения В-асимметрии при распаде кварк-глюонной плазмы

Рассмотрим условия распада КГП, при которых реализуема В-асимметрия. Во-первых, В-асимметрия возможна в условиях сепарации частиц и античастиц в микромасштабе с СР-нарушением [7, с. 178]. Так, сепарация частиц и античастиц (фермионов) возможна при электрослабом ФП на движущихся доменных стенках пузырей новой фазы. При взаимодействии фермионов (кварков) со стенками пузырей нарушается СР-симметрия, что проявляется в различии коэффициентов отражения частиц и античастиц [2]; [8]. Сепарация фермионов (лептонов) также возможна на границе раздела фаз, образующихся при распаде КГП (§ 7).

Известные модели предполагают присутствие в ранней Вселенной кварков и лептонов [2]. Напомним, к фермионам (спин  $1/2$ ) относятся кварки и лептоны [6, с. 284]. Лептонами являются электроны, мюоны и  $\tau$ -лептоны, а также соответствующие им нейтрино [4, с. 583].

Во-вторых, сепарация частиц и античастиц в микромасштабе носит временный характер. Из-за диффузии частиц в соседних областях в ходе расширения Вселенной обратимые отклонения нивелируются. При этом В-асимметрия реализуема, если в одной из фаз протекают аномальные реакции с изменением фермионного числа, а в другой – нет [2, с. 522].

В-третьих, В-асимметрия достижима при распаде КГП в горячей Вселенной, если в нейтринных реакциях переходы (осцилляции) кварков  $\tilde{q}_j \rightarrow q_i$  (антикварк – кварк) преобладают над переходами  $q_i \rightarrow \tilde{q}_j$  (§ 9). Это возможно, если переходы  $\tilde{q}_j \rightarrow q_i$  идут в КГП в условиях преобладания мюонных нейтрино  $\nu_\mu$  над антинейтрино  $\tilde{\nu}_\mu$ . Парные переходы  $q_i \rightarrow \tilde{q}_j$  в адронах АГ не реализуются даже в условиях преобладания  $\tilde{\nu}_\mu$  над  $\nu_\mu$ .

Так, в адронах кварки связаны конфайнментом, а в КГП – нет [4, с. 339], т.е. характер взаимодействий нейтрино с кварками в КГП и кварками в адронах АГ может отличаться. Избыток мюонных нейтрино над антинейтрино в КГП может способствовать избытку переходов  $\tilde{d} \rightarrow u$  с последующим образованием избытка нуклонов над антинуклонами при распаде КГП. При этом избыток мюонных нейтрино в КГП может быть обусловлен избытком рождающихся их (при распаде) тяжелых антилептонов, отделенных от парных лептонов в процессе сепарации на границе раздела фаз.

Парные переходы  $d \rightarrow \bar{u}$  наблюдаются в нейтринных реакциях в ядрах атомов тяжелее водорода, которые в АГ отсутствуют. Адронный ГЭВ газ в ранней Вселенной не содержал элементов, тяжелее водорода. Дейтерий, гелий, ряд других элементов образовались в эпоху первичного нуклеосинтеза при температуре  $\sim 0,1$  МэВ [9, с. 364]. В нейтринных реакциях на нуклонах наблюдаются переходы  $d \leftrightarrow u$  (кварк – кварк) [9, с. 233]; в нейтральных мезонах возможны парные осцилляции кварков без В-нарушения [9, с. 482] (§ 9).

В-четвертых, последовательная реализация реакций с участием тяжелых лептонов и нейтрино в каждой из фаз с учетом времени миграции частиц из одной фазы в другую (в условиях обусловленности данных реакций временем слабого взаимодействия  $t_c$ ) может ограничивать длительность распада КГП  $t_0 \geq 3t_c$  (§ 12).

#### 4. Механизм сепарации частиц и античастиц в ранней Вселенной

Рассмотрим возможные механизмы сепарации частиц и античастиц при ФП в ранней Вселенной с учетом степени CP-нарушения, достижимой при смешивании фермионов (кварков и лептонов).

В-асимметрия реализуема при CP-нарушении в условиях сепарации частиц и античастиц (фермионов) на стенках растущих пузырей новой фазы, возникающей при электрослабом ФП в ранней Вселенной при температуре 100 ГэВ [2]; [8] (§ 3). ФП I рода в ранней Вселенной сопровождается образованием пузырей новой фазы, что может стимулировать барионную асимметрию [2, сс. 498, 515]. Триггером при генерации В-асимметрии может служить движение стенок пузырей [2, с. 505]. Двигающаяся стенка пузыря играет роль сепаратора, заполняющего внутренность пузыря новой фазы частицами, а внешнее пространство – античастицами (или наоборот, в зависимости от знака CP-нарушения) [2, с. 522].

Сепарация фермионов и антифермионов при электрослабом ФП может обеспечить В-асимметрию  $\sim 10^{-6}$  для максимального CP-нарушения [8] (для кварков), что выше, чем у МФИ  $\sim 10^{-8}$  при космологической доле барионов [7, с. 178]. По уточненным данным [13] инвариант Ярлског (характеризует CP-нарушение при смешивании) для кварков  $J_q \sim 3,2 \cdot 10^{-5}$  [12]. Нуклоны образуют  $N_q = 3$  кварка, что эквивалентно В-асимметрии при смешивании кварков  $\delta b_m = J_q/N_q \approx 10^{-5}$ .

Вместе с тем, при реализации описанного выше механизма возникает проблема закрепления преобладания вещества, отделенного от антивещества при сепарации, в ходе аномальных реакций, поскольку при электрослабом переходе при температуре 100 ГэВ обе фазы представляют собой КГП, в которых отличаются величины константы слабого взаимодействия (электромагнитное и слабое взаимодействия сливаются в электрослабое взаимодействие). Если аномальные реакции реализуются с участием слабых взаимодействий (с сильным CP-нарушением) длительностью  $t_c \geq 10^{-12}$  с [6, с. 598], то при скорости движения границы раздела фаз (стенок пузырей) со скоростью  $v \sim 0,4$  с [2, с. 515] требуется миграция фермионов из зоны сепарации на расстояние  $d = v t_c \geq 10^{-4}$  м.

Стандартный механизм CP-нарушения связывают со смешиванием кварков (бариосинтез) [2, с. 519]. Подавление партонов (кварков и глюонов) за счет сильных взаимодействий [10, с. 81] происходит в масштабе  $\sim 10^{-14}$  м, что минимум на 10 порядков меньше, что ограничивает миграцию кварков в КГП. Так, в КГП реализуется партон-партонное рассеяние с сечением 3 мбарн [10, с. 24], что лишь на порядок меньше сечения протон-протонного рассеяния в ГЭВ области  $\sim 40$  мбарн (1 барн =  $10^{-24}$  см<sup>2</sup>). В КГП реализуются коллективные эффекты [17], наблюдается эффект подавления частиц и струй [10, с. 78] за счет сильных взаимодействий [10, с. 81] в масштабе  $\sim 10$  Фм, соответствующем объему КГП, образующейся при столкновении ядер тяжелых атомов [3], т.е. сепарация кварков и антикварков возможна в пределах расстояния  $d \leq 10$  Фм. Данный масштаб предполагает протекание аномальных реакций за время  $t = d/c \leq 3 \cdot 10^{-23}$  с, сравнимое с временем жизни большинства адронов (нестабильных), определяемым характерным временем сильных взаимодействий  $10^{-24} - 10^{-22}$  с [5, с. 498].

Сепарация фермионов и антифермионов возможна в условиях миграции тяжелых лептонов и нейтрино из зоны сепарации. Тяжелые лептоны и нейтрино имеют высокую проникающую способность (§ 6), что актуально в среде ядерной плотности. Так, обсуждается возможность лептогенеза с участием нейтрино [11]. Избыток нейтрино над антинейтрино – необходимое условие образования асимметрии кварков и антикварков в ходе ядерных реакций в КГП (§ 9).

Механизм сепарации фермионов на движущихся стенках пузырей при температуре объединения электромагнитного и слабого взаимодействий 100 ГэВ [8], при меньшей температуре распада КГП (1 – 10 ГэВ) не подходит для нейтрино, поскольку нейтрино (переносчик слабого взаимодействия) не участвует в электромагнитном взаимодействии. Напомним, что до температуры электрослабого перехода константа слабого взаимодействия на несколько порядков меньше, чем электромагнитного.

Процесс сепарации нейтрино и антинейтрино может быть связан с их поляризацией при преломлении на границе раздела фаз. Однако в силу высокой проникающей способности нейтрино показатель преломления волн ГэВ нейтрино при ядерной плотности  $n - 1 \ll 10^{-13} - 10^{-12}$  (§ 5). Более вероятна сепарация тяжелых лептонов на стенках пузырей АГ (§ 7).

Наибольшей проникающей способностью, сравнимой с длиной свободного пробега нейтрино в плазме ядерной плотности, обладают  $\tau$ -лептоны (§ 6). Источником асимметрии при сепарации  $\tau$ -лептонов в стенках пузырей АГ с одной стороны, может являться отличие концентрации и (или) температуры электронов и позитронов (влияющей на сечение рассеяния частиц) в КГП и АГ (§ 7). Так,  $\tau$ -лептоны рождаются в столкновениях электронов и позитронов с энергией  $\geq 1,8$  ГэВ [6, с. 42]; [9, с. 259].

С другой стороны, источником асимметрии может являться скорость движения стенок пузырей, сопоставимая со скоростью света. В зависимости от направления движения стенок пузырей скорости частиц и стенок пузырей суммируются, либо вычитаются (с учетом правила сложения скоростей по Лоренцу), что может влиять на характер рассеяния частиц (§ 7).

Рождение мюонов (при распаде  $\pi$ - и  $K$ -мезонов) подчиняется закону несохранения пространственной четности (P-нарушение) [9, с. 226]. Так, в слабом взаимодействии с заряженными токами мюон  $\mu^-$  входит с отрицательной, а антимюон  $\mu^+$  – с положительной спиральностями (что обусловлено ориентацией спина). Мюоны, рождающиеся от двух-частичных распадов  $\pi \rightarrow \mu\nu$ ;  $K \rightarrow \mu\nu$  имеют вынужденную ориентацию спина (в силу определенной ориентации спина нейтрино и антинейтрино). Спин  $\mu^+$  направлен против его импульса; спин  $\mu^-$  – в направлении его импульса [9, с. 231]. Тяжелые лептоны отличаются лишь массой и лептонными числами; у  $\tau$ -лептонов, образующихся при аннигиляции электронов и позитронов  $e^- + e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$  (§ 13), асимметрия ориентации спина может быть сопряжена с выраженным P-нарушением. Для сравнения, степень не сохранения лептонного числа при распаде  $\tau$ -лептонов  $\sim 10^{-3}$  [6, с. 42]. Соответственно, *сепарация тяжелых лептонов и антилептонов может быть обусловлена ориентацией спина частиц, т.е. их поляризацией.*

В рамках лептогенеза достижима максимальная B-асимметрия  $\sim 10^{-5}$  (§ 15). Так, максимальное CP-нарушение при смешивании нейтрино на 3 порядка больше, чем у кварков:

$$|J_\nu|/J_q \approx 10^3, \quad (5)$$

где  $|J_\nu|$ ,  $J_q$  – инварианты Яркского при смешивании нейтрино и кварков.

Максимальное CP-нарушение при смешивании нейтрино  $|J_{\nu\max}| \sim 3,4 \cdot 10^{-2}$ ; для кварков  $J_q \sim 3,2 \cdot 10^{-5}$  [12] с учетом экспериментальных данных [13]. При этом на степень B-асимметрии может влиять ряд факторов (эффективность взаимодействия нейтрино с кварками и выход барионов в нейтринных реакциях), зависящих от температуры и времени распада КГП (§ 15).

Напомним, что пузырь новой фазы может наполняться частицами, а внешнее пространство – античастицами (или наоборот, в зависимости от знака CP-нарушения) [2, с. 522]. Знак CP-нарушения при смешивании нейтрино и кварков противоположен. При сепарации частиц обеих сортов реализуем избыток антинейтрино и кварков ( $\bar{q}, \bar{\nu}$ ) в одной из фаз при избытке антикварков и нейтрино ( $\bar{q}, \nu$ ) в другой. Если в новой фазе (АГ) образуется избыток нуклонов над антинуклонами, то в КГП может образоваться избыток нейтрино над антинейтрино.



Поскольку миграция кварков из зоны сепарации в КГП ограничена (подавлением партонов за счет сильных взаимодействий), реализуема сепарация тяжелых лептонов, рождающих мюонные нейтрино. Благодаря высокой проникающей способности нейтрино могут мигрировать в КГП ядерной плотности (§ 11), вступая в реакции с избыточными антикварками и способствуя слабым переходам (осцилляциям) антикварк – кварк с В-нарушением типа  $\nu_\mu + \bar{d} \rightarrow u + \mu^-$  при отсутствии парных переходов кварк – антикварк в адронах АГ (§ 9), что может способствовать В-асимметрии.

В зависимости от температуры распада КГП в ранней Вселенной 1,8 – 10 ГэВ (§ 10) и времени ФП  $10^{-11} - 10^{-12}$  с соответственно (§ 12), данный механизм может обеспечить В-асимметрию  $10^{-8} - 10^{-5}$  (§ 15).

## 5. Проблема сепарации нейтрино

При взаимодействии фермионов с движущимися стенками пузыря новой фазы (при электрослабом ФП в ранней Вселенной) нарушается CP-симметрия, что проявляется в различии коэффициентов отражения для фермионов и антифермионов [2, с. 522]. Сепарация фермионов и антифермионов также может происходить на границе раздела сред, образующихся при ФП, сопряженном с распадом КГП.

К фермионам относятся нейтрино. Однако в отличие от других лептонов, участвующих в электромагнитном взаимодействии (электронов, мюонов,  $\tau$ -лептонов), нейтрино участвуют лишь в слабом взаимодействии (не считая гравитационного), в связи с чем их сепарация на границе раздела фаз, образующейся при распаде КГП, проблематична.

Теоретически сепарация нейтрино и антинейтрино реализуема в двух случаях. Во-первых, при наличии разницы в осцилляциях мюонных нейтрино ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ) и антинейтрино ( $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ) в электронные нейтрино (§ 8). Однако концентрации нейтрино и антинейтрино всех сортов в горячей Вселенной сравнимы, равно как и концентрации рассеивающих их электронов и мюонов и их античастиц. В пузырях новой фазы могут возникать случайные отклонения концентрации частиц от равновесной, однако в процессе усреднения по всем многочисленным микро-пузырям АГ радиусом 0,1 – 1 мм (§ 8) подобные отклонения нивелируются.

Во-вторых, сепарация нейтрино и антинейтрино (сопряженная с их поляризацией) может происходить в процессе отражения при отличии показателей преломления сред. Рассеяние на компонентах среды, проявляющееся в появлении у волн нейтрино показателей преломления, приводит к изменению их фазовых скоростей [9, с. 485]. Рассеяние и преломление нейтрино сопряжено с их поляризацией. Поляризации нейтрино происходит при взаимодействии с частицами [9, с. 264]. Поляризация также происходит при отражении или преломлении на границе раздела двух прозрачных сред [18, с. 574].

Поляризация частиц связана со спином и ее ориентацией [5, с. 67]; [18, с. 576]. Нейтрино обладают спиральностью (киральностью)  $\lambda$ . Нейтрино левополяризованы ( $\lambda = -1/2$ ) и спин направлен против движения; антинейтрино – правополяризованы ( $\lambda = 1/2$ ) и спин направлен в сторону движения [9, с. 259], т.е. *процесс поляризации нейтрино при преломлении на границе раздела сред может быть сопряжен с их сепарацией*.

Так, упругое рассеяние приводит к появлению у волн нейтрино показателей преломления, в том числе для мюонных  $\nu_\mu$  и электронных нейтрино  $\nu_e$  в среде с резонансной плотностью:

$$n - 1 \sim GFN/K, \quad (6)$$

где  $GF$  – константа Ферми;  $N$  – концентрация частиц среды;  $K$  – импульс нейтрино [5, с. 311].

Согласно зависимости (6) показатель преломления пропорционален концентрации частиц и обратно пропорционален импульсу нейтрино. Импульс частиц пропорционален температуре  $K \sim T$ . Тем самым, разница показателей преломления КГП и АГ может возникать за счет скачков концентрации частиц и температуры при ФП.

Исходя из размерности физических величин формула (6) представима в виде  $n - 1 \approx GFN/E$ , где  $E$  – энергия нейтрино. Из-за малой величины  $GF \approx 10^{-49}$  эрг·см<sup>3</sup> [5, с. 553] при ядерной плотности  $N \sim 10^{38}$  см<sup>-3</sup> (17) и энергии нейтрино  $E \sim 1$  ГэВ показатель преломления

нейтрино практически не отличается от единицы:  $n - 1 \approx 10^{-9}$ , что сравнимо с альтернативной оценкой  $\sim 10^{-9}$  (8) для ГэВ нейтрино в среде с резонансной плотностью.

Оценим изменение показателя преломления при распаде КГП. Появление у волн нейтрино показателей преломления связано с рефракцией – упругим рассеянием в среде (§ 8). Длина рефракции нейтрино в среде с резонансной плотностью:

$$l_0 = h/K(n_e - n_\mu), \quad (7)$$

где  $h$  – постоянная Планка;  $n_e$ ,  $n_\mu$  – показатели преломления электронных и мюонных нейтрино [5, с. 311].

Из соотношения (7) с учетом (9) и  $E_\nu = Kc$  следует разница показателей преломления электронных и мюонных нейтрино в среде с резонансной плотностью:

$$(n_e - n_\mu) = \lambda_\nu/l_0, \quad (8)$$

где  $\lambda_\nu$  – длина волны де Бройля частиц;  $l_0$  – длина рефракции нейтрино.

Длина волны де Бройля релятивистских частиц с энергией  $E$ :

$$\lambda = hc/E. \quad (9)$$

В среде резонансной плотностью  $l_0 \sim 1$  мкм (16). При температуре распада КГП 10 ГэВ согласно (9)  $\lambda_\nu \sim 0,1$  Фм. Для сравнения, при 1 ГэВ  $\lambda_\nu \sim 1$  Фм. В зависимости от температуры ФП согласно (8) параметр  $(n_e - n_\mu) \approx 10^{-10} - 10^{-9}$ , т.е. разница показателей преломления электронных и мюонных нейтрино достаточно мала.

Следует учесть, что ядерная плотность далека от резонансной плотности (§ 8). В зависимости от температуры распада КГП 1 – 10 ГэВ, длина рефракции (рассеяния) нейтрино может достигать  $l_\nu \approx 0,3 - 3$  мм (§ 10), что примерно на 3 порядка больше оценки  $l_0 \sim 1$  мкм (16), т.е. параметр  $(n_e - n_\mu) \approx 10^{-13} - 10^{-12}$ .

Преломление волн нейтрино может быть эффективно при  $l_0 \approx \lambda_\nu$ , когда параметр  $(n_e - n_\mu) \sim 1$ , что на 12 – 13 порядков больше предыдущей оценки, т.е. *отражение поляризованных нейтрино на границе раздела фаз, а также стенками пузырей АГ весьма маловероятно.*

Если концентрации электронов и мюонов в КГП и АГ сравнимы, показатель преломления волн нейтрино  $n - 1 \ll 10^{-13} - 10^{-12}$ . С учетом факторов, понижающих степень барионной асимметрии в ходе нейтринных реакций с кварками в  $10^3$  раз (§ 15), поляризация нейтрино при отражении от границы раздела фаз не обеспечит наблюдаемую барионную асимметрию.

Заметим, что если бы распад КГП сопровождался электрослабым переходом (теоретически) при температуре 100 ГэВ, когда сечение рассеяния нейтрино на электронах возрастает на 4 порядка до  $10^{-32}$  см<sup>2</sup> (резонанс Глэшоу) [9, сс. 263-264], это также не обеспечит наблюдаемую барионную асимметрию. При сечении рассеяния нейтрино  $\sigma_\nu \sim 10^{-32}$  см<sup>2</sup> длина их свободного пробега в плазме ядерной плотности (при  $\Omega_b \sim 1$ ) согласно (27) составит  $l \approx 0,01$  мкм. При  $\lambda_\nu \sim 0,01$  Фм (9) показатель  $n - 1 \ll 10^{-9}$  (8) соответствует барионной асимметрии  $\delta_b \ll 10^{-12}$ , что минимум на 4 порядка меньше, чем у МФИ  $10^{-8}$  (при  $\Omega_b \sim 1$ ).

## 6. Проникающая способность тяжелых лептонов

Тяжелые лептоны – мюоны и  $\tau$ -лептоны подобны электронам и отличаются от них большей массой. Во всех взаимодействиях мюоны (и  $\tau$ -лептоны) участвуют практически как электроны, однако из-за большей массы они тратят меньше энергии на тормозное излучение, вследствие чего обладают более высокой проникающей способностью [18, с. 442].

Электромагнитное взаимодействие с заряженными частицами (упругое рассеяние) изменит траекторию тяжелых лептонов. В условиях хаотического движения частиц плазмы данные воздействия разнонаправлены и в целом компенсируют друг друга. При этом траектория тяжелых лептонов окажется искажена по типу броуновского движения, т.е. длина их направленного движения  $D$  окажется меньше расстояния, пройденного ими до торможения  $D < l$ .

Интенсивность тормозного излучения обратно пропорциональна квадрату массы частицы [6, с. 148], с учетом чего длина торможения тяжелых лептонов за счет тормозного излучения:

$$l_l \approx E|m|^2/\rho S m m_\mu^2, \quad (10)$$

где  $S_m$  – массовая тормозная способность вещества;  $\rho$  – его плотность;  $m_l$  – масса тяжелого лептона;  $m_\mu$  – масса мюона;  $E_l$  – энергия тяжелого лептона.

При рассеянии на частицах АГ и КГП  $\tau$ -лептоны массой  $m_l = m_\tau = 1,78$  ГэВ в сравнении с мюонами массой  $m_\mu = 105$  МэВ (Табл. 1) приобретут в  $m_\tau/m_\mu \approx 17$  раз меньшее ускорение при отношении  $(m_\tau/m_\mu)^2 \approx 3 \cdot 10^2$ .

Расчет массовой тормозной способности АГ и КГП для тяжелых лептонов – отдельная теоретическая задача. Оценим данный параметр на основе известных данных  $S_m^*$  о прохождении мюонами грунтовых пород:

$$S_m \approx g_t \delta_t S_m^*, \quad (11)$$

где  $g_t$ ,  $\delta_t$  – расчетные параметры.

В сильно ионизированной нерелятивистской плазме ( $E < mc^2$ ) интенсивность тормозного излучения:

$$W_t \sim Z^2 \sqrt{T}, \quad (12)$$

где  $Z$  – заряд ядра атома;  $T$  – температура плазмы [4, с. 109]; [9, с. 599].

Тормозное излучение согласно (12) пропорционально квадрату заряда ядра  $\sim Z^2$  [6, с. 148]. В грунте мюоны тормозятся ядрами тяжелых атомов (Si и др.), имеющими заряд  $Z \sim 10$ . Данный фактор учитывает поправка  $g_t = 1/Z^2 \approx 10^{-2}$  для АГ и КГП. При этом рост концентрации рассеивающих центров (кварков) в КГП в сравнении с АГ компенсирует снижение их заряда. В АГ присутствуют адроны с зарядом  $Z = \pm 1$ ; в КГП – кварки с зарядом  $Z_q = \pm 2/3, \pm 1/3$  [6, с. 603] при  $(Z_q/Z)^2 = 4/9, 1/9$  и среднем  $(Z_q/Z)^2 \approx 1/2$ . Концентрация кварков в КГП может быть в  $N_q \approx 2,5$  раза выше, чем адронов в АГ сравнимой температуры (§ 2) при  $N_q Z_q^2/Z^2 \approx 1$ .

Релятивистская масса растет пропорционально энергии  $m = E/c^2$  [9, сс. 51-52], что при высоких энергиях ( $E \gg mc^2$ ) требует внесения релятивистских поправок в оценку интенсивности тормозного излучения, порядка  $E/mc^2$ , учитывающих превышение кинетической энергии частиц над их энергией покоя  $mc^2$ . Так, например, к тормозному излучению относят магнитотормозное (синхротронное) излучение [6, с. 148]. Интенсивность синхротронного излучения релятивистских заряженных частиц в магнитном поле пропорционально квадрату их энергии  $\sim (E/mc^2)^2$  [5, с. 533].

Поток мюонов с энергией до  $10^2 - 10^3$  ГэВ тормозится обычной средой преимущественно за счет ионизации атомов при параметре  $S_m^* \sim 2$  МэВ·см<sup>2</sup>/г. При большей энергии  $E_c > 10^3$  ГэВ (выше критической) преобладает тормозное излучение и рождение пар [6, с. 148]. В плазме горячей Вселенной температура  $0,2 - 10$  ГэВ выше энергии покоя мюонов  $0,1$  ГэВ, но меньшей критической на  $2 - 4$  порядка, тормозное излучение тормозит релятивистские частицы слабее пропорционально квадрату их энергии  $\sim E^2$  при  $\delta_t \approx 10^{-4} - 10^{-7}$  соответственно.

В данной модели при ядерной плотности АГ  $\rho_0 \sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> [6, с. 686] и плотности грунта (кремниевых пород  $\rho \sim 2$  г/см<sup>3</sup> [18, с. 318]) у мюонов с энергией  $E_\mu \sim 0,2$  ГэВ длина торможения  $\ell_\mu \approx 10^{-3}$  см. При энергии  $E_\mu \sim 10$  ГэВ длина торможения  $\ell_\mu \approx 10^{-4}$  см.

У  $\tau$ -лептонов с энергией  $E_\tau \sim 10$  ГэВ длина торможения  $\ell_\tau \approx 0,03$  см. При минимальной тепловой энергии  $\tau$ -лептонов  $E_\tau \sim 1,8$  ГэВ формально длина торможения  $\ell_\tau \approx 0,2$  см. Данные оценки сравнимы с длиной свободного пробега нейтрино в аналогичной среде  $\ell_\nu \sim 1$  см с температурой  $1$  ГэВ и  $\ell_\nu \sim 0,01$  см при  $10$  ГэВ соответственно (§ 10). Заметим, что пробег  $\tau$ -лептонов  $D_\tau = c\tau \approx 0,01$  см ограничит их время жизни  $\tau_\tau = 3 \cdot 10^{-13}$  с (Табл. 1).

Реализация аномальных реакций за счет слабых взаимодействий требует миграции лептонов из зоны сепарации на расстояние  $\geq 10^{-2}$  см (§ 4), чему удовлетворяет оценка  $\ell_\tau \approx 0,2 - 0,03$  см для  $\tau$ -лептонов, но не соответствует оценка для мюонов  $\ell_\mu \approx 10^{-3} - 10^{-4}$  см.

Помимо времени торможения мюонов  $t = \ell_\mu/c \approx (0,3 - 3) \cdot 10^{-14}$  с также следует учесть, что их время жизни  $t_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$  с (Табл. 1) на 5 порядков больше предполагаемого времени распада КГП в горячей Вселенной  $\sim 10^{-11}$  с [3], т.е. мюоны не успеют распасться, порождая мюонные нейтрино. Данный фактор исключает мюоны из рассмотрения в рамках обсуждаемого механизма барионной асимметрии.

Время торможения  $\tau$ -лептонов при температуре 10 ГэВ  $t = \ell\tau/c \approx 3 \cdot 10^{-13}$  с сравнимо с их временем жизни  $\tau\tau = 3 \cdot 10^{-13}$  с (Табл. 1). При 1,8 ГэВ время торможения  $t \approx 2 \cdot 10^{-12}$  с почти на порядок выше. В данных условиях все  $\tau$ -лептоны могут мигрировать из зоны сепарации и образовать мюонные нейтрино, участвующие в аномальных реакциях в КГП. Таким образом, рассматриваемый механизм барионной асимметрии реализуем при сепарации  $\tau$ -лептонов.

## 7. Поляризация тяжелых лептонов при рассеянии стенками пузырей адронного газа

Стенки расширяющихся пузырей АГ могут представлять собой переходный слой от КГП к АГ шириной 1,4 – 8 Фм (в зависимости от температуры ФП 1,8 – 10 ГэВ), содержащий обобществленные валентные кварки (§ 14). Данный переходный слой представим в виде тонкой пленки ядерной плотности, который может быть рассмотрен в рамках модели протяженного плоского возбужденного ядра, рассеивающего частицы.

При рассеянии фермионов (спин 1/2) на ядрах атомов реализуются поляризационные эффекты, обусловленные взаимодействием спина заряженной частицы с ее орбитальным моментом. Сечение рассеяния и степень поляризации рассеянных частиц зависит от ориентации их спинов и импульсов [5, сс. 62-63]. Рассеяние нуклонов (чей спиновый магнитный момент сравним с ядерным магнетонам  $\mu_N = e\hbar/2m_p c$ ) на ядрах описывает полуфеноменологическая теория – оптическая модель ядра, согласно которой спин-орбитальное взаимодействие поляризует частицы [9, с. 434]. Данная модель лучше всего согласуется с экспериментом при энергии  $\sim 1$  ГэВ [9, с. 435], соответствующей энергии покоя нуклонов. Возможно, на характер рассеяния частиц влияет их комптоновская длина волны.

С учетом данной модели реализуема поляризация  $\tau$ -лептонов при рассеянии на ядрах или тонкой пленке ядерной плотности. Во-первых, масса  $\tau$ -лептонов 1,8 ГэВ вдвое выше массы протона, т.е. их магнитный момент может быть сравним с ядерным магнетонам. Во-вторых, поляризационные эффекты наблюдаются при рассеянии на ядрах электронов (лептонов), связываемые с механизмом Мотта. Так, тяжелые лептоны (мюоны и  $\tau$ -лептоны) подобны электронам, но имеют большую массу [18, с. 442].

Согласно релятивистской теории рассеяния электронов моттовское рассеяние обусловлено взаимодействием спина заряженной частицы с ее орбитальным моментом. Характерная особенность моттовского рассеяния – его асимметрия относительно плоскости, содержащей спин и импульс частиц [9, с. 214]; знак асимметрии обусловлен ориентацией спинов и скоростей частиц [9, с. 215]. Асимметрия моттовского рассеяния приводит к поляризации электронов, рассеиваемых в исходном направлении.

Например, при рассеянии ядрами атомов золота (радиусом  $\sim 10$  Фм) степень поляризации МэВ электронов с энергией 0,1 – 2 МэВ (сравнимой с энергией покоя частиц 0,5 МэВ) может достигать  $P_e = 0,4 - 0,5$  [9, с. 215]. Тем самым, с ростом энергии электронов более чем на порядок, средняя степень их поляризации меняется незначительно. Более существенно на эффективность рассеяния частиц может влиять размер ядра. Так, степень поляризации рассеянных частиц растет с увеличением заряда ядра [9, с. 215].

Валентные кварки в стенках пузырей АГ (§ 14) могут рассеивать за счет электромагнитного взаимодействия лептоны, поляризуя их. Оценим ширину стенок пузырей АГ, при которой эффективно рассеяние лептонов кварками. Размер лептонов весьма мал  $< 10^{-3}$  Фм [5, с. 243], т.е. следует учитывать сечение партон-партонного рассеяния в КГП  $\sigma_q \sim 3$  мбарн [10, с. 24]. При концентрации частиц в АГ ядерной плотности  $N \sim 1,6 \cdot 10^{38}$  см<sup>-3</sup> (17) концентрация кварков в КГП сравнимой температуры может быть выше в 2,5 раза (§ 2), т.е.  $N^* \approx 4 \cdot 10^{38}$  см<sup>-3</sup>. Длина свободного пробега частиц согласно (27):  $\ell = 1/N^* \sigma_q \approx 8$  Фм, что сравнимо с возможной шириной стенок пузырей 8 Фм при температуре распада КГП 10 ГэВ (§ 14), близкой к радиусу тяжелых ядер  $\sim 10$  Фм [6, с. 666], т.е. подобно ядрам тяжелых атомов, стенки пузырей АГ могут быть оптически толстыми по рассеянию релятивистских лептонов.

При пересечении стенок пузырей  $\tau$ -лептонами (участвующими в электромагнитном взаимодействии) могут возбуждаться колебания кварков, способствующие их рассеянию. Для

сравнения, при рассеянии на нуклонах и ядрах электронов и в сечении фотопоглощения  $\gamma$ -фотонов (переносчиков электромагнитного взаимодействия) с длиной волны, сравнимой с размером нуклона, проявляются 3 пика, отвечающие возбуждению  $\Delta$ -изобары (1,23 ГэВ) и двух резонансов 1,52 ГэВ и 1,68 ГэВ [6, с. 371].

Когда энергия рассеиваемого  $\gamma$ -кванта превышает 2 ГэВ, в энергетической зависимости сечения  $\sigma_\gamma(E)$  исчезает всякая структура. При дальнейшем росте энергии  $\gamma$ -квант взаимодействует с кварками нуклона [6, с. 371]. Поскольку в стенках пузырей АГ могут присутствовать не нуклоны, а обобществленные валентные кварки (§ 14), резонансное рассеяние ими  $\tau$ -лептонов с энергией 1,8 – 10 ГэВ (выше энергии резонансов) маловероятно.

Ширина стенок пузырей АГ может быть пропорциональна температуре распада КГП (§ 14). Эффективность рассеяния  $\tau$ -лептонов стенками пузырей:

$$\eta^* \approx d/\ell_0, \quad (13)$$

где  $d$  – ширина стенок пузырей;  $\ell_0$  – их оптическая толщина по рассеянию лептонов.

Согласно предыдущей оценке  $\ell_0 \sim 8$  Фм. При температуре распада КГП 10 ГэВ ширина стенок пузырей  $d \sim 8$  Фм (§ 14); параметр  $\eta^* \approx 1$ .

Если КГП распадается при температуре 1,8 ГэВ (сравнимой с энергией покоя  $\tau$ -лептонов)  $d \sim 1,4$  Фм; параметр  $\eta^* \approx 0,2$ .

Расчет степени поляризации тяжелых лептонов при рассеянии движущимся протяженным плоским возбужденным ядром – отдельная теоретическая задача. Рассмотрим модель, согласно которой степень поляризации  $\tau$ -лептонов при рассеянии стенками пузырей сравнима со степенью поляризации релятивистских нуклонов и электронов при рассеянии тяжелыми ядрами (при энергии частиц, сравнимой с их энергией покоя).

Степень поляризации  $\tau$ -лептонов при рассеянии стенками пузырей АГ:

$$P_\tau = P_e \eta^*, \quad (14)$$

где  $P_e$  – степень поляризации МэВ электронов;  $\eta^*$  – параметр оптической толщины по рассеянию лептонов.

При  $P_e = 0,4 - 0,5$  [9, с. 215];  $\eta^* \approx 0,2 - 1$  (13) в диапазоне 1,8 – 10 ГэВ, возможная *степень поляризации  $\tau$ -лептонов*  $P_\tau \approx 0,1 - 0,5$ .

Знак асимметрии рассеяния обусловлен как ориентацией спинов, так и скоростей (импульсов) частиц. В зависимости от направления движения стенок пузырей АГ скорости релятивистских частиц  $\sim c$  и стенок пузырей  $v$  суммируются, либо вычитаются с учетом правила сложения скоростей по Лоренцу. При скорости движения стенок пузырей АГ  $v \sim 0,4 c$  (§ 10) степень асимметрии по скорости движения стенок пузырей  $\Delta v \approx 0,4 c$ .

Напомним, степень поляризации релятивистских электронов с энергией 0,1 – 2 МэВ (сравнимой с  $m_e c^2 = 0,51$  МэВ) меняется в пределах  $\Delta P_e \sim 0,1$  [9, с. 215] при изменении скорости частиц  $\Delta v_e \approx 0,5 c$ . Асимметрия по скорости движения стенок пузырей  $\Delta v \approx 0,4 c$  может влиять на степень поляризации частиц сравнимым образом, т.е.  $\Delta P_\tau \sim 0,1$ .

Если концентрация лептонов в КГП и АГ сравнима, коэффициент сепарации  $\tau$ -лептонов и антилептонов на движущихся стенках пузырей АГ:

$$k_s \approx \Delta P_\tau P_\tau, \quad (15)$$

где  $\Delta P_\tau$  – степень поляризации  $\tau$ -лептонов;  $\Delta P_\tau$  – вклад в асимметрию фактора движения стенок пузырей.

При  $P_\tau \sim 0,1 - 0,5$  для энергии 1,8 – 10 ГэВ (14) и  $\Delta P_\tau \approx 0,1$  возможен *коэффициент сепарации  $\tau$ -лептонов и антилептонов*  $k_s \approx (1 - 5) \cdot 10^{-2}$ .

Если ориентации спина тяжелых лептонов и антилептонов противоположны (§ 4), поляризация  $\tau$ -лептонов при рассеянии эквивалентна сепарации частиц и античастиц. В области сепарации частиц и античастиц, обладающих противоположным электрическим зарядом, возникнет разность потенциалов, которую может компенсировать встречная диффузия более легких электронов и позитронов (в  $3,6 \cdot 10^3$  раз меньшей массой, чем  $\tau$ -лептоны).

## 8. Осцилляции нейтрино

Возможность превращения нейтрино одного сорта в другой предположил Б.М. Понтекоров (1957). Реализуемость резонансной конверсии нейтрино показана С.П. Михеевым и А.Ю. Смирновым (1985) с учетом результатов Вольфенштейна (эффект Михеева – Смирнова – Вольфенштейна) [5, с. 311]; [19], и затем подтверждена экспериментально [20]. Каждый из типов нейтрино ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ ) представим в виде суперпозиции трех состояний, чья взаимосвязь описывается углами смешивания [5, с. 312]; [9, с. 484] при рассеянии на компонентах среды, что приводит к появлению у волн нейтрино показателей преломления, а следовательно, к изменению их фазовых скоростей [9, с. 485].

По определению, осцилляции нейтрино – периодический во времени и пространстве процесс превращения частиц определенной совокупности друг в друга [9, с. 482]. Длина осцилляций – расстояние, на котором система возвращается к исходному состоянию [9, с. 484]. Условием осцилляции электронных нейтрино в мюонные является превышение плотности электронов в среде над мюонами [5, с. 311]. В наблюдаемом веществе концентрация электронов (стабильных частиц) доминирует над концентрацией мюонов (нестабильных частиц), т.е. возможны осцилляции  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ . Осцилляции электронных нейтрино в мюонные объясняют недостаток солнечных нейтрино. Так, наблюдаемый поток электронных нейтрино примерно в 3 раза меньше теоретически образуемого при ядерных реакциях в Солнце [9, с. 256].

Отношение сечений рассеяния на электронах у электронных и мюонных ГэВ нейтрино  $\sigma(\nu_{ee}) : \sigma(\nu_{\mu e}) \approx 6 : 1$  [9, с. 265], т.е. эффективность рассеяния на электронах мюонных нейтрино почти на порядок ниже, чем электронных нейтрино. Соответственно, возможны осцилляции нейтрино данных типов. Кроме того, предварительные результаты указывают на разницу в осцилляциях мюонных нейтрино ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ) и антинейтрино ( $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ ) в электронные [11]; [21]. Осцилляции мюонных нейтрино происходят медленнее, чем антинейтрино, что ряд коллабораций (MINOS, NOvA и T2K) связывают с разницей масс нейтрино  $\Delta m^2 = (2,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$ .

Следует учесть, что задержка осцилляции мюонных нейтрино относительно антинейтрино наблюдается в условиях рассеяния веществом в отсутствие антивещества. Сечения взаимодействия нейтрино и антинейтрино на мишенях (частицах) не равны из-за нарушения четности при слабых взаимодействиях и поляризации самих нейтрино [9, с. 264]. В области  $>1$  ГэВ отношение сечений неупругого взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклонами и электронами  $\sigma_{\bar{\nu}}/\sigma_{\nu} \sim 1/2$  [9, с. 265]. Вероятность взаимодействия мюонных антинейтрино с нуклонами и электронами меньше, чем для нейтрино, что для данных частиц эквивалентно разной плотности среды.

Согласно ТГВ при температуре  $\sim 1$  ГэВ присутствовали как электроны и мюоны, так и соответствующие им сорта нейтрино, а также их античастицы [7, с. 518], т.е. в период распада КГП концентрации нейтрино и антинейтрино всех сортов могли быть сравнимы, равно как и концентрации рассеивающих их электронов и мюонов и их античастиц. Тем самым, *влияние осцилляций нейтрино на барионную асимметрию в горячей Вселенной возможно лишь в рамках флуктуаций в микроскопических масштабах.*

Рассмотрим осцилляции нейтрино  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ . Конверсия нейтрино в веществе обусловлена рефракцией – их упругим рассеянием в среде, которое приводит к появлению у волн нейтрино показателей преломления. Среда влияет на эволюцию смешивания нейтрино (осцилляции  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ), если показатели преломления  $n_e$  и  $n_\mu$  различны. Это влияние определяется длиной рефракции  $l_0$  – расстоянием, на котором дополнительная разность фаз между волнами  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ , возникающая вследствие рассеяния, становится равной  $2\pi$ . Для  $\nu_e - \nu_\mu$  системы различие  $n_e$  и  $n_\mu$  возникает из-за рассеяния на электронах за счет заряженных токов [5, с. 311]. В резонансе длина осцилляции (длина Вольфенштейна)  $l_\nu$ , как собственный период системы, соответствует периоду, характеризующему внешнюю среду [5, с. 312].

Длина рефракции нейтрино, сравнимая с длиной осцилляции при резонансной плотности:

$$l_0 = \pi\sqrt{2}/GF*N_e, \quad (16)$$

где  $G_F^*$  – константа Ферми;  $N_e$  – концентрация электронов [5, с. 311].

В соотношении (16) используется константа Ферми в виде  $G_F^* = G_F/\hbar c$ , имеющем размерность квадрата длины. Экспериментальное значение  $G_F \approx 10^{-49}$  эрг·см<sup>3</sup> (в ГэВ области) [5, с. 553]. Константа  $G_F^* \approx 10^{-33}$  см<sup>2</sup> соотносится с электромагнитным радиусом нейтрино  $r_{эм}^2 \approx 10^{-33}$  см<sup>2</sup> в теории Вайнберга – Глэшоу – Салама [9, с. 265].

Концентрация электронов в АГ сравнима с концентрацией нуклонов:

$$N = \rho/m_p, \quad (17)$$

где  $m_p$  – масса протона.

При плотности АГ, близкой к плотности атомных ядер  $\rho_0 \sim 2,8 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> [9, с. 280] (§ 2) концентрация частиц  $N \approx 1,8 \cdot 10^{38}$  см<sup>-3</sup>, что соответствует плотности безграничной ядерной жидкости (содержащей нуклоны)  $\rho_0 \sim 0,16$  частиц/Фм<sup>3</sup> [6, с. 855].

Согласно (16) в АГ ядерной плотности, образуемой при распаде КГП, длина рефракции (рассеяния) нейтрино  $l_0 \approx 1$  мкм (при условии, что среда имеет резонансную плотность).

Оценим резонансную плотность для резонансной конверсии нейтрино:

$$\rho_R = \Delta m^2 c^4 m_p / 2\sqrt{2} G_F E \nu, \quad (18)$$

где  $\Delta m^2$  – квадрат разницы масс нейтрино [5, с. 312].

При  $\Delta m^2 = (2,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup> для ГэВ нейтрино *резонансная плотность*  $\rho_R \approx 10^{-5}$  г/см<sup>3</sup>, что сравнимо с плотностью нижних слоев солнечной фотосферы (где реализуемы осцилляции солнечных нейтрино).

Ядерная плотность  $2,8 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> почти на 20 порядков выше оценки (18). Резонансная плотность повышает эффективность осцилляций на 3 порядка [5, с. 312], т.е. *длина рефракции нейтрино*  $l_0 \approx 1$  мм в среде с не резонансной плотностью сравнима с длиной свободного пробега ГэВ нейтрино  $l_\nu \approx 1$  мм (27).

Согласно ТГВ мюоны и электроны, а также их античастицы в ГэВ плазме находятся в равновесии [7, с. 518], из чего следует ограничение для *длины осцилляции нейтрино*  $l_\nu \gg l_0$ , т.е. в ГэВ плазме ядерной плотности  $l_\nu \gg 1$  мм.

Кроме того, резонансная конверсия нейтрино реализуема в среде с монотонно изменяющейся плотностью [5, с. 311]. Так, например в пределах фотосферы Солнца шириной 300 км плотность газа падает на 6 порядков [5, с. 592]. Плотность горячей Вселенной в процессе расширения слабо меняется, снижаясь по закону  $\rho \sim 1/t^2$  (§ 2). Предполагаемое время распада КГП  $t_0 \sim 10^{-11}$  с [3] на 7 порядков меньше возраста Вселенной ядерной плотности  $t_\nu \approx 5 \cdot 10^{-5}$  с (§ 2), т.е. плотность плазмы может меняться незначительно.

Осцилляции нейтрино эффективны, если длина осцилляции  $l_\nu$  сравнима с пробегом нейтрино за период распада КГП  $L$ , длиной свободного пробега  $l_\nu$  и радиусом пузырей АГ  $r$ :

$$l_\nu \approx L \approx l_\nu \approx r. \quad (19)$$

Оцененная ранее длина осцилляции нейтрино  $l_\nu \gg l_\nu$  не удовлетворяет критерию  $L \approx l_\nu$  (19). Кроме того, в зависимости от температуры ФП, за время распада КГП не все нейтрино могут успеть рассеяться (§ 11). Тем самым в масштабах пузырей АГ, образующихся при распаде КГП в ранней Вселенной, осцилляции нейтрино не могут быть заметно выражены.

В растущих пузырях АГ флуктуирующего радиуса в условиях хаотичного движения частиц фаза осцилляций нейтрино может носить не закономерный, а вероятностный характер. В данных условиях в КГП в микромасштабе может реализоваться как избыток  $\nu_\mu$ , так и избыток  $\tilde{\nu}_\mu$ . При этом в различных объемах КГП может возникать В-асимметрия различного знака. В процессе усреднения случайного распределения фаз осцилляции нейтрино, локальные флуктуации нивелируются, т.е. не могут влиять на барионную асимметрию.

Оценим степень влияния осцилляции нейтрино на барионную асимметрию при распаде КГП. Предположим, что за счет флуктуаций в некоторых пузырях АГ, образующихся при распаде КГП, происходит задержка осцилляции мюонных нейтрино ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ) к антинейтрино ( $\tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\nu}_e$ ), сопряженная с избытком  $\nu_\mu$  над  $\tilde{\nu}_\mu$ . При этом в других пузырях может происходить задержка осцилляции электронных нейтрино ( $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ ) к антинейтрино ( $\tilde{\nu}_e \rightarrow \tilde{\nu}_\mu$ ), что сопряжено с избытком  $\tilde{\nu}_\mu$  над  $\nu_\mu$ .

Вероятность того, что в  $N_0$  пузырях АГ за счет случайных отклонений (флуктуаций) вещество преобладает над антивеществом  $p = 1/N_0!$  Оценим число пузырей АГ радиусом  $r$ , образующихся в пределах горизонта ранней Вселенной радиусом  $R = ct_b$  эпоху распада КГП:

$$N_0 \approx (ct_b/r)^3, \quad (20)$$

где  $t_b$  – возраст ранней Вселенной.

При  $t_b \sim 5 \cdot 10^{-5}$  с (§ 2),  $r \sim 0,1$  мм при времени распада КГП  $\sim 10^{-12}$  с (§ 12) число пузырей  $N_0 \approx 10^{26}$ , что является весьма значительной выборкой, фактически исключающей образование наблюдаемой В-асимметрии за счет флуктуаций в микро-пузырях.

Для сравнения, при  $r \sim 1$  мм при времени распада КГП  $\sim 10^{-11}$  с (§ 12) число пузырей  $N_0 \approx 10^{23}$ . В обоих случаях возникновение В-асимметрии за счет осцилляции нейтрино при распаде КГП в ранней Вселенной не является вероятным.

## 9. Осцилляции кварков

По определению, осцилляции элементарных частиц – процесс превращения частиц определенной совокупности друг в друга путем смешивания [9, сс. 482-483]. Слабое взаимодействие (присущее нейтрино) превращает кварки одного типа в кварки других типов. Полный слабый заряженный ток (согласно  $V - A$  теории слабого взаимодействия) является суммой лептонного и кваркового токов. При этом слабый заряженный ток меняет заряд частиц и тип кварка [5, сс. 553-554].

В нейтринных реакциях на ядрах водорода и более тяжелых элементов наблюдаются элементарные процессы, сводимые к переходам кварк – кварк со сменой типа  $q_i \rightarrow q_j$  без изменения барионного числа ( $\Delta B = 0$ ):

$$d + \nu_\mu \rightarrow u + \mu^-, \quad (21)$$

где  $u, d$  – кварки;  $\nu_\mu$  – мюонное нейтрино;  $\mu^-$  – мюон.

$$u + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow d + \mu^+, \quad (22)$$

где  $\tilde{\nu}_\mu$  – мюонное антинейтрино;  $\mu^+$  – антимюон [9, с. 233].

Элементарный процесс (21) соответствует реакции  $n + \nu_\mu \rightarrow p + \mu^-$  (превращение нейтрона в протон); процесс (22) – реакции  $p + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow n + \mu^+$  (превращение протона в нейтрон).

В атомных ядрах тяжелее водорода наблюдаются переходы кварк – антикварк  $q_i \rightarrow \tilde{q}_j$  со сменой типа и изменением барионного числа ( $\Delta B \neq 0$ ):

$$d + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{u} + \mu^+, \quad (23)$$

где  $\tilde{u}$  – антикварк [9, с. 233].

Реакции (21 – 23) вызваны слабым взаимодействием заряженных токов: лептонного ( $\mu\nu_\mu$ ) и кваркового ( $ud$ ) [9, с. 233]. При этом в реакциях (21) и (22) сохраняется лептонное число (лептоны  $\nu_\mu$  и  $\mu^-$  – частицы;  $\tilde{\nu}_\mu$  и  $\mu^+$  – античастицы) и барионный заряд кварков ( $\Delta B = 0$ ). Также не изменяется суммарный электрический заряд пар частиц  $\Delta e = 0$ . Так, у  $d$ -кварка заряд  $-1/3$ ; у  $u$ -кварка  $2/3$  [6, с. 603]; у мюона  $\mu^-$  заряд  $-1$ ; у антимюона  $\mu^+$  заряд  $1$ .

В реакции (23) сохраняется лептонное число, однако меняется барионный заряд кварков  $\Delta B = -2/3$ . Суммарный электрический заряд пар частиц меняется на противоположный с  $-1/3$  на  $1/3$  при  $\Delta e = 2/3$ . Так,  $\tilde{u}$ -кварк имеет заряд  $-2/3$  [6, с. 603]. Напомним, что слабое взаимодействие не инвариантно относительно зарядового сопряжения ( $C$ -нарушение) [7, с. 119].

По аналогии с реакцией (23), учитывая наблюдаемые закономерности в переходах кварков с участием нейтрино, в КГП (где кварки не связаны конфайнментом) возможны переходы  $\tilde{d} \rightarrow u$  (с  $C$ -нарушением):

$$\tilde{d} + \nu_\mu \rightarrow u + \mu^-, \quad (24)$$

где  $\tilde{d}$  – антикварк.

Процесс (24) сохраняет лептонное число, но меняет барионный заряд кварков:  $\Delta B = 2/3$ . Суммарный электрический заряд пар частиц в реакции меняется с  $1/3$  на  $-1/3$  при  $\Delta e = -2/3$ . Так,  $\tilde{d}$ -кварк имеет заряд  $1/3$ ;  $u$ -кварк  $2/3$  [6, с. 603]; у мюона  $\mu^-$  заряд  $-1$ .

Если при переходах  $\tilde{d} \rightarrow u$  (24) суммарный электрический заряд пар частиц, участвующих в реакции, меняется на  $\Delta e = -2/3$ , поддержание электрической нейтральности КГП возможно



за счет двух процессов. Во-первых, путем диффузии образующихся в ходе реакции (24) мюонов  $\mu^-$  из КГП в АГ. Так, мюоны не участвуют в сильном взаимодействии и тормозятся за счет электромагнитного взаимодействия. Потери на тормозное излучение мюонов ( $m_\mu = 105$  МэВ) намного меньше, чем у электронов ( $m_e = 0,51$  МэВ), благодаря чему они обладают более высокой проникающей способностью в сравнении с электронами [9, с. 233] (§ 6).

Во-вторых, поддержание электрической нейтральности КГП может обеспечить переход  $\tilde{u} \rightarrow d$  (с С-нарушением), сходный с переходом  $\tilde{d} \rightarrow u$  (24):

$$\tilde{u} + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow d + \mu^+. \quad (25)$$

Реакция (25) меняет барионный заряд кварков на  $\Delta B = 2/3$ . При этом суммарный электрический заряд частиц, участвующих в реакции, меняется с  $-2/3$  на  $2/3$  при  $\Delta e = 4/3$ . Напомним, заряд  $\tilde{u}$ -кварка  $-2/3$ ;  $d$ -кварка  $-1/3$ ; у антимюона  $\mu^+$  заряд  $+1$ .

Реакция (25) предполагает вдвое большее изменение электрического заряда  $\Delta e = 4/3$ , чем реакция (24)  $\Delta e = -2/3$ . Электрическая нейтральность КГП сохранится при условии, что на два перехода  $2(\tilde{d} \rightarrow u)$  (24) приходится один переход  $\tilde{u} \rightarrow d$  (25). Учитывая кварковую структуру нуклонов: нейтрона ( $udd$ ) и протона ( $uud$ ) [6, с. 604], переходы  $2\tilde{d} \rightarrow 2u$  и  $\tilde{u} \rightarrow d$  в КГП – эквивалент осцилляции  $\tilde{n} \rightarrow p$  ( $\Delta B = 2$ ). При распаде КГП в АГ переходы (24) и (25) могут закрепляться в виде необратимой реакции  $(\tilde{u}\tilde{d}\tilde{d}) \rightarrow p$ , что предполагает исходный избыток  $\nu_\mu$ , приводящий к итоговому избытку  $\mu^-$ .

Симметрия ( $\nu_\mu \tilde{\nu}_\mu$ ) и ( $\mu^- \mu^+$ ) сохранится в условиях существования двух фаз, если параллельно с переходами  $2\tilde{d} \rightarrow 2u$  и  $\tilde{u} \rightarrow d$  в КГП, в АГ протекает реакция для античастиц  $\tilde{n} \rightarrow \tilde{p}$ :

$$\tilde{n} + \tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{p} + \mu^+, \quad (26)$$

где  $\tilde{p}$  – антипротон;  $\tilde{n}$  – антинейтрон.

Реакция (26) не меняет барионный заряд  $\Delta B = 0$ , как и суммарный электрический заряд пар частиц  $\Delta e = 0$  в АГ. Данная реакция для античастиц симметрична реакции ядерного захвата  $p + \mu^- \rightarrow \nu_\mu + n$ , сводимая к переходу кварков  $u \rightarrow d$  внутри нуклона [9, с. 233]. Учитывая кварковое строение антинейтрона ( $\tilde{u}\tilde{d}\tilde{d}$ ) и антипротона ( $\tilde{u}\tilde{u}\tilde{d}$ ) [6, с. 604], осцилляция  $\tilde{n} \rightarrow \tilde{p}$  предполагает осцилляцию кварков  $\tilde{d} \rightarrow \tilde{u}$  внутри антинуклона.

Помимо нуклонов в АГ присутствуют мезоны (в КГП мезоны плавятся). У мезонов целочисленный спин [9, с. 93], т.е. они относятся к бозонам. Мезоны не могут подвергаться сепарации на движущихся стенках пузырей новой фазы по механизму, предложенному в работе [8], т.к. он реализуем для фермионов. Нейтральные мезоны подвержены осцилляциям, включая  $K$ -мезоны ( $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ ) [9, с. 482], а также  $V$ - и  $D$ -мезоны [9, с. 483]. Вместе с тем, согласно кварковой структуре адронов мезоны содержат кварк и антикварк ( $q\bar{q}$ ) [9, с. 93], которые осциллируют в симметричную структуру ( $\tilde{q}\tilde{q}$ ) без  $V$ -нарушения, т.е. *осцилляции мезонов не могут приводить к барионной асимметрии*.

## 10. Взаимодействие нейтрино с веществом

При ядерной плотности плазмы актуально рассмотрение лептонов, обладающих высокой проникающей способностью, к которым относятся тяжелые лептоны (§ 6) и нейтрино. Источником  $V$ -асимметрии, возникающей при распаде КГП, могут быть переходы антикварк – кварк с участием мюонных нейтрино (§ 9), которые образует распад тяжелых лептонов с участием слабых взаимодействий за время  $10^{-8} - 10^{-12}$  при температуре  $0,1 - 10$  ГэВ (§ 13).

Нейтрино взаимодействуют с нуклонами, кварками и лептонами [9, с. 263]. Длина свободного пробега нейтрино:

$$\ell_\nu \approx 1/N\sigma_\nu, \quad (27)$$

где  $N$  – концентрация рассеивающих частиц;  $\sigma_\nu$  – сечение рассеяния нейтрино.

Концентрация частиц определяется их массой  $m$  (нуклонов) и плотностью среды  $\rho$  (17), так что формула (27) представима в виде:

$$\ell_\nu \approx m\rho/\rho\sigma_\nu. \quad (28)$$

Сечение слабых процессов при высоких энергиях ( $\sqrt{s} \gg mfc^2$ ) растет с ростом энергии:

$$\sigma_c \sim GF^2(s - m^2c^4)^2/\pi s \approx GF^2s, \quad (29)$$

где  $m_f$  – масса мишени;  $s$  – квадрат энергии в системе центра инерции [6, с. 598]; [9, с. 263].

Согласно зависимости (29) в диапазоне температур 1 – 100 ГэВ сечение рассеяния нейтрино на частицах пропорционально их энергии, а не массе, т.е. в системе центра инерции следует оценивать не массу кварков в КГП, а их энергию.

Из зависимости (29) следует, что при сравнимой температуре КГП и АГ в условиях сравнимой концентрации рассеивающих центров в КГП (кварков и лептонов) и АГ (адронов и лептонов) (§ 2) длины свободного пробега нейтрино в АГ  $\ell_{\nu a}$  и КГП  $\ell_{\nu q}$  также сравнимы.

При  $E_\nu \gg mfc^2$  до  $E_\nu < mwc^2$  ( $m_w$  – порог рождения  $W$ - и  $Z^0$ -бозонов) сечение рассеяния нейтрино пропорционально массе частиц мишени:

$$\sigma_\nu \sim 2GF^2mfE_\nu/\pi, \quad (30)$$

где  $E_\nu$  – энергия нейтрино [9, с. 263].

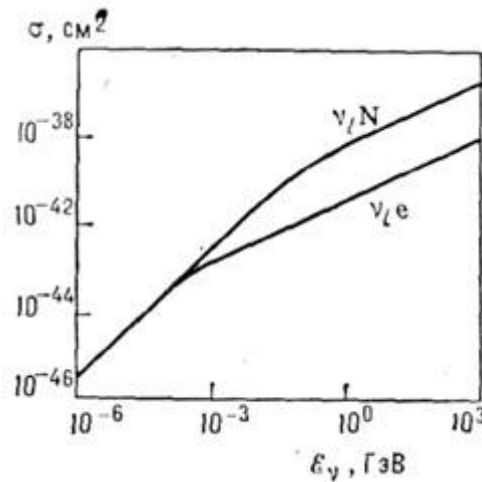
Формула (30) применима при энергии нейтрино  $E_\nu < 100$  ГэВ, когда нуклоны массой  $m_f = m_p \sim 1$  ГэВ выступают в качестве мишени.

При  $E_\nu \ll mfc^2$  сечение рассеяния нейтрино пропорционально квадрату их энергии [9, с. 263]:

$$\sigma_\nu \sim 4GF^2E_\nu^2/\pi. \quad (31)$$

Сечение взаимодействия нейтрино с нуклонами (мишени) в диапазоне 0,1 – 10 ГэВ составляет  $\sigma_\nu \sim 10^{-39} - 10^{-37}$  см<sup>2</sup> (Рис. 1) [9, с. 263]. Для сравнения, сечение рассеяния нейтрино на электронах (мишени) меньше в  $m_p/m_e \sim 2000$  раз.

В АГ и КГП частицы не покоятся, т.е. следует учитывать их энергию. Например, при температуре  $\sim 10$  ГэВ сечение рассеяния нейтрино следует оценивать в системе центра инерции на основе формулы (29).



**Рис. 1.** Зависимости сечений рассеяния нейтрино на нуклонах и электронах от энергии.

Оценим температуру распада КГП в горячей Вселенной, при которой возможны переходы антикварк – кварк с участием нейтрино (за период, сравнимый с временем слабых взаимодействий) исходя из длины свободного пробега нейтрино и расстояния, проходимого ими за период распада КГП (время ФП).

Расстояние, проходимое нейтрино за период распада КГП:

$$L = ct_0, \quad (32)$$

где  $t_0$  – длительность фазового перехода.

Предполагаемое время распада КГП в горячей Вселенной  $t_0 \sim 10^{-11}$  с [3]. За это время согласно (32) в среде ядерной плотности нейтрино пройдет расстояние  $L \approx 3$  мм.

Взаимодействие нейтрино со средой эффективно, когда их длина свободного пробега  $\ell_\nu$  сравнима с пробегом частиц за время ФП:

$$\ell_\nu \approx L. \quad (33)$$

Из критерия (33), эффективно обеспечивающего В-нарушение в КГП, с учетом зависимостей (28) и (32) следует оценка сечения взаимодействия нейтрино с нуклонами:

$$\sigma_v \approx mp/\rho c t_0. \quad (34)$$

Процесс взаимодействия нейтрино с КГП максимально эффективен, когда длина свободного пробега нейтрино сравнима с радиусом пузырей АГ. При взаимодействии нейтрино с веществом В-нарушение максимально при параметре  $\eta \sim 1$ , характеризующем эффективность взаимодействия нейтрино с кварками в КГП (§ 11), при условии:

$$r \approx \ell_v, \quad (35)$$

где  $r$  – радиус пузырей адронного газа.

Радиус пузырей АГ:

$$r = v t_0, \quad (36)$$

где  $v$  – скорость расширения пузырей новой фазы.

С учетом (35) и (36) критерий (34) представим в виде:

$$\sigma_v \approx mp/\rho v t_0. \quad (37)$$

Предполагаемое время распада КГП в горячей Вселенной  $t_0 \sim 10^{-11}$  с [3]. Плотность КГП может быть сравнима с ядерной плотностью  $\rho_0 \sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> (§ 2). Сечение рассеяния нейтрино на нуклонах согласно (37)  $\sigma_v \approx 10^{-37}$  см<sup>2</sup>, что соответствует сечению рассеяния на нуклонах (мишени) нейтрино с энергией  $\sim 10$  ГэВ [9, с. 263] (Рис. 1).

Напомним, что при энергии  $E_v \sim 10$  ГэВ сечение нейтрино определяет зависимость (29), т.е.  $\sigma_v' = \sigma_v E_v / m f c^2 \approx 10 \sigma_v$  при  $m f \approx 1$  ГэВ, что соответствует  $\sigma_v' \approx 10^{-36}$  см<sup>2</sup>. С учетом зависимости  $\sigma_v \sim 1/t_0$  (37) данный параметр соответствует критерию (34) при *оптимальном времени ФП*  $t_0 \sim 10^{-12}$  с, сравнимом с временем слабых взаимодействий при данной температуре  $t_c \sim 10^{-12}$  с (§ 13). Так, барионная асимметрия реализуема при ФП в ранней Вселенной, если время ФП сравнимо с временем слабых взаимодействий (с сильным CP-нарушением) [2].

Данная оценка оптимальной длительности ФП  $\sim 10^{-12}$  с (при 10 ГэВ) на порядок меньше предполагаемого времени распада КГП в горячей Вселенной  $\sim 10^{-11}$  с [3]. Поскольку наши оценки  $\sigma_v \sim 10^{-36}$  см<sup>2</sup> и  $t_0 \sim 10^{-12}$  с, соответствующие условиям достижения максимальной В-асимметрии, рассчитаны с учетом экспериментальных данных, будем использовать их в качестве реперных величин в дальнейших расчетах.

Оценим радиус пузырей АГ, образующихся при распаде КГП. При электрослабом переходе в горячей Вселенной скорость движения стенок пузырей новой фазы, расширяющихся по типу слабого горения  $v \sim 0,4$  с [2, с. 515]. Скорость движения стенок пузырей АГ может быть сравнима. При  $t_0 \sim 10^{-12}$  с по предыдущей оценке, согласно (36) *радиус пузырей*  $r \approx 0,1$  мм.

Подобный размер не превышает масштаб  $\leq 1$  мм, в котором наблюдаются макроскопические квантовые эффекты [9, с. 30]. Для сравнения, пузыри новой фазы, образуемые при электрослабом ФП при  $\sim 100$  ГэВ, рассматриваются как микроскопические объекты [2, с. 515]. Тем самым, данная оценка радиуса пузырей АГ имеет физический смысл.

При  $\sigma_v \sim 10^{-36}$  см<sup>2</sup> (при температуре  $T \sim 10$  ГэВ) длина свободного пробега нейтрино в плазме ядерной плотности согласно (27)  $\ell_v \approx 0,1$  мм, что сравнимо пробегом нейтрино  $L \approx 0,3$  мм (32), а также с радиусом пузырей АГ  $r \approx 0,1$  мм (36) за время распада КГП  $\sim 10^{-12}$  с.

Если КГП распадается при температуре рождения  $\tau$ -лептонов  $T^* \sim 1,8$  ГэВ (Табл. 1), согласно зависимостям (29) и (31) сечение рассеяния нейтрино  $\sigma_v^* = \sigma_v (T^*/T)^2 \approx 3 \cdot 10^{-38}$  см<sup>2</sup> при  $\ell_v \approx 3$  мм.

Для сравнения, если КГП распадается при температуре  $T' \sim 0,2$  ГэВ (§ 2), меньшей энергии покоя нуклонов  $\sim 1$  ГэВ, сечение рассеяния нейтрино  $\sigma_v' = \sigma_v (T'/T)^2 \approx 4 \cdot 10^{-40}$  см<sup>2</sup> (Рис. 1.) Длина свободного пробега нейтрино согласно (27) может достигать  $\ell_v \approx 20$  см.

## 11. Эффективность вклада $\tau$ -лептонов и нейтрино в барионную асимметрию

Эффективность вклада  $\tau$ -лептонов и нейтрино в барионную асимметрию в период распада КГП ядерной плотности обусловлена их проникающей способностью. Так, время торможе-

ния  $\tau$ -лептонов ограничено их времени жизни  $D\tau/c = \tau$  (§ 6). Эффективность взаимодействия нейтрино с веществом обусловлена их длиной свободного пробега  $\ell_v$  и временем распада КГП, ограничивающим радиус пузырей АГ (§ 10). При этом время ФП  $t_0 \geq 3\tau$  ограничивает время жизни  $\tau$ -лептонов (§ 12), которые порождают мюонные нейтрино, рассеивающиеся на антикварках в КГП, осциллирующих в кварки (§ 9). В общем случае миграция  $\tau$ -лептонов и нейтрино разнонаправлена, т.е. средний радиус пузырей АГ  $r \approx (D\tau^2 + \ell_v^2)^{1/2} + v\tau$ .

Эффективность вклада  $\tau$ -лептонов и нейтрино в барионную асимметрию отражает параметр  $\eta$  в двух разновидностях. С учетом отношения объема поверхностного слоя шириной  $d$  и объема пузыря АГ  $V_s/V \approx 3d/r$  (49) эффективность рассеяния нейтрино отражает параметр:

$$\eta_v \approx r/\ell_v, \quad (38)$$

где  $r$  – радиус пузырей новой фазы;  $\ell_v$  – длина свободного пробега нейтрино.

Если  $\ell_v > r$ , время ФП  $t_0 < \ell_v/c$  мало для рассеивания большинства нейтрино, при  $\eta_v < 1$ .

При  $\ell_v \leq r$  за время ФП  $t_0 \geq \ell_v/c$  все нейтрино рассеются, т.е. параметр  $\eta_v = 1$ .

Длина миграции  $\tau$ -лептонов (проходящих сепарацию на стенках пузырей АГ) ограничена их временем жизни (§ 6). Максимальный вклад  $\tau$ -лептонов в барионную асимметрию:

$$\eta_\tau \approx D\tau/r, \quad (39)$$

где  $D\tau$  – пробег  $\tau$ -лептонов за время их жизни.

Если  $D\tau < r$ , что реализуемо при времени ФП  $t_0 > 3\tau$  (§ 12), лишь часть  $\tau$ -лептонов перейдет из одной фазы в другую, в то время часть частиц распадется до сепарации, чему соответствует параметр  $\eta_\tau < 1$ .

При  $D\tau \geq r$  все  $\tau$ -лептоны за время их жизни перейдут из одной фазы в другую, т.е.  $\eta_\tau = 1$ .

Эффективность вклада нейтрино и  $\tau$ -лептонов отражает интегральный параметр:

$$\eta = \eta_v \eta_\tau. \quad (40)$$

С учетом (38) и (39) интегральный параметр (40) представим в виде:

$$\eta \approx D\tau/\ell_v. \quad (41)$$

Согласно (41) на барионную асимметрию влияет соотношение проникающих способностей  $\tau$ -лептонов и нейтрино. При этом оптимальным ( $\eta = 1$ ) является соотношение  $D\tau = \ell_v$ .

С учетом  $\ell_v = m\rho/\rho\sigma_v$  (28) и  $D\tau = c\tau$  (§ 6) соотношение (41) представимо в виде:

$$\eta \approx c\rho\sigma_v\tau/m\rho, \quad (42)$$

где  $\tau$  – время жизни  $\tau$ -лептонов.

Заметим, что соотношение (42) зависит не от времени ФП  $t_0$ , а от времени жизни  $\tau$ -лептонов и сечения рассеяния нейтрино, т.е. температуры ФП:  $\sigma_v \sim T^2$  (§ 10). Например, при  $\tau = 3 \cdot 10^{-13}$  с [6, с. 599];  $\rho_0 \sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>;  $\sigma_v \sim 10^{-36}$  см<sup>2</sup> при температуре распада КГП  $\sim 10$  ГэВ (§ 10), параметр  $\eta \approx 1$ .

Если КГП распадается при  $\sim 1,8$  ГэВ при  $\sigma_v \sim 3 \cdot 10^{-38}$  см<sup>2</sup> (§ 10) параметр  $\eta \approx 3 \cdot 10^{-2}$ .

Учитывая ограничение для  $\eta_v \leq 1$  (38), формула (42) имеет границы применимости, обусловленные временем ФП  $t_0 \leq \ell_v/c$ . С учетом  $\ell_v = m/\rho\sigma_v$  (28) ограничение времени ФП для применимости данной оценки  $\eta$ :

$$t_0 \leq m\rho/c\rho\sigma_v. \quad (43)$$

Диапазону температур ФП 1,8 – 10 ГэВ соответствует сечение рассеяния нейтрино  $\sigma_v \sim 3 \cdot 10^{-38} - 10^{-36}$  см<sup>2</sup> (§ 10) при диапазоне  $t_0 \approx 10^{-12} - 3 \cdot 10^{-10}$  с.

При большей длительности ФП  $t_0 > 3 \cdot 10^{-10}$  с, по-видимому завышенной (§ 12), теоретически реализуем вариант  $\ell_v \ll r$  при  $\eta_v = 1$ , а также  $D\tau \ll r$  при  $\eta_\tau \ll 1$ . В данном частном случае интегральный параметр  $\eta$  (40) сводится к упрощенному виду  $\eta = \eta_\tau$ .

## 12. Время распада кварк-глюонной плазмы в горячей Вселенной

Предполагаемое время распада КГП в ранней Вселенной  $t_0 \sim 10^{-11}$  с [3] сравнимо с временем слабых взаимодействий  $t_c \geq 10^{-12}$  с [6, с. 598], для которых характерно CP-нарушение, являющееся одним из условий В-асимметрии. Максимальная В-асимметрия, достижимая при распаде КГП  $\sim 10^{-5}$  (§ 15), реализуема при оптимальном времени ФП  $t_0 \sim 10^{-12}$  с (§ 10).

В-нарушение с участием нейтрино возможно, если время распада КГП в горячей Вселенной минимум втрое превышает время слабых взаимодействий  $t_0 \geq 3t_c$ . Во-первых, нейтрино образуются за время слабых взаимодействий, определяющее время распада порождающих их  $\tau$ -лептонов  $t_c = \tau_\tau$  (§ 13). Во-вторых, время слабых взаимодействий определяет время нейтринных реакций с кварками в КГП (§ 9). В-третьих, время миграции лептонов в КГП должно быть сравнимо с временем протекания нейтринных реакций с кварками, обусловленных слабым взаимодействием (§ 4).

Критерий  $\eta_\tau \approx D\tau/r$  (39) при  $\eta_\tau = 1$  с учетом  $r = vt_0$  (36) и  $D\tau = c\tau_\tau$  (§ 6) сводится к виду:

$$t_0 \approx c\tau_\tau/v. \quad (44)$$

При  $v \sim 0,4 c$  (§ 10) длительность ФП  $t_0 \approx 3\tau_\tau$ .

Критерий (44) накладывает ограничение на длительность ФП. В общем случае  $t_0 \geq 3\tau_\tau$  при параметре  $\eta_\tau \leq 1$  (§ 11). Время жизни  $\tau$ -лептонов  $t_\tau \sim 3 \cdot 10^{-13}$  с соответствует времени слабых распадов  $10^{-13} - 10^{-12}$  с при  $\geq 1$  ГэВ (§ 13), что ограничит длительность ФП  $t_0 \geq 10^{-12}$  с.

Температура ФП 1,8 ГэВ – 10 ГэВ (§ 10) ограничивает  $t_0 \leq 10^{-12} - 3 \cdot 10^{-10}$  с (§ 11). Данный диапазон включает предполагаемое время распада КГП в ранней Вселенной  $\sim 10^{-11}$  с [3].

При времени распада КГП  $t_0 \sim 10^{-12} - 10^{-11}$  с радиус пузырей АГ  $r = vt_0 \approx 0,1 - 1$  мм. Данные оценки  $r$  не превышают масштаб реализации макроскопических квантовых эффектов  $\leq 1$  мм [9, с. 30], т.е. соответствующим им оценки времени ФП  $t_0 \sim 10^{-12} - 10^{-11}$  с представляются реалистичными. Напомним, что сепарация частиц и античастиц в ранней Вселенной допускается в микромасштабе [7, с. 178]. Например, пузыри новой фазы, которые могут образовываться при электрослабом ФП в ранней Вселенной при температуре 100 ГэВ, рассматриваются в качестве микроскопических объектов [2, с. 515] (§ 10).

Для сравнения, ограничение времени ФП для применимости оценки (42)  $t_0 \sim 3 \cdot 10^{-10}$  с (§ 11) соответствует радиусу пузырей АГ  $r \sim 3$  см, выходящему за рамки микромасштаба, т.е. подобная оценка времени распада КГП в ранней Вселенной представляется завышенной.

### 13. Длительность слабых взаимодействий

Если В-нарушение происходит с участием нейтрино (§ 9), актуален критерий, соотносящий время жизни порождающих их частиц (определяемое временем слабых взаимодействий) с длительностью ФП (§ 12) и возрастом ранней Вселенной, из чего следует критерий:

$$3t_c \leq t_0 < t_b, \quad (45)$$

где  $t_c$  – время слабых взаимодействий;  $t_0$  – длительность фазового перехода;  $t_b$  – возраст горячей Вселенной.

Возраст Вселенной ядерной плотности  $t_b \sim 5 \cdot 10^{-5}$  с (§ 2) на несколько порядков больше характерного времени слабых взаимодействий  $t_c \sim 10^{-10}$  с (при  $\sim 1$  ГэВ) [5, с. 552]; [6, с. 598]. Интенсивность слабых взаимодействий с ростом температуры резко возрастает, так что время слабых распадов падает с  $\sim 10^{-8}$  с до  $10^{-12}$  с [6, с. 598]. Например, у  $K^\pm$ -мезонов массой 0,5 ГэВ время распада  $t_K = 1,2 \cdot 10^{-8}$  с;  $\tau^\pm$ -лептоны массой 1,8 ГэВ распадаются за  $t_\tau = 3 \cdot 10^{-13}$  с [6, с. 599] (табл. 1).

Таблица 1

#### Соответствие слабых распадов параметрам распада кварк-глюонной плазмы

Источники нейтрино	Время жизни частиц, с	Энергия покоя частиц, МэВ	Температура ФП	Время ФП
$\mu^\pm$ -мюоны	$2,2 \cdot 10^{-6}$	105	$\sim 0,2$ ГэВ	$\geq 10^{-8}$ с
$\pi^\pm$ -мезоны	$2,6 \cdot 10^{-8}$	150		
$K^\pm$ -мезоны	$1,2 \cdot 10^{-8}$	494	$< 1$ ГэВ	
$\tau^\pm$ -лептоны	$3 \cdot 10^{-13}$	1780	$\geq 1,8$ ГэВ	$\geq 10^{-12}$ с

В табл. 1 представлены частицы, распад которых рождает мюонные нейтрино. Нейтрино также образуются при распаде частиц (в том числе гиперонов), содержащих тяжелые кварки: D, F, Λс, В и пр. [9, с. 263]. У подобных частиц массой 1 – 6 ГэВ время жизни  $10^{-13} - 10^{-12}$  с [6, сс. 600-601]. Можно выделить два диапазона: 0,1 – 1 ГэВ и 1 – 10 ГэВ, где время слабых распадов сравнимо и составляет  $\sim 10^{-8}$  с и  $\sim 10^{-12}$  с соответственно, при скачкообразном изменении времени слабых взаимодействий в области  $\sim 1$  ГэВ.

Напомним, что энергия  $\sim 1$  ГэВ разделяет области упругого и неупругого рассеяния частиц. Так, при энергии менее нескольких сотен МэВ доминирует упругое и квазиупругое рассеяние нейтрино; при энергии более нескольких сотен МэВ доминируют глубоко неупругие процессы [9, с. 263]. Глубоко неупругие процессы (взаимодействия лептонов и адронов) реализуются при энергии  $\gg 1$  ГэВ, существенно превышающей энергию покоя адронов  $\sim 1$  ГэВ [7, с. 497]. Например, партонная модель, учитывающая составляющие адрона (кварки и глюоны), адекватна для жестких процессов [9, с. 548].

Тем самым, время слабых взаимодействий, зависящее от температуры, ограничивает время и температуру распада КГП в соответствующей модели (табл. 1). Например, предполагаемое время распада КГП в горячей Вселенной  $t_0 \sim 10^{-11}$  с [3] (§ 12) ограничит время слабых взаимодействий  $t_c \leq t_0/3$  согласно критерию (45) на уровне  $t_c \leq 3 \cdot 10^{-12}$  с, что предполагает температуру распада КГП  $> 1$  ГэВ (табл. 1), не ниже температуры аннигиляции барионов  $\sim 1$  ГэВ согласно ТГВ (§ 2).

Мюонные нейтрино образуются при распаде мюонов  $\mu^\pm$ ,  $\pi^\pm$ -мезонов и  $K^\pm$ -мезонов, а также  $\tau^\pm$ -лептонов [9, с. 259]. Время распада  $\mu^\pm$ -мюонов  $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$  с,  $\pi^\pm$ -мезонов  $\tau_\pi = 2,6 \cdot 10^{-8}$  с [6, с. 599],  $K^\pm$ -мезонов  $\tau_K = 1,2 \cdot 10^{-8}$  с [6, с. 600] меньше возраста Вселенной ядерной плотности  $t_b \sim 5 \cdot 10^{-5}$  с (§ 2), но на несколько порядков больше предполагаемого времени распада КГП в горячей Вселенной  $t_0 \sim 10^{-11}$  с.

Длительность реакций с образованием нейтрино ограничена временем слабых взаимодействий, которые чувствительны к температуре среды. С позиции критерия (45)  $\mu^\pm$ -мюоны,  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -мезоны не могут порождать нейтрино при предполагаемой длительности ФП  $t_0 \sim 10^{-11}$  с. Распад  $\pi^\pm$ -мезонов может влиять на барионную асимметрию, если время ФП  $t_0/3 \geq \tau_\pi \sim 2,6 \cdot 10^{-8}$  с при  $t_0 \geq 10^{-7}$  с, что выше предполагаемого времени ФП ( $10^{-11}$  с) на 4 порядка.

Если время распада КГП в горячей Вселенной  $t_0 \sim 10^{-12}$  с при температуре  $\sim 10$  ГэВ (§ 10), источником мюонных нейтрино может являться распад  $\tau$ -лептонов, который с равной вероятностью  $\sim 18\%$  порождает мюонные ( $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$ ) и электронные нейтрино ( $\nu_e \bar{\nu}_e$ ) и их античастицы:

$$\tau^+ \rightarrow \mu^+(e^+) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \bar{\nu}_\tau; \tau^- \rightarrow \mu^-(e^-) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_\tau, \quad (46)$$

где  $\tau^\pm$  –  $\tau$ -лептон,  $\nu_\tau$  –  $\tau$ -нейтрино;  $\tau^\pm, \bar{\nu}_\tau$  – их античастицы [9, с. 259].

У  $\tau^\pm$ -лептонов, образующихся при аннигиляции электронов и позитронов  $e^- + e^+ \rightarrow \tau^+ \tau^-$  с энергией  $\sim 1,8$  ГэВ [9, с. 259], время жизни  $\tau_\tau \sim 3 \cdot 10^{-13}$  с [6, с. 599], что отвечает критерию  $3\tau_\tau \leq t_0$  (45). Соответственно, энергия покоя  $\tau$ -лептонов ограничит температуру распада КГП  $\geq 1,8$  ГэВ. Заметим, что данное условие противоречит температуре ФП  $\sim 0,2$  ГэВ, предполагаемой в рамках квантовой хромодинамики (§ 2).

Как видно из табл. 1, масса мюонов 105 МэВ и  $\pi$ -мезонов 150 МэВ [6, с. 599] ограничивает температуру распада КГП  $\geq 0,15$  ГэВ. Вселенная могла достигать ядерной плотности при температуре  $\sim 0,2$  ГэВ, если мюонные нейтрино порождает распад данных частиц, при условии значительной длительности распада КГП  $t_0 \geq 10^{-7}$  с, сравнимой с временем распада  $\pi$ -мезонов согласно критерию  $t_0 \geq 3\tau_\pi$  (45), что представляется завышенной оценкой (§ 12).

Распад мюонов с равной вероятностью порождает мюонные и электронные нейтрино и их античастицы [9, с. 259]:

$$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \nu_e + e^+; \mu^- \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_e + e^-. \quad (47)$$

Возможна сепарация мюонов и антимюонов на движущихся стенках пузырей АГ (§ 7), что после их распада приведет к разделению мюонных и электронных нейтрино и их античастиц. С учетом характеристик мюонов, рождающих мюонные нейтрино, КГП может распадаться

при температуре горячей Вселенной  $\geq 0,1$  ГэВ, если время ФП  $t_0 \geq 3\tau \approx 7 \cdot 10^{-6}$  с при  $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$  с, что превышает предполагаемое время ФП  $\sim 10^{-11}$  с почти на 6 порядков. С данных позиций распад мюонов не может являться источником барионной асимметрии.

#### 14. Структура стенок пузырей адронного газа

Стенки пузырей АГ, образующихся при распаде КГП, являются переходным слоем от КГП к АГ. В пределах данного слоя кварки могут связываться конфайнментом, не успевая выделиться в адроны. Так, в возбужденных нуклонах кварки могут выходить за пределы характерного радиуса частиц. При этом существует вероятность туннелирования, перемешивания и обобществления кварков, принадлежащих разным нуклонам [5, с. 337].

Если в КГП присутствуют свободные токовые кварки, в АГ – валентные кварки, связанные конфайнментом в адроны, то *стенки пузырей адронного газа могут содержать обобществленные валентные кварки*. Аналогом могут являться кварки в атомном ядре, возбужденном за счет столкновений, до перехода внутриядерного вещества в состояние КГП. Так, экспериментальные данные по ядерному кумулятивному эффекту указывают на то, что при неупругих столкновениях в ядрах наряду с нуклонами могут возникать капли КГП [5, с. 337].

Среднее расстояние между нуклонами в ядре сравнимо с радиусом пленения (конфайнмента) кварков. Асимптотической свобода предполагает, что сильные взаимодействия слабеют на малых расстояниях и усиливаются в масштабах порядка радиуса нуклона [10, с. 15]  $r_N \sim 0,8$  Фм [5, с. 243]; [6, с. 671]. При этом если КГП распадается при температуре  $\sim 1$  ГэВ при ядерной плотности среды, адроны окажутся плотно упакованы (§ 2). В этом случае фазы будут отличаться связанностью или не связанностью кварков в адронах, а также перепадом температуры и плотности. Если КГП распадается при температуре выше  $> 1$  ГэВ, из-за лоренцовского сокращения адронов, АГ ядерной плотности не будет являться сплошной средой, в отличие от однородной КГП.

Ширина стенок пузырей АГ может зависеть от температуры распада КГП. При температуре  $1,8 - 10$  ГэВ, превышающей энергию покоя нуклонов  $\sim 1$  ГэВ, в условиях бомбардировки КГП нуклонами АГ, в области раздела фаз в КГП могут формироваться зародыши новой фазы, а также образовываться турбулентности. Например, согласно представлениям релятивистской ядерной физики, при энергии  $\geq 10$  ГэВ на нуклон в ядре могут образовываться барионные кластеры [5, с. 338]. Размер подобных неоднородностей может определять масштаб подавления партонов (и струй) в КГП за счет сильных взаимодействий [10, с. 81] в пределах  $\sim 10$  Фм [3], что сравнимо с размером крупных ядер  $r_A < 10$  Фм [6, с. 666]. Стенки пузырей АГ могут обладать повышенной неоднородностью распределения заряда, что может способствовать рассеянию тяжелых лептонов, участвующих в электромагнитном взаимодействии (§ 7).

Оценим ширину стенок пузырей АГ. Согласно гипотезе линейного потенциала при конфайнменте сильное взаимодействие не ослабевает с расстоянием [6, с. 213]. В данных условиях кварки в возбужденном ядре могут разлетаться на расстояние:

$$d = r_N E / E_n, \quad (48)$$

где  $r_N$  – радиус нуклона;  $E_n$  – энергия покоя нуклона;  $E$  – энергия кварков.

В нуклоне радиусом  $r_N \sim 0,8$  Фм [5, с. 243]; [6, с. 671] с энергией покоя  $E_n \sim 1$  ГэВ, плененные кварки, приобретя энергию  $E = 10$  ГэВ, могут разлетаться на расстояние  $d \approx 8$  Фм. При  $E = 1,8$  ГэВ ширина стенок пузырей может достигать  $d \approx 1,4$  Фм.

Оценим отношение ширины стенок пузырей АГ к их радиусу. У стенки пузыря АГ толщиной  $d$  радиусом  $r \gg d$  объем  $V_s \approx 4\pi r^2 d$  при объеме пузыря  $V = 4\pi r^3 / 3$ . Доля объема, занимаемого стенками пузыря:

$$V_s / V \approx 3d / r, \quad (49)$$

где  $V_s$  – объем стенки пузыря;  $V$  – объем пузыря;  $d$  – ширина стенки пузыря.

При температуре ранней Вселенной  $\sim 10$  ГэВ и времени распада КГП  $\sim 10^{-12}$  с радиус пузырей  $r \sim 0,1$  мм (§ 12). При  $d \sim 8$  Фм согласно оценке (48) параметр  $V_s / V \approx 10^{-10}$ . Для срав-

нения, при электрослабом ФП при  $\sim 100$  ГэВ стенки пузырей новой фазы могут занимать сравнимую долю объема  $V_s/V \sim 10^{-10}$  [2, с. 519].

При температуре распада КГП 1,8 ГэВ за время  $10^{-11}$  с радиус пузырей  $r \sim 1$  мм (§ 12). При  $d \sim 1,4$  Фм (48) параметр  $V_s/V \approx 3 \cdot 10^{-12}$ .

### 15. В-асимметрия, достижимая при распаде кварк-глюонной плазмы

В-асимметрия может достигаться при распаде КГП ядерной плотности в ранней Вселенной за счет переходов антикварк – кварк  $\bar{q} \rightarrow q$  (изменение барионного числа  $\Delta B \neq 0$ ) с участием мюонных нейтрино (с С-нарушением) в случае избытка в КГП мюонных нейтрино над антинейтрино (§ 9). Степень CP-нарушения в процессах смешивания фермионов характеризует инвариант Ярлског [12], т.е. вероятность переходов антикварк – кварк в КГП с участием нейтрино может быть пропорциональна инварианту Ярлског для нейтрино.

Мюонные нейтрино может порождать распад  $\tau$ -лептонов (§ 13), подвергшихся сепарации за счет поляризации при рассеянии стенками растущих пузырей АГ (§ 7) в условиях противоположной ориентации спина частиц и античастиц, обусловленной выраженным Р-нарушением при их рождении (§ 4). Достижимую при этом степень В-асимметрии (соответствующую барион – фотонному соотношению) определяет ряд факторов:

$$\delta b \approx |J_V| \beta A_b k_s, \quad (50)$$

где  $|J_V|$  – инвариант Ярлског для нейтрино;  $\beta$  – эффективность взаимодействия нейтрино с кварками;  $A_b$  – выход барионов в нейтринных реакциях на кварках;  $k_s$  – коэффициент сепарации  $\tau$ -лептонов и их античастиц.

Параметр (сводный), характеризующий эффективность взаимодействия нейтрино с кварками КГП при ее распаде в ранней Вселенной:

$$\beta = \eta \delta f_\nu P_\mu, \quad (51)$$

где  $\delta f_\nu$  – отношение числа  $\tau$ -лептонов и реликтовых фотонов в эпоху распада КГП;  $P_\mu$  – вероятность рождения мюонных нейтрино  $\tau$ -лептонами;  $\eta$  – эффективность рассеяния нейтрино.

Зависимость (51) учитывает переменный параметр  $\eta$ , зависящий от температуры и времени распада КГП (§ 11), а также постоянный параметр  $\delta f_\nu$ .

На В-асимметрию влияет эффективность рассеяния нейтрино на кварках в КГП, обусловленную длиной их свободного пробега и временем ФП. Данные факторы учитывает параметр  $\eta \sim 3 \cdot 10^{-2}$  (42) для температуры ФП  $\sim 1,8$  ГэВ при максимальном  $\eta \sim 1$  для 10 ГэВ (§ 11).

Мюонные нейтрино порождает распад  $\tau$ -лептонов с вероятностью  $P_\mu = 17,8 \pm 0,4\%$  [6, с. 42] при температуре распада КГП  $\geq 1,8$  ГэВ (§ 13).

Оценим постоянный параметр  $\delta f_\nu$ . Согласно ТГВ при температуре  $\sim 1$  ГэВ в равновесии находились барионы и антибарионы, разные сорта мезонов и их античастиц, мюоны, электроны и их античастицы, а также все сорта нейтрино и антинейтрино, фотоны [7, с. 518]. Число барионов и лептонов (рождающих при распаде фотоны) в ГэВ плазме может быть сопоставимо. С учетом 3-х типов лептонов ( $e, \mu, \tau$ ) при  $\geq 1,8$  ГэВ число частиц  $Y = 6$ . Отношение числа  $\tau$ -лептонов и реликтовых фотонов  $\delta f_\nu = 1/Y \approx 0,17$ .

Так, согласно ТГВ помимо аннигиляции барионов и антибарионов происходила аннигиляция более легких частиц, что повышает концентрацию реликтовых фотонов в 5 раз [7, с. 178], т.е.  $Y' = 5$ . Согласно ТГВ аннигиляции барионов и антибарионов происходила при температуре  $\sim 1$  ГэВ [7, с. 178]; [7, с. 518] (§ 2), что ниже температуры рождения  $\tau$ -лептонов 1,8 ГэВ. Если распад КГП происходит при температуре  $\geq 1,8$  ГэВ, с учетом  $\tau$ -лептонов  $Y = 6$ .

С учетом данных факторов параметр эффективности взаимодействия нейтрино с кварками (сводный) согласно (51)  $\beta \approx 2,8 \cdot 10^{-2} \eta$ , где  $\eta$  – переменный параметр, рассмотренный выше.

Параметр  $A_b$  в (50), учитывающий выход барионов в ходе нейтринных реакций на кварках в КГП, зависит от ряда следующих факторов.

1. Согласно кварковой структуре адронов нуклоны образуют 3 кварка ( $qqq$ ). Для образования одного нуклона требуется  $N_\mu = 3$  мюонных нейтрино для обеспечения переходов антикварк – кварк в КГП (§ 9).



2. Мюонные нейтрино могут взаимодействовать как с кварками, так и антикварками. КГП содержит кварки ( $q$ ) и антикварки ( $\bar{q}$ ) в равных долях. Однако сечение взаимодействия ГэВ-нейтрино и антинейтрино на частицах не равны из-за нарушения четности при слабых взаимодействиях и поляризации нейтрино [9, с. 264]. В области 10 ГэВ отношение сечений неупругого взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклонами  $\tilde{\sigma}/\sigma \sim 1/2$  [9, с. 265] для реакций типа (24), т.е. вероятность взаимодействия мюонных нейтрино с антикварками в КГП  $p_{v\bar{q}} \sim 1/3$  (с кварками  $p_{vq} \sim 2/3$ ).

3. Мюонные нейтрино при взаимодействии с антикварками в КГП могут участвовать в конкурирующих переходах антикварк – кварк  $\bar{q} \rightarrow q$  (их вероятность  $P_q \approx |J_v|$  в соотношении (50) учтена) и антикварк – антикварк  $\bar{q} \rightarrow \bar{q}$  (вероятность  $1 - P_q \approx 1 - |J_v|$ ).

Выход барионов в ходе нейтринных реакций на кварках в КГП:

$$A_b = p_{v\bar{q}}/N_\mu. \quad (52)$$

При рассмотренных выше значениях параметров  $A_b \approx 0,11$ .

Оптимальные условия, обеспечивающие достижение максимальной В-асимметрии в условиях сепарации  $\tau$ -лептонов и их античастиц (рождающих мюонные нейтрино, участвующие в реакциях с кварками), достигаются при максимальной эффективности рассеяния нейтрино в КГП при ее распаде  $\eta \sim 1$  при температуре  $\sim 10$  ГэВ за время  $\sim 10^{-12}$  с (§ 12).

Если КГП распадается при  $\sim 10$  ГэВ за время  $\sim 10^{-12}$  с при коэффициенте сепарации  $\tau$ -лептонов и их античастиц на стенках пузыря АГ  $k_s \sim 5 \cdot 10^{-2}$  (15);  $\beta \sim 2,8 \cdot 10^{-2}$  (51);  $A_b \sim 0,11$  (52);  $|J_{v\max}| \sim 3,4 \cdot 10^{-2}$  [12] согласно (50) максимальная В-асимметрия  $\delta b_m \approx 5 \cdot 10^{-6}$ .

Если КГП распадается за время  $\sim 10^{-11}$  с [3] при  $\sim 1,8$  ГэВ, параметр  $\eta \sim 3 \cdot 10^{-2}$  (§ 11);  $k_s \sim 10^{-2}$  (§ 7). При рассмотренных выше значениях постоянных параметров  $A_b$  и  $\beta$  параметр  $\delta b \approx 3 \cdot 10^{-8}$ , что сравнимо с барион – фотонным соотношением МФИ  $\sim 10^{-8}$  ( $\Omega_b \sim 1$ ). Тем самым, в рамках рассматриваемой модели *барион-фотонное соотношение МФИ достижимо, если КГП распадается при температуре горячей Вселенной 1,8 ГэВ.*

## 16. Выводы

1. При распаде *кварк глюонной плазмы* (КГП) в ранней Вселенной могут формироваться пузыри *адронного газа* (АГ). Стенки расширяющихся пузырей АГ могут играть роль сепараторов частиц и античастиц (фермионов). Анализ механизмов сепарации фермионов (кварков и лептонов) показывает, что барионная асимметрия реализуема при сепарации тяжелых лептонов, при рождении приобретающих противоположную ориентацию спина (Р-нарушение), так что их поляризация при рассеянии эквивалентна сепарации частиц и античастиц.

2. Тяжелые лептоны ( $\tau$ -лептоны и мюоны), подвергшиеся сепарации на стенках пузырей АГ, могут мигрировать в КГП и распасться, рождая мюонные нейтрино, что может приводить к избытку мюонных нейтрино над антинейтрино в КГП.

3. Реакции с изменением барионного числа ( $\Delta B \neq 0$ ) антикварк – кварк ( $\bar{q}_j \rightarrow q_i$ ) с С-нарушением могут происходить в КГП с участием мюонных нейтрино типа  $\nu_\mu + \bar{d} \rightarrow u + \mu^-$ . В нуклонах АГ реализуемы переходы кварк – кварк  $q_i \rightarrow q_j$  ( $\Delta B = 0$ ).

4. Участие лептонов в В-нарушении при распаде КГП в ранней Вселенной ядерной плотности, а именно, тяжелых лептонов и нейтрино аргументирует их высокая проникающая способность и участие в слабых взаимодействиях, для которых характерно СР-нарушение.

5. Закрепление преобладания вещества над антивеществом (в пределах зоны сепарации) в ходе аномальных реакций (с СР-нарушением) за время слабых взаимодействий  $\geq 10^{-12}$  с реализуемо в условиях миграции лептонов в КГП на расстояние  $\geq 0,1$  мм.

6. Анализ проникающей способности тяжелых лептонов в релятивистской плазме ядерной плотности показывает, что время жизни  $\tau$ -лептонов  $3 \cdot 10^{-13}$  с сравнимо с временем их торможения в КГП, а время жизни мюонов  $2 \cdot 10^{-6}$  с на 8 – 9 порядков больше. Тем самым,  $\tau$ -лептоны могут мигрировать из зоны сепарации на расстояние, достаточное для протекания слабых реакций в КГП, а мюоны – нет, что исключает мюоны из рассмотрения.

7. Время жизни  $\tau$ -лептонов  $t_c \sim 3 \cdot 10^{-13}$  с ограничит время *фазового перехода* (ФП) КГП – АГ  $t_0 \geq 3t_c \approx 10^{-12}$  с, что сопоставимо с предполагаемым временем распада КГП в горячей Вселенной  $\sim 10^{-11}$  с. Масса  $\tau$ -лептонов ограничит температуру ФП  $\sim 1,8$  ГэВ, что сравнимо с температурой аннигиляции барионов и антибарионов  $\sim 1$  ГэВ в теории горячей Вселенной. Распад КГП может происходить до аннигиляции барионов, т.е. при большей температуре.

8. Плотность энергии КГП  $\sim 1$  ГэВ/Фм<sup>3</sup> на порядок выше плотности энергии внутри нуклона  $\sim 0,13$  ГэВ/Фм<sup>3</sup> и соответствует ядерной плотности АГ при температуре  $\sim 10$  ГэВ. Если КГП быстро распадется при  $\sim 10$  ГэВ за время  $10^{-12} - 10^{-11}$  с, намного меньшее возраста Вселенной ядерной плотности  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$  с, плазма может охлаждаться не в ходе адиабатического расширения, а за счет роста массы кварков при конфайнменте при  $\Delta T/T \approx 3 \cdot 10^{-3}$ .

9. Переходы антикварк – кварк в КГП с участием нейтрино обеспечат максимальное В-нарушение, если длина свободного пробега нейтрино сравнима с радиусом пузырей АГ. Максимальное В-нарушение реализуемо при сечении взаимодействия нейтрино с нуклонами АГ  $\sim 10^{-36}$  см<sup>2</sup>, соответствующем температуре ФП  $\sim 10$  ГэВ, если время ФП  $\sim 10^{-12}$  с, что сравнимо с временем слабых распадов  $\geq 10^{-12}$  с, а также предполагаемой длительностью распада КГП в горячей Вселенной  $\sim 10^{-11}$  с.

10. Радиус пузырей АГ  $\sim 0,1$  мм, которые могут образовываться за время ФП  $\sim 10^{-12}$  с, соответствует времени слабых распадов при температуре  $10$  ГэВ. При температуре ФП  $1,8$  ГэВ время распада КГП может достигать  $\sim 10^{-11}$  с при радиусе пузырей  $\sim 1$  мм, что соответствует масштабу реализации макроскопических квантовых эффектов  $\leq 1$  мм.

11. Стенки пузырей АГ, как переходный слой от КГП к АГ, образующийся при пленении кварков (конфайнменте), могут содержать обобществленные валентные кварки. При температуре распада КГП  $1,8 - 10$  ГэВ ширина стенок пузырей может достигать  $1,4 - 8$  Фм.

12. Коэффициент сепарации  $\tau$ -лептонов и антилептонов на стенках расширяющихся пузырей АГ при температуре распада КГП  $1,8 - 10$  ГэВ может достигать  $(1 - 5) \cdot 10^{-2}$ .

13. В ГэВ плазме ядерной плотности в период распада КГП, содержащей сравнимую долю лептонов различных типов ( $e, \mu, \tau$ ), длина осцилляции нейтрино может существенно превышать длину свободного пробега (рефракции) нейтрино  $0,1 - 1$  мм (в зависимости от температуры  $1 - 10$  ГэВ и длительности ФП  $10^{-12} - 10^{-11}$  с). В силу высокой проникающей способности нейтрино их показатель преломления  $n - 1 \ll 10^{-13} - 10^{-12}$ , т.е. поляризация нейтрино при отражении от границы фаз не обеспечит наблюдаемую барионную асимметрию.

14. На степень В-асимметрии может влиять ряд факторов (эффективность взаимодействия нейтрино с кварками в КГП, выход барионов в нейтринных реакциях), в зависимости от температуры ФП, обуславливающей время слабых взаимодействий. Так, время слабых распадов меняется скачкообразно с  $10^{-8}$  с до  $10^{-12}$  с в области  $\sim 1$  ГэВ.

15. При максимальной эффективности взаимодействия мюонных нейтрино с кварками в КГП при ее распаде в ранней Вселенной с температурой  $\sim 10$  ГэВ за время  $\sim 10^{-12}$  с достижения максимальная В-асимметрия  $\sim 10^{-5}$ .

16. В-асимметрия, соответствующая барион – фотонному соотношению микроволнового фонового излучения  $\sim 10^{-8}$  (при  $\Omega_b \sim 1$ ), реализуема за предполагаемое время распада КГП в ранней Вселенной  $\sim 10^{-11}$  с при температуре  $1,8$  ГэВ.

## Литература

1. *А.Д. Сахаров.* Нарушение CP-инвариантности, C-асимметрия и барионная асимметрия Вселенной // Письма в ЖЭТФ – 1967. – Т. 5. – № 1. – С. 32-35.
2. *В.А. Рубаков, М.Е. Шапошников.* Электрослабое несохранение барионного числа в ранней Вселенной и в столкновениях частиц при высоких энергиях // Успехи физических наук. – 1996. – Т. 166. – № 5 – С. 493-537.

3. *И.Я. Арефьева.* Голографическое описание кварк-глюонной плазмы, образующейся при столкновениях тяжелых ионов // *Успехи физических наук.* – 2014. – Т. 18. – № 6. – С. 569-598.
4. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 2. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998. – 703 с.
5. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 4. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1994. – 704 с.
6. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 5. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1998. – 784 с.
7. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 1. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1988. – 704 с.
8. A.E. Nelson, D.V. Kaplan, A.G. Cohen. Why there is something rather than nothing: Matter from weak interactions // *Nuclear Physics B.* – 1992. – V. 373. – Is. 2. – P. 453-478.
9. *А.М. Прохоров.* Физическая энциклопедия, т. 3. М.: Научное издательство «Большая Российская энциклопедия». – 1992. – 672 с.
10. *В.Л. Коротких.* Эффекты кварк-глюонной плазмы в столкновениях релятивистских ионов. Учебное пособие. – М.: Издательство КДУ Университетская книга. – 2018. – 149 с.
11. K. Abe, et al. Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations // *Nature.* – 2020. – V 580. – P. 339–344.
12. *К.В. Жуковский, А.А. Давыдова.* Анализ CP-нарушения и дополнительность смешивания кварков и нейтрино в экспоненциальной и кобимаксимальной матрицах смешивания // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия.* – 2019. – № 3. – С. 20–27.
13. C. Patrignani, et al. Review of Particle Physics // *Chinese Physics C.* – 2016. – V. 40. – № 10. – 100001. – 1808 pp.
14. V.A. Kuzmin, V.A. Rubakov, M. E. Shaposhnikov. On the anomalous electroweak baryon-number nonconservation in the early universe // *Physics Letters B.* – 1985. – V. 155. – № 1-2. – P. 36-42.
15. *А.В. Засов, К.А. Постнов.* Общая астрофизика. 2-е изд. испр. и дополн. Фрязино: Век 2. – 2011. – 576 с.
16. *С.Ю. Поройков.* Сравнение шкал плотность – температура Вселенной в космологических моделях // *Журнал естественнонаучных исследований.* – 2023. – Т. 8. – № 2. – С. 34-48.
17. *И.М. Дремин, А.В. Леонидов.* Кварк-глюонная среда // *Успехи физических наук.* – 2010. – Т. 180. – № 11. – С. 1167-1196.
18. *А.М. Прохоров.* Физический энциклопедический словарь. М.: Советская энциклопедия. – 1983. – 928 с.
19. *С.П. Михеев, А.Ю. Смирнов.* Резонансные осцилляции нейтрино в веществе. // *Успехи физических наук.* – 1987. – Т. 153. – вып. 1. – С. 3-58.
20. A.A. Aguilar-Arevalo et al. Event Excess in the MiniBooNE Search for  $\tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\nu}_e$  Oscillations // *Physical Review Letters.* – 2010. – V. 105. – Is. 18. – P. 181801. – 5 pp.
21. P. Adamson et al. First Direct Observation of Muon Antineutrino Disappearance // *Physical Review Letters.* – 2011. – V. 107. – Is. – P. 021801.