

АНТИПРОТОНЫ ВО ВСЕЛЕННОЙ КАК КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ ТЕСТ ВЕЛИКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ

М. Ю. Хлопов, В. М. Чечеткин

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша, Москва

Рассмотрены космологические следствия моделей Великого Объединения. Проведен критический анализ возможностей проверки существования предсказываемых такими моделями метастабильных частиц на различных этапах эволюции Вселенной. Анализ наблюдательных данных по обилию легких элементов и возможных теоретических механизмов их образования указывает на интересные возможности проверки предсказаний моделей Великого Объединения по влиянию таких предсказаний на первичный химический состав. Широкий класс моделей Великого Объединения предсказывает новые источники появления антипротонов во Вселенной после космологического нуклеосинтеза: распад метастабильных частиц, испарение первичных черных дыр, домены антивещества. Основанный на экспериментальных данных анализ \bar{p} ^4He -взаимодействия позволяет получить нетривиальные ограничения на возможные механизмы нарушения CP -инвариантности и параметры суперсимметричных или асимптотически свободных моделей Великого Объединения.

Cosmological impact of GUT models is considered. The possibility of its check at various stages of cosmological evolution is critically analyzed. Interesting possible test of GUT predictions by their influence the primordial chemical composition and comparison of the predicted and observed abundances of light elements arises. A wide variety of GUT models predicts new sources of antiprotons in the Universe after big bang nucleosynthesis: decays of metastable particles, primordial black hole evaporation, antimatter domains. Based on the experimental data on \bar{p} ^4He interaction nontrivial restrictions on possible mechanisms of CP violation and on parameters of SUSY and asymptotically free GUT models are obtained.

1. ИДЕИ СОВРЕМЕННЫХ ТЕОРИЙ ПОЛЯ И НОВЫЕ ЧАСТИЦЫ

XIX век был отмечен наряду со многими другими научными открытиями двумя очень важными для последующего развития теоретической физики достижениями. На рубеже XVIII—XIX вв. Лагранж предложил математический формализм для вывода уравнений механики из принципа наименьшего действия. А конец века харак-

теризуется одним из величайших открытий в истории физики открытием электромагнитного поля. На основе представления о таком поле удалось выявить единую физическую природу столь разнородных явлений, как электричество, магнетизм и свет.

Бурное развитие физики нашего века как в эксперименте, так и в теории привело к созданию квантовой физики, в рамках которой оба открытия XIX в. создали новую теоретическую конструкцию — лагранжеву теорию поля. Этому способствовало открытие волновых свойств частиц и открытие квантовой природы излучения.

Вершиной лагранжева подхода к квантовой физике явилось построение квантовой теории электромагнитного взаимодействия — квантовой электродинамики. Присущая этой теории калибровочная инвариантность оказалась весьма плодотворной для последующих обобщений на случай других взаимодействий. Суть калибровочной инвариантности состоит в неизменности физических следствий теории при самосогласованном изменении фазы волновой функции заряженной частицы и изменении калибровки потенциала ее электромагнитного поля. Это отвечает инвариантности плотности лагранжиана теории относительно так называемого калибровочного преобразования волновой функции и потенциала:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu \chi(x); \quad \psi \rightarrow \psi e^{i\chi(x)}, \quad (1)$$

где χ — произвольная скалярная функция $\chi(x) = \chi(X, t)$. Такой подход в рамках лагранжевой теории поля приводит к изящному теоретическому формализму построения квантовой электродинамики как локальной калибровочной теории. Именно, исходя из лагранжиана свободного электрон-позитронного поля с помощью принципа локальной калибровочной инвариантности можно построить лагранжиан электромагнитного взаимодействия электромагнитного тока с потенциалом электромагнитного поля, выступающего как поле, компенсирующее в лагранжиане преобразованием (1) изменения, обусловленные фазовым преобразованием (1). Строгая калибровочная инвариантность обеспечивает сохранение электрического заряда и требует, чтобы кванты калибровочного поля были безмассовыми частицами.

В последние десятилетия разработанный в электродинамике калибровочный формализм был использован для описания слабого и сильного взаимодействий. Развитие калибровочных теорий привело к современному единому описанию сил природы, к Великому Объединению сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий, основывающемуся на принципе локальной калибровочной инвариантности. Все взаимодействия описываются единообразно: $gJ_\mu A_\mu$, где g — «константа» взаимодействия, J_μ — ток взаимодействия (обобщения электромагнитного тока квантовой электродинамики), а A_μ — соответствующее данному взаимодействию калибровочное поле (см., например, [1]).

Великое Объединение XIX в. соединило в едином поле различные пространственно-временные компоненты 4-вектора A_μ . Великое Объединение XX в. соединило различные калибровочные поля в единое целое, представив их различными «изотопическими» компонентами, связанными преобразованиями группы калибровочной симметрии. Такая симметрия приводила бы к полному подобию всех взаимодействий. В частности, всем полям взаимодействия соответствовали бы безмассовые частицы. Резкое расхождение наблюдаемых свойств электромагнитных, слабых процессов, их отличия от процессов сильного взаимодействия требовали нарушения исходной симметрии. Симметрия оказывается строгой только на очень малых расстояниях в пределе очень высоких энергий. При достижимых в современных ускорителях энергиях частиц симметрия должна быть нарушена. В теории неизбежно появляется энергетический порог — энергетический масштаб нарушения симметрии. В теории электрослабого взаимодействия наблюдаемому различию свойств слабых и электромагнитных процессов соответствует масштаб около 300 ГэВ. Это различие проявляется в том, что фотон не имеет массы, а калибровочные W - и Z -бозоны слабого взаимодействия имеют массы 82 и 90 ГэВ [2]. В теории Великого Объединения предсказываются переходы кварков в лептоны [3], вследствие которых возможен, например, распад протона, а имеющийся предел на допустимое время жизни протона превышает 10^{31} лет. Великое Объединение заставляет рассматривать энергетические масштабы, значительно большие, чем 300 ГэВ, и в этих теориях с такими масштабами обязательно появляются новые частицы с массой [1], соответствующей этим масштабам. В частности, у полей, ответственных за переход кварков в лептоны, кванты должны иметь массу, превышающую 10^{14} ГэВ [3]. Большая масса таких бозонов требуется для согласования с ограничениями на время жизни протона [4]. Переход к теориям Великого Объединения заставляет рассматривать область энергий, недостижимых ни на ускорителях, ни в космических лучах. Л. Б. Окунь отмечал, что ускоритель, кольцо которого опоясывало бы всю Землю по экватору, мог бы разогнать частицы до энергий 10^8 ГэВ. Область энергий, рассматриваемых в моделях Великого Объединения, была бы недоступна и на таком ускорителе. Как проверить предсказание таких моделей, если ни на земных ускорителях, ни в космических лучах нет частиц с такой энергией? Обмен сверхмассивными частицами отвечает сверхслабому взаимодействию — на много порядков более слабому, чем обычное слабое. Можно поэтому искать косвенные проявления физики Великого Объединения — по маловероятным процессам, обусловленным таким сверхслабым взаимодействием. По таким процессам, как распад протона, осцилляции нейтрон-антинейтрон [5]. Но как проверить предсказываемые в этих моделях свойства частиц, обладающих только сверхслабым взаимодействием?

Рассуждения об элементарных частицах — «началах мироздания» ведут нас к началу мироздания, поскольку, по современным пред-

ставлениям, естественной лабораторией сверхмассивных и сверхслабовзаимодействующих частиц, естественным полигоном теорий Великого Объединения была Вселенная на очень ранних стадиях своей эволюции. Обратимся поэтому к современным представлениям о структуре и эволюции Вселенной.

2. ГОРЯЧАЯ РАСШИРЯЮЩАЯСЯ ВСЕЛЕННАЯ

Начало современной теории Вселенной было заложено созданием общей теории относительности А. Эйнштейном. Сам Эйнштейн пытался найти стационарное решение своих уравнений. Но оказалось, что в предположении однородности и изотропии Вселенной без космологического члена, физический смысл которого состоял в введении большой плотности энергии физического вакуума, стационарных решений не существует. Поиск стационарных решений отражал господствующие тогда представления о неизменности глобальных свойств окружающего нас мира. В 1924 г. советским физиком А. А. Фридманом было впервые найдено динамическое решение уравнений Эйнштейна [6]. Применение такого решения ко Вселенной означало нестационарность ее свойств, разбегание или сближение со временем отдельных астрономических объектов. Несколько позже астроном Хаббл, обрабатывая результаты исследования спектра излучения далеких галактик, установил систематический сдвиг спектральных линий в красную часть спектра, что в соответствии с эффектом Доплера отвечало «разбеганию галактик». Так в астрономических наблюдениях было доказано расширение Вселенной.

В рамках представлений о нестационарной, расширяющейся Вселенной встает естественный вопрос о физических условиях в ее прошлом. Открытие в 1965 г. [7] однородного и изотропного фона трехградусного электромагнитного излучения показало, что в далеком прошлом во Вселенной существовала фаза высоких температур, т. е. что Вселенная была горячей [8]. Изложим теперь основные положения принятой в настоящее время теории горячей расширяющейся Вселенной [9—11].

Теория современной Вселенной. Как было сказано выше, в основе современной космологической картины лежит представление об однородности и изотропии Вселенной в больших масштабах.

Расширение Вселенной происходит в соответствии с законом Хаббла $v = Hr$, где r — расстояние между объектами, v — скорость расширения и H — постоянная Хаббла. Из работ разных авторов следует [12, 13], что возможное значение современной постоянной Хаббла лежит в диапазоне 50—100 км/(с·Мпс). Величина, обратная постоянной Хаббла, $1/H$ имеет размерность времени и характеризует так называемый «возраст Вселенной» — t_U — время от начала расширения. На возраст Вселенной влияет также средняя плотность материи, определяющая замедление расширения за счет ее самогравитации. Чем больше эта плотность ρ , тем сильнее замедление, тем меньше

оказывается возраст Вселенной. Постоянная Хаббла определяет также так называемую «критическую плотность»:

$$\rho_c = 3H^2/8\pi G, \quad (2)$$

где G — гравитационная постоянная.

При $H = 50$ км/(с·Мпс) критическая плотность $\rho_c = 5 \cdot 10^{-30}$ г/см³.

Если космологическая плотность (плотность, получаемая при усреднении по областям пространства, превышающим 100 Мпс) больше, чем критическая плотность, то мир замкнут и наблюдаемое расширение Вселенной неизбежно сменится сжатием. Обычно вводится безразмерная величина $\Omega = \rho/\rho_c$, так что $\Omega > 1$ отвечает замкнутому миру. Значения $\Omega < 1$ соответствует открытому миру. В последнем случае наблюдаемое в настоящее время расширение должно продолжаться неограниченно.

Наблюдательные данные о ρ (и, следовательно, Ω) неоднозначны [14, 15]. Оценки средней плотности вещества, содержащегося в галактиках и скоплениях галактик, по их светимости дают $\rho \sim 1,5 \cdot 10^{-31}$ г/см³. При оценке массы используется стандартное соотношение между массами и светимостями галактик. С другой стороны, оценки массы скоплений галактик по распределению по скоростям галактик в скоплении с помощью теоремы вириала приводят к величинам на порядок выше, чем оценки массы светящегося вещества. Таким образом, имеет место так называемый парадокс «скрытой массы» — большая часть вещества во Вселенной должна быть скрыта в малосветящихся объектах. К некоторым аспектам этого парадокса мы вернемся в дальнейшем (см. разд. 9).

Как мы уже указывали, важнейшим доказательством теории горячей Вселенной стало открытие изотропного микроволнового радиофона — реликтового излучения. Поток этого излучения F_ν имеет тепловой (планковский) спектр

$$F_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} [\exp(h\nu/kT) - 1]^{-1}, \quad (3)$$

где T — температура фонового излучения, а ν — его частота.

Из наблюдений реликтового излучения на различных частотах получаются значения T , лежащие в интервале 2,65—2,9 К. Указанный разброс в значениях T может быть связан с погрешностями измерений. Вариация значений T может отражать и реальные отклонения спектра реликтового излучения от равновесного теплового распределения. Все наше последующее рассмотрение будет основано на предположении о тепловом характере фонового излучения. Однако мы будем обсуждать и некоторые возможные физические процессы, приводящие к искажениям его теплового спектра.

Другой важной характеристикой реликтового излучения является его изотропия. Отсутствие угловой вариации потоков при фиксированной частоте ν с точностью, лучшей 10^{-4} , является важнейшим

подтверждением однородности и изотропии наблюдаемой части Вселенной [16].

Наличие во Вселенной теплового электромагнитного фона с указанными значениями температуры отвечает среднему числу фотонов в единичном объеме, $1/\text{см}^3$:

$$n_\gamma = 20T^3 = 350 + 500. \quad (4)$$

Можно оценить также среднюю плотность барионов $n_B = \rho_B/m_p$, тогда $n_B = 10^{-6} + 10^{-7} \text{ см}^{-3}$, где минимальное значение получается из оценок барионной плотности по светимости галактик, а максимальная оценка — из предположения, что $\rho_B = \rho_c$, так что скрытая масса также обеспечивается барионами. В последнем случае более 90% барионов должно быть сосредоточено в малосветящихся объектах. По современным представлениям об образовании и эволюции звезд существование таких объектов в требуемом количестве представляется маловероятным. Против барионной природы скрытой массы свидетельствуют и соображения теории образования крупномасштабной структуры Вселенной, и данные о распространенности легких элементов (см. ниже).

Итак, современная Вселенная характеризуется очень малым отношением числа барионов к числу фотонов:

$$r_B = n_B/n_\gamma = 10^{-8} - 10^{-10}. \quad (5)$$

Приведенный интервал значений r_B , как видно из вышесказанного, учитывает неопределенности в средней плотности барионов и в температуре T реликтового излучения.

В ходе космологического расширения тепловой характер фонового излучения не меняется. Обращаясь вспять по времени в соответствии с известным законом расширения и физическими условиями современной Вселенной, мы можем достаточно точно определить температуру и плотность вещества в прошлом. Это приводит к выводу, что в прошлом, на ранних этапах эволюции Вселенной, вещество находилось в состоянии горячей плазмы в равновесии с излучением. Основные характеристики такой системы довольно просты и определяются в соответствии с хорошо известными законами термодинамики. Это краеугольный камень космологии горячей Вселенной.

Теоретический сценарий эволюции горячей расширяющейся Вселенной. Дадим краткое изложение сценария эволюции горячей Вселенной.

В последние годы достигнут прогресс не только в описании закономерностей ранних стадий расширения, Вселенной, но и в попытках объяснить само расширение на основе теоретических представлений квантовой теории поля. Созданы так называемые инфляционные теории, которые позволяют устранить произвольный выбор начальных условий в ранней Вселенной, связать эти условия с закономерностями физических процессов. Развитые сценарии инфляционной Вселенной связывают начальные условия расширения и наблюдаемые

глобальные свойства современной Вселенной с физическими законами, определяющими ранний инфляционный этап эволюции Вселенной. Такие сценарии являются новейшим результатом теории, о чем можно судить хотя бы потому, что они даже не упоминаются в вышедшей недавно книге С. Вайнберга [10]. Эти вопросы выходят далеко за рамки данного обзора. Интересующемуся читателю можно рекомендовать обзор [11], в котором подробно излагаются трудности и достижения инфляционных теорий.

Временная шкала эволюции горячей Вселенной представлена на рис. 1.

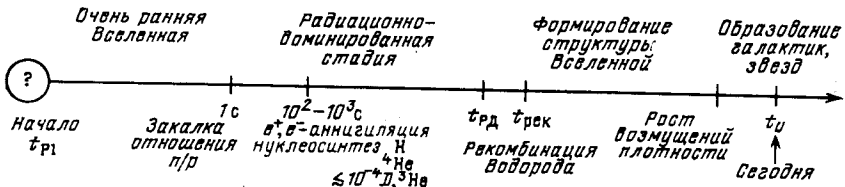


Рис. 1. Схема эволюции Вселенной

Современные физические представления естественным образом выделяют характерные моменты эволюции Вселенной [9—11].

Первым характерным моментом расширения является планковский момент времени

$$t_{P1} = \left(\frac{G\hbar}{c^5} \right)^{1/2} = 10^{-43} \text{ с}, \tag{6}$$

где G — гравитационная постоянная. В этот момент размер космологического горизонта, т. е. расстояние, проходимое световым сигналом за время от начала расширения — космологическое время, сравнивается с планковской длиной

$$l_{P1} = \left(\frac{G\hbar}{c^3} \right)^{1/2} = 3 \cdot 10^{-33} \text{ см}. \tag{7}$$

Величины l_{P1} и t_{P1} характеризуют пространственные и временные масштабы, в которых неизбежен переход к квантованию пространства-времени. Поскольку в настоящее время квантовая теория гравитации отсутствует, величины l_{P1} и t_{P1} являются границами нашего современного знания. Теория физических явлений может строиться только для характерных масштабов $l > l_{P1}$ и $t > t_{P1}$, для которых применимы представления современной физики.

Моменту $t = t_{P1}$ отвечает планковская температура $T \sim T_{P1} \sim \sim m_{P1} c^2 \sim (\hbar c^5/G)^{1/2} = 10^{19}$ ГэВ. Здесь $m_{P1} = 10^{-5}$ г — масса Планка.

Современные представления рассматривают инфляционный этап эволюции Вселенной несколько позже планковского момента времени.

Период $t_{P1} \leq t \leq 1$ с относится к очень ранней Вселенной.

Общее направление эволюции очень ранней Вселенной определяется законом расширения фридмановской Вселенной

$$\rho = \frac{3}{32\pi G t^2} = \frac{3}{32\pi} \frac{m_{P1}^2}{t^2} \quad (\text{в ед. } \hbar = c = 1). \quad (8)$$

Здесь t — космологическое время. При очень высоких температурах все частицы (а также гипотетические частицы, предсказываемые современными теориями элементарных частиц) были релятивистскими. Они находились в равновесии с излучением, и термодинамика релятивистского газа приводит к следующему соотношению между плотностью энергии ε Вселенной и ее температурой T :

$$\varepsilon = \rho c^2 = \kappa \sigma T^4, \quad (9)$$

где

$$\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{15 \hbar^3 c^3} = 7,57 \cdot 10^{-15} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{град}^4),$$

$k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/град — постоянная Больцмана, а κ — число сортов релятивистских частиц (с учетом их статистического веса). Из (8) и (9) получаем

$$(kT)^4 = \frac{1}{\kappa} \frac{45}{32\pi^3} \frac{\hbar^3 c^5}{G t^2} \quad (10)$$

и

$$T = \left(\frac{45}{32\pi^3} \right)^{1/4} \kappa^{-1/4} (m_{P1}/t)^{1/2} \quad (\hbar = c = 1) \quad (11)$$

или

$$t = \left(\frac{45}{32\pi^3} \right)^{1/2} \kappa^{-1/2} \frac{m_{P1}}{T^2} \quad (\hbar = c = k = 1). \quad (12)$$

Для плотности релятивистских частиц n_r всех сортов получаем, принимая среднюю энергию частиц равной $3 kT$,

$$n_r = \frac{\varepsilon}{3kT} = t^{-3/2} \kappa^{1/4} \cdot 0,01 \left(\frac{c}{\hbar G} \right)^{3/4}. \quad (13)$$

В любой системе термодинамическое равновесие устанавливается, если скорость процессов, приведших к равновесию, превышает скорость изменения параметров системы (плотности, температуры и т. д.). В расширяющейся Вселенной эта последняя скорость совпадает со скоростью расширения. Если характерное время процесса превышает космологическое время (т. е. время от начала расширения), равновесие нарушается.

Что же мы понимаем под равновесием? Если в системе имеется несколько сортов частиц и эти частицы могут переходить друг в друга, то при неизменных внешних параметрах устанавливается равновесное распределение, которое в дальнейшем от времени не зависит.

Если внешние условия меняются более быстро, чем самый быстрый процесс, приводящий к рождению частиц какого-то сорта или их уничтожению, то частицы этого сорта выходят из равновесия с остальными частицами. Рассмотрим подобную ситуацию на частном примере рождения и уничтожения пар частиц и античастиц.

Если частица обладает каким-либо зарядом, у нее имеется античастица. Частица и античастица могут аннигилировать. В столкновениях других частиц могут рождаться пары частица — античастица. Частицы могут рождаться и исчезать по одиночке — в процессах взаимодействия с другими частицами. В частном случае, когда самым быстрым из перечисленных является процесс парной аннигиляции частиц и античастиц, равновесие нарушается, когда характерное время аннигиляции τ превышает космологическое время t . Для частиц и античастиц с концентрацией $n_{\text{част}} = n_{\text{античаст}} = n$, относительной скоростью v , процесс с сечением аннигиляции σ и скоростью σv имеет характерное время

$$\tau = (n\sigma v)^{-1}. \quad (14)$$

Если $\tau > t$, то изменение концентрации таких частиц определяется в дальнейшем только расширением Вселенной. В этом случае говорят, что произошла «закалка» частиц данного сорта.

Особый случай закалки частиц представляет так называемое отцепление, характерное для слабовзаимодействующих частиц. В этом случае под τ следует понимать характерное время взаимодействия таких частиц с остальными частицами, так что в (14) n — концентрация остальных частиц и (σv) — скорость взаимодействия с ними слабовзаимодействующих частиц. В процессе отцепления при $\tau \sim t$ слабовзаимодействующие частицы практически не изменяют свою равновесную концентрацию.

Описание физических процессов в период очень ранней Вселенной (до 1 с расширения) возможно только в рамках современных теорий элементарных частиц. Ниже мы покажем, какие новые физические моменты появляются в описании очень ранней Вселенной в соответствии с различными моделями Великого Объединения. Вернемся к изложению общей схемы и эволюции Вселенной.

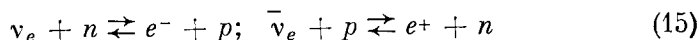
К первой секунде расширения (т. е. при $T \sim 1$ МэВ) во Вселенной присутствует приблизительно равное количество фотонов, нейтрино и антинейтрино всех сортов, электронов и позитронов. Имеется малая (около 10^{-8} — 10^{-10} по концентрации) примесь нуклонов. Эта примесь является главным предсказанием космологии единой калибровочной теории (ЕКТ). Именно эта примесь является основой всего окружающего нас видимого вещества.

Фактически возможна любая модификация сценария очень ранней Вселенной, при условии, в что результате такой модификации получается то же самое отношение концентрации барионов и фотонов. Поэтому для проверки представлений об эволюции очень ранней Вселенной имеют огромное значение любые другие реликты очень ранней

Вселенной, сохраняющиеся на более поздних стадиях расширения. Роль таких реликтов могут играть метастабильные частицы, первичные черные дыры или домены антивещества.

Период $1 \leq t \leq t_{\text{РД}} \sim 10^{12}$ с относится к радиационно-доминированной стадии (РД-стадии) эволюции Вселенной, поскольку плотность энергии излучения доминирует в этот период над соответствующей плотностью вещества. Отвечающий этому периоду интервал температур $1 \text{ МэВ} \gtrsim T \gtrsim 1 \text{ эВ}$ характеризует условия, в которых происходят хорошо изученные в лабораториях процессы атомной и ядерной физики. Возможная неопределенность в описании таких процессов связана с экспериментальной неопределенностью значений параметров, характеризующих эти процессы. Астрофизические следствия таких процессов приводят к наблюдаемым эффектам. Принципиальные черты эволюции Вселенной на РД-стадии могут быть проверены в астрономических наблюдениях, так как первичный химический состав и наблюдаемый электромагнитный тепловой фон являются реликтами этой стадии.

При $t \sim 0,1 \div 1$ с (т. е. при $T \sim 3 \div 1 \text{ МэВ}$) характерное время реакций слабого взаимодействия начинает превышать космологическое время, так что нейтрино «отцепляются» от остальных частиц и β -процессы



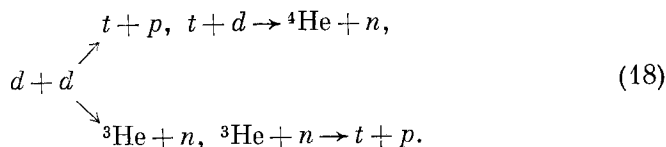
выходят из равновесия. Последнее обстоятельство означает, что отношение концентраций нейтронов и протонов закаляется и не меняется вплоть до $t \sim 10^3$ с, когда нейтроны распадаются. Однако большая часть нейтронов не успевает распадаться, поскольку при $t \sim 10^2$ с (при $T_D \sim 100 \text{ кэВ}$) они соединяются с протонами, образуя ядра дейтерия в реакции



При $T > T_D$ обратная реакция



разрушает часть образующегося дейтерия, но при $T < T_D$ реакция (17) оказывается неэффективной, так что образованный дейтерий участвует в последующих термоядерных превращениях



В результате этих превращений образуется «первичный химический состав». Этот состав имеет важнейшее значение в нашем последующем обсуждении.

При $T_{\text{рек}} \sim 3 \cdot 10^3$ К ($t_{\text{рек}} \sim 10^{13}$ с) происходит рекомбинация электронов и ядер. Образуются нейтральные атомы, и фотоны перестают взаимодействовать с веществом. При

$$T_m \sim \frac{1}{3} \frac{n_B}{n_\gamma} m_p \sim \frac{1}{3} r_B m_p \quad (19)$$

плотность вещества $\rho_B = m_p n_B$ превышает плотность фотонов $\rho_\gamma \sim 3Tn_\gamma$. Момент t_m , когда наступает доминантность вещества $\rho_B > \rho_\gamma$, определяется величиной $r_B = n_B/n_\gamma$ и довольно близок к периоду рекомбинации. Итак, при $t > t_{\text{рД}}$ (см. рис. 1) наступает стадия доминантности современного вещества. На этой стадии развивается гравитационная неустойчивость нейтрального газа. Малые флуктуации плотности вещества растут, формируя наблюдаемую структуру неоднородностей (скопления галактик, галактик и т. д.) [17].

Процесс роста возмущений плотности достаточно длителен. Довольно долго после $t_{\text{рД}}$ вещество расширяется почти однородно, а рост неоднородности сводится к росту контраста плотности между различными областями. Только относительно недавно, при $t \geq 10^{16}$ с, сформировались первые неоднородности, обособившиеся от общего космологического расширения. Их последующая эволюция привела к образованию галактик. В недрах образующихся на этой стадии звезд термоядерные реакции приводят к образованию тяжелых элементов. Взрывы звезд в конце звездной эволюции обогащают тяжелыми элементами межзвездное пространство. Итак, на стадии образования галактик имеет место «звездный нуклеосинтез». Процессы нуклеосинтеза в звездах приводят к образованию тяжелых элементов, но при этом окончательно еще не закрыт вопрос о возможном образовании легких элементов в звездном нуклеосинтезе, под которым мы подразумеваем всю совокупность ядерных превращений на современном этапе эволюции Вселенной.

Основывающаяся на хорошо установленных в лабораторных физических законах картина космологической эволюции после первой секунды расширения содержит ряд определенных количественных предсказаний. Результаты наблюдений последних лет, подтвердившие эти предсказания, вселяют уверенность в справедливости представлений об общей картине эволюции горячей Вселенной.

С другой стороны, некоторые детали этой картины могут измениться существенно. Так, современное развитие теории крупномасштабной структуры Вселенной показало, что даже в эпоху, близкую к современной, эволюция Вселенной может в значительной мере определяться новыми дополнительными факторами, например свойствами реликтовых слабозаимодействующих частиц (см. [17—19]). Поэтому описание эволюции Вселенной (даже после первой секунды расширения) может включать новые факторы и заметно отличаться от описанной выше картины. Но любые такие отличия не должны вызывать следствий, противоречащих наблюдательным данным.

Таким образом, совокупность астрофизических данных, составляющих наблюдательную основу современной космологии, налагает жесткие ограничения на допустимые свойства новых гипотетических полей и частиц.

3. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ТЕОРИЙ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Современное развитие теории элементарных частиц, связанное с идеями Великого Объединения, неизбежно приводит к предсказаниям целых классов новых метастабильных частиц с широким диапазоном возможных масс и времен жизни. На имеющихся и планируемых ускорителях можно будет проверить, существуют ли такие частицы, если их масса не превосходит 10^8 ГэВ [20]. Если масса частиц меньше 10^6 ГэВ, они могли бы рождаться во взаимодействии космических лучей. Однако данные о таких взаимодействиях при энергиях космических лучей 10^{15} — 10^{21} эВ недостаточно определены [20]. Многие из предсказываемых теорией частиц (например, майороны [21], аксионы [22], гравитино [23]) должны обладать очень слабым взаимодействием с веществом, и каналы их рождения сильно подавлены. Этим они существенно отличаются от слабовзаимодействующих нейтрино, которые могут рождаться в распадах, обусловленных взаимодействием заряженных слабых токов. Интересно отметить, что распады, обусловленные нейтральными слабыми токами, непосредственно практически ненаблюдаемы вследствие сильного подавления таких распадов на фоне процессов электромагнитного или сильного взаимодействия. О возможности косвенного наблюдения таких распадов см. [24]. Таким образом, прямые исследования новых сверхслабовзаимодействующих частиц лабораторными методами практически невозможны, даже если их масса мала.

Как мы уже отмечали, рождение таких частиц в достаточно большом количестве могло бы происходить в очень ранней Вселенной. Если частицы метастабильны, они могли бы сохраниться и повлиять на физические процессы на более поздних этапах эволюции Вселенной, что отразилось бы в современных астрофизических наблюдениях.

На рис. 2 представлены ограничения на допустимые характеристики гипотетических частиц из наблюдаемых свойств современной Вселенной. На плоскости $(\tau, \nu m)$, где ν — относительная концентрация частиц массы m по отношению к барионам, величина νm характеризует вклад частиц в космологическую плотность в момент времени τ . Ограничения на характеристики частиц, получаемые из анализа эффектов распада метастабильных частиц или эффектов присутствия стабильных частиц во Вселенной, указаны на рис. 2 и обобщаются ниже.

Современная Вселенная. А. Если бы частицы были стабильны, они сохранились бы во Вселенной к настоящему времени. Электрически заряженные частицы, независимо от их остальных свойств

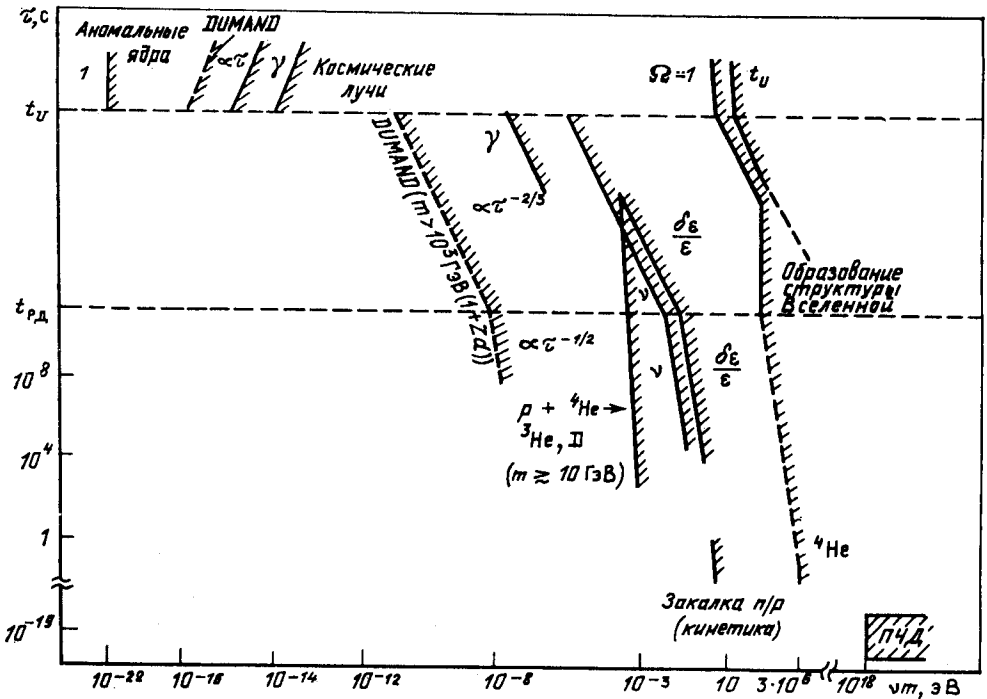


Рис. 2. Ограничения на величину $m\tau$ метастабильных частиц в зависимости от их времени жизни τ

как элементарных частиц, образовывали бы за счет кулоновского взаимодействия атомы. Входили бы в состав химических соединений. Они находились бы непосредственно в окружающем нас веществе, в земном грунте. Однократно положительно заряженные частицы представляли бы собой аномально тяжелые ядра водорода. Отрицательный результат поисков такого «дикого водорода» означает, что при массе частиц, меньшей 300 ГэВ, их концентрация не может превышать 10^{-21} концентрации обычного водорода [25]. На том же уровне находится наблюдаемый предел на допустимую концентрацию дробнозаряженных частиц — гипотетических фрактонов [26] или хидронов [27]. Эти ограничения отвечают запрещенной области, ограниченной линией 1 на рис. 2.

Б. С электрически нейтральными частицами ситуация более сложная. Если они обладают сильным (ядерным) взаимодействием, то могут входить в состав ядер. Если возможно образование ядерных систем типа дейтрона, то ограничения на допустимую концентрацию частиц можно получить из опытов по поиску аномально тяжелого водорода [25]. Если же такие квазидейтроны не должны образовыв-

ваться, то возможны более слабые ограничения из опытов по поиску аномальных изотопов гелия, лития, бериллия [28].

Реликтовые электрически нейтральные слабо взаимодействующие частицы не могли бы содержаться в земном грунте. Они входили бы в скрытую массу современной Вселенной. Как мы обсуждали выше, полная плотность вещества, включающая скрытую массу, не может быть более чем в несколько раз превышать критическую плотность, иначе это противоречило бы минимальной оценке возраста Вселенной (см. [29, 30]). Отсюда можно получить ограничение на современную плотность таких частиц, а значит, и на их допустимую закаленную концентрацию [30]. Более тонкие ограничения на нейтральные слабо взаимодействующие частицы можно получить из анализа наблюдений в рамках теории крупномасштабной структуры Вселенной [31]. Тем самым ограничивается вклад в плотность современной материи в любой ее форме.

В. Если нейтральные слабо взаимодействующие частицы нестабильны, то, даже если их время жизни превышает возраст Вселенной, астрофизические данные о γ -фоне и потоке космических лучей могут значительно сильнее ограничить их современную плотность и/или время жизни, если среди продуктов их распада содержатся фотоны или заряженные частицы [30, 32, 33]. Аналогичные ограничения на допустимую концентрацию получаются (см. рис. 2), если даже малая доля нерелятивистских частиц и античастиц аннигилирует в Галактике в заряженные частицы и фотоны [34, 35]. Допустимая аннигиляция в нейтринно ограничивается наблюдениями нейтринных телескопов (см. рис. 2). Для таких ограничений существенны учет неоднородного распределения реликтовых нерелятивистских частиц в современной Вселенной и привлечение теории образования галактик. Такой учет позволяет, например, усилить ограничения на допустимые параметры тяжелых стабильных нейтральных лептонов [34] по сравнению со случаем их однородного распределения [36].

Вселенная от начала нуклеосинтеза до настоящего времени. Выше обсуждались ограничения, возникшие из наблюдений электромагнитного фона в γ -диапазоне для частиц, время жизни которых превышает возраст Вселенной. Аналогичные ограничения можно получить и для частиц, время жизни которых меньше, чем возраст Вселенной. Но эти ограничения на их допустимую концентрацию оказываются более слабыми вследствие эффектов расширения Вселенной (см. рис. 2). Связь между плотностью энергии излучения ρ_γ^0 , образовавшегося при распаде частиц в период, отвечающий красному смещению z , и его современной плотностью энергии ρ_γ^c дается соотношением $\rho_\gamma^c = \rho_\gamma^0 (1 + z)^4$. Поэтому, чем раньше (при большем z) происходили распады частиц, т. е. чем меньше их время жизни, тем меньше современная плотность энергии излучения, образовавшегося при таких распадах (рис. 3). Расширение приводит к тому, что 1) падает плотность числа распадных фотонов и 2) падает средняя энергия квантов излучения, а в более мягкой области наблюдаемый не-

тепловой электромагнитный фон больше. На этом фоне труднее заметить эффекты распадов частиц. При той же относительной плотности частиц (плотности, отнесенной к плотности вещества) получаются более слабые ограничения на их концентрацию.

В описываемой выше ситуации мы предполагали, что γ -излучение от распадов частиц (напомним, что речь все время идет о жестком излучении, связанном, например, с распадами π^0 , образующихся в распадах частиц) в последующем не взаимодействует с веществом, что правомерно, если вещество Вселенной прозрачно для такого излучения.

Если распады частиц происходят в период, когда $\tau = n_e \sigma_c ct > 1$, то γ -излучение взаимодействует с веществом и прямое сравнение интенсивности излучения от распада частиц с нетепловым электромагнитным фоном неправомерно. Взяв $n_e = 3 \cdot 10^{-6} \Omega_B \cdot (1+z)^3$, $\sigma_c = 3 \cdot 10^{-25} e_{\gamma}^{-1}$ и $t = 3 \cdot 10^{17} (1+z)^{-3/2}$, легко получить, что непрозрачность вещества для фотонов с энергией ϵ_{γ} наступает при $z > 20 (\epsilon_{\gamma}/\Omega_B)^{2/3}$. Здесь n_e в см^{-3} , ϵ_{γ} в МэВ, t в с, σ в см^2 . Если распады происходят при больших z , распадные фотоны не сохраняются во Вселенной к настоящему времени из-за взаимодействия с веществом. Происходит «комptonизация» распадного излучения, в ходе которой фотоны стремятся термализоваться. Процессы выделения энергии в распадах частиц нагревают вещество; во Вселенной появляются горячие электроны, и их взаимодействие с реликтовым излучением может приводить к искажению планковской формы спектра реликтового электромагнитного фона. Величина искажения, а значит, его наблюдения определяются энергвыделением и его моментом. Наблюдения дают верхнюю границу для допустимой величины таких искажений, а следовательно, ограничивают допустимое время жизни, концентрацию и массу гипотетических частиц.

Теория (см. [9, 37]) искажений реликтового излучения рассматривает два разных случая (зависящих от z):

а) раннее выделение энергии

$$10^8 \Omega_B^{1/2} > z > 4 \cdot 10^4 \Omega_B^{1/2}; \tag{20}$$

б) позднее выделение энергии

$$z < 4 \cdot 10^4 \Omega_B^{1/2}. \tag{21}$$

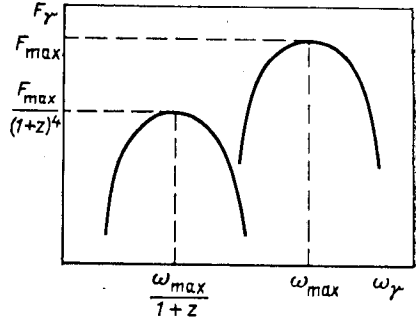


Рис. 3. Изменения ограничений на поток энергии излучения F_{γ} в зависимости от момента образования γ -квантов

Как было показано в [9, 37], если энергия выделяется при $z > > 10^8 \Omega_B^{1/2}$ (т. е. при $t \ll 10^3 \Omega_B^{-1}$), реакции



могут обеспечить образование дополнительного числа мягких фотонов, поэтому планковский равновесный спектр для фотонов успевает установиться после энерговыделения. Это означает, что любое энерговыделение при $z > 10^8 \Omega_B^{1/2}$ не приводит к искажению теплового характера спектра. Но при $z < 10^8 \Omega_B^{1/2}$ реакции (22) уже становятся неэффективными для рождения новых фотонов. При этом тепловое равновесие между горячими электронами и холодными фотонами устанавливается при условии постоянного числа фотонов. Поэтому в случае а), т. е. если энергия выделяется в период (20), распределение фотонов после установления равновесия между электронами и фотонами не является планковским распределением (3). Оно представляет собой равновесное распределение для фиксированного числа фотонов, взаимодействующих с веществом, т. е. распределение Бозе — Эйнштейна

$$F_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} [\exp(h\nu + \mu)/kT_e - 1]^{-1}, \quad (23)$$

где ν — частота, T_e — температура электронов. Химический потенциал μ определяет относительное энерговыделение. Отклонение спектра (23) от планковского распределения приводит к искажению спектра реликтового излучения. По наблюдательным данным о спектре реликтового излучения можно наложить такое ограничение на возможное энерговыделение:

$$(\delta\varepsilon/\varepsilon_\gamma)_a < 6 \cdot 10^{-2}, \quad (24)$$

где $\delta\varepsilon$ — плотность энерговыделения и ε_γ — плотность энергии фотонов.

Однако если энергия выделяется довольно поздно (т. е. при $z < < 4 \cdot 10^4 \Omega_B^{1/2}$), то равновесный бозе-эйнштейновский спектр (23) не успевает установиться. Тогда искажение фотонного спектра определяется кинетикой нагрева фотонного газа горячими электронами. Наблюдательные данные приводят к таким ограничениям на позднее энерговыделение:

$$(\delta\varepsilon/\varepsilon_\gamma)_b < 2 \cdot 10^{-1}, \quad (25)$$

где индекс b означает, что рассматривается случай (24).

Основываясь на ограничениях (24) и (25), можно получить ограничения на долю вещества, содержащегося в момент распада, в форме тяжелых метастабильных частиц: $f = \frac{mn_m}{m_p n_B}$ [$n_{m(B)}$ — концентрация метастабильных частиц массы m (барионов)] (см. [38]).

В самом деле, плотность энергии фотонов ϵ_γ определяется как

$$\epsilon_\gamma = 6 \cdot 10^{-13} (T_3)^4 (1+z)^4, \quad (26)$$

где $T_3 = T/3K$ — температура реликтовых фотонов в настоящее время. Выход энергии $\delta\epsilon$ определяется плотностью метастабильных частиц ρ_m

$$\delta\epsilon = \rho_m c^2 = \frac{\rho_m}{\rho_B} \rho_B c^2 = 5 \cdot 10^{-9} \Omega_B f (1+z)^3. \quad (27)$$

Из (26) и (27) получаем

$$\frac{\delta\epsilon}{\epsilon_\gamma} = \frac{8 \cdot 10^3 \Omega_B f}{1+z} \left(\frac{1}{T_3} \right)^4. \quad (28)$$

Поэтому верхние пределы на искажения реликтового фонового излучения приводят к таким ограничениям на величину f :

$$f \leq \left(\frac{T_3}{T_3} \right)^4 \frac{1+z}{8 \cdot 10^3 \Omega_B} \begin{cases} 2 \cdot 10^{-1} & \text{при } z < 4 \cdot 10^4 \Omega_B^{1/2}; \\ 6 \cdot 10^{-2} & \text{при } 4 \cdot 10^4 \Omega_B^{1/2} < z < 10^8 \Omega_B^{1/2}. \end{cases} \quad (29)$$

Видно, что пределы на f довольно слабы при $z \gg 10^3$, т. е. при времени жизни частиц $\tau \ll 10^{13}$ с

$$f \ll 1 \text{ при } \Omega_B \sim 0,1.$$

Выше мы обсудили влияние на наблюдаемые свойства Вселенной только распадных фотонов. На самом деле в распадах могут появляться также стабильные частицы, такие, как нейтрино и антинейтрино, нуклоны и антинуклоны. К каким же следствиям может привести появление этих частиц?

Нейтрино слабо взаимодействуют с веществом, и для них Вселенная просветляется довольно рано. Для взаимодействия нейтрино с остальными частицами имеется характерный момент аннигиляции пар во Вселенной при $t \sim 10^2$ с. До этого момента нейтрино в основном взаимодействуют с электронами и позитронами, равновесная концентрация которых сравнима с концентрацией фотонов. В период $t > 10^2$ с, по окончании e^+e^- -аннигиляции, основным процессом взаимодействия нейтрино с плазмой оказывается взаимодействие с нуклонами вследствие большего сечения такого взаимодействия. При $t < 10^2$ с плазма непрозрачна для нейтрино с энергией $\epsilon_\nu > 100 t^{1/2}$ (где ϵ_ν в МэВ, t в с). При $t > 10^2$ с плазма электронов и ядер во Вселенной оказывается прозрачна для нейтрино любой энергии. Это связано с резким замедлением роста сечения взаимодействия нейтрино с энергией ϵ_ν при $\epsilon_\nu m_p \gg M_W^2$. Однако это не означает, что Вселенная в целом прозрачна для нейтрино любой энергии, поскольку во Вселенной имеется реликтовый тепловой фон нейтрино — антинейтринных пар, и энергичные нейтрино могут терять энергию в столкновениях с реликтовыми нейтрино $\nu + \bar{\nu} \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ или вообще исчезать в реакциях слабой аннигиляции с реликтовыми антинейтрино,

например $\bar{\nu}\nu \rightarrow e^+e^-$. Взяв для оценки $n_\nu \sim 5 \cdot 10^{31} (t)^{-3/2}$, $\sigma \sim \frac{G_N^2 \varepsilon_\nu T_\nu}{\pi}$, можно получить, что оптическая толщина $\tau = n_\nu \sigma c t$ превышает 1 при $\varepsilon_\nu > \varepsilon_\nu^{\max} = t$, где ε_ν в ГэВ. Нейтрино меньшей энергии, образовавшиеся при $10^2 < t < t_{\text{рД}}$, доживут до настоящего времени, и уменьшение их энергии может быть связано только с общим расширением Вселенной. Как было показано в [39], если распад частиц с массой 10^8 ГэВ $(1+z)^{-1}$ происходит при $t > 10^8$ с, то потоки нейтрино высокой энергии от такого распада, сохраняющиеся к настоящему времени во Вселенной, будут доступны регистрации на детекторе DUMAND на озере Байкал, если значение rm для реликтовых частиц массы m (в ГэВ) и закаленной относительной концентрации $r = n_m/n_\gamma$ (n_γ — концентрация фотонов) превышает

$$rm = 10^{-10} \tau^{-1/2} \begin{cases} 1, & 10^8 < \tau < 10^{11} \text{ с}, \\ 86\tau^{-1/6}, & \tau > 10^{11} \text{ с}. \end{cases} \quad (30)$$

Соответствующие ограничения из [39] приведены на рис. 2.

Появление во Вселенной в результате распада частиц нуклонов и антинуклонов искажает картину первичного нуклеосинтеза и могло бы изменить наблюдаемое обилие легких элементов.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И ИХ НАБЛЮДАЕМОЕ ОБИЛИЕ

Образование легких элементов в стандартной модели космологического нуклеосинтеза. Примем в качестве стандартной барион-асимметричную модель Вселенной с отношением плотности числа барионов n_B к плотности числа фотонов n_γ : $r_B = n_B/n_\gamma = 10^{-9 \pm 1}$. Наиболее полные расчеты были проведены в [40, 41] (см. также [42, 43]). Обсудим основные предположения, параметры и результаты этих расчетов.

Предположения. 1. Расширение Вселенной рассматривается в рамках метрической теории гравитации.

2. В период нуклеосинтеза во Вселенной отсутствует сильная неоднородность или анизотропия. (О влиянии неоднородности на нуклеосинтез см. [9, 45], об эффектах анизотропии см. [9, 46].)

3. Предполагается наличие высокотемпературной стадии в эволюции Вселенной от $T > 10^{11}$ К. На такой стадии устанавливалось равновесие между нуклонами, нейтрино, излучением и электрон-позитронными парами. В ходе последующего расширения равновесие по β -процессам нарушается и происходит закалка отношения концентраций нейтронов к протонам.

4. Все локальные процессы аннигиляции антинуклонов закончились до периода нуклеосинтеза, так что эффекты аннигиляции в период нуклеосинтеза пренебрежимы. (О влиянии аннигиляции на процесс нуклеосинтеза см. в обзорах [47, 48].)

Параметры модели. 1. Плотность барионов ρ_B .

2. Параметр ξ , определяющий темп расширения Вселенной.

Результаты расчета зависят также от закаленного отношения концентраций нейтронов и протонов n/p , а также от константы C , определяющей скорость распада свободного нейтрона.

Предполагается, что расширение происходит адиабатически, так что $\rho_B = hT^3$. Если в период после нуклеосинтеза не происходило дополнительного энерговыделения, увеличивающего число реликтовых фотонов, то величина h определяется современным отношением плотностей реликтового излучения и видимого вещества.

Темп изотропного расширения определяется параметром ξ следующим образом:

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dt} = \xi \sqrt{24\pi G\rho},$$

где v — скорость расширения Вселенной; ρ — космологическая плотность в период нуклеосинтеза, обусловленная всеми известными сортами частиц (фотонами, электрон-позитронными парами, электронными и мюонными нейтрино). Относительный вклад барионов в общую космологическую плотность в этот период эволюции горячей Вселенной не превышает 10^{-5} .

Параметр ξ отвечает присутствию во Вселенной новых сортов релятивистских веществ. О влиянии нерелятивистских частиц см. [49]. Общее ограничение на количество сортов труднонаблюдаемых частиц, т. е. на величину ξ , из результатов космологического нуклеосинтеза было впервые получено В. Ф. Шварцманом [50]. В частности, если предположить, что все труднонаблюдаемые частицы являются новыми сортами нейтрино, то максимальное возможное значение ξ ограничивает сверху допустимое число сортов нейтрино. В [50] этот предел составлял 8—10 сортов. В последующих работах утверждается, что предел на число новых сортов нейтрино не превышает 1 [51].

Ограничение на число сортов нейтрино в рамках теорий Великого Объединения является ограничением на число различных сортов заряженных лептонов и кварков, так как основным принципом построения этих теорий является симметрия между поколениями фермионов, а к каждому поколению фермионов относится пара кварков, заряженный лептон и нейтрино. Жесткое ограничение, полученное в [51], отвечало бы отсутствию новых кварков и лептонов, кроме известных трех поколений фермионов, отвечающих трем сортам нейтрино ν_e , ν_μ и ν_τ .

С другой стороны, верхний предел на ξ налагает жесткие ограничения на модели Великого Объединения, предсказывающие новые типы легких труднонаблюдаемых частиц, отвечающих новым фундаментальным симметриям.

Например, в условиях нарушения CP -инвариантности симметрия пространства относительно замены левой и правой систем координат

может восстанавливаться только при наличии невидимых двойников обычных частиц — зеркальных частиц [52]. Такие частицы практически не должны иметь с обычными частицами никаких общих взаимодействий, кроме гравитационного, и их существование может быть проверено только по их астрофизическим проявлениям [53]. В схеме с зеркальными частицами наряду с обычными электроном, позитроном, фотоном и левыми нейтрино (правыми антинейтрино) предсказываются зеркальные электрон, позитрон, фотон и правые нейтрино (левые антинейтрино) с теми же значениями массы и с той же самой концентрацией, что и обычные частицы. Поэтому модель зеркального мира предсказывает $\xi = \sqrt{2}$. Казалось бы, ограничения [51] полностью исключают такую возможность.

Однако следует иметь в виду, что ограничения на величину ξ и, следовательно, на число сортов нейтрино получены из наблюда-

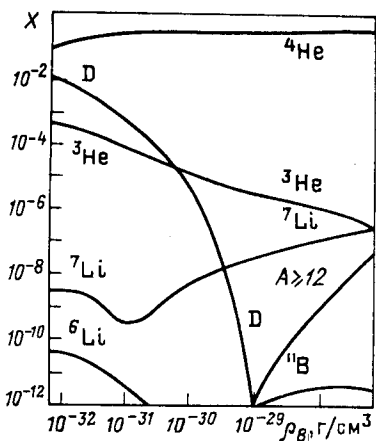


Рис. 4. Зависимость концентрации легких элементов от плотности барионов в стандартной модели Вселенной

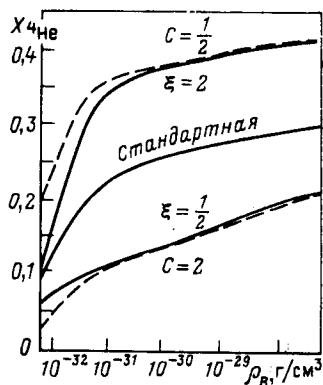


Рис. 5. Диапазон изменений концентрации первичного ${}^4\text{He}$ при изменении параметров C и ξ вдвое

тельных данных по космологическому обилию гелия и теории космологического нуклеосинтеза. Как мы покажем далее, в действительности выход ${}^4\text{He}$ слабо чувствителен к космологическим параметрам в пределах наблюдательной неопределенности.

В расчетах [40, 41] время жизни свободного нейтрона относительно β -распада было взято равным $\tau_n = 926 \text{ с}/C$. Константа C учитывает неопределенность в экспериментальном значении времени жизни нейтрона. На скорость β -процессов может повлиять и вырождение нейтрино в период нуклеосинтеза [41, 42] или эффекты нарушения CP в нейтринных осцилляциях [54].

В стандартной модели нуклеосинтеза полагается $\xi = C = 1$, а единственным источником энерговыделения после 1 с расширения — аннигиляция равновесных электрон-позитронных пар.

Результаты расчетов космологического нуклеосинтеза, проведенных в [40, 41, 44], представлены на рис. 4—7. На рис. 4 дана зависимость концентрации легких элементов в стандартной модели ($\xi = C = 1$) от плотности барионов. Из рисунка видно, что наиболее чувствительной к значению ρ_B является концентрация дейтерия.

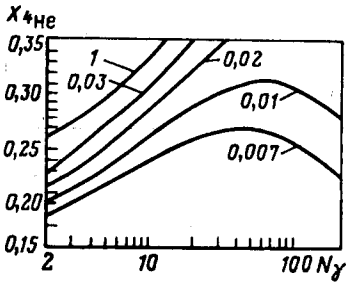


Рис. 6. Зависимость концентрации ${}^4\text{He}$ от числа сортов нейтрино при различной плотности барионов

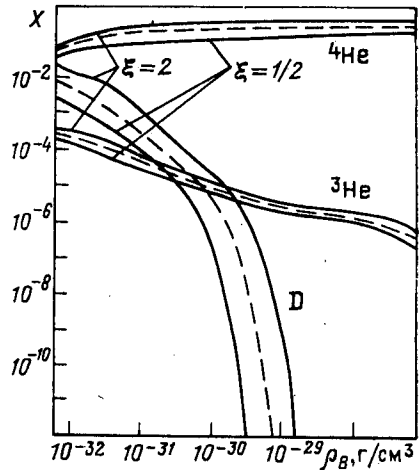


Рис. 7. Изменения выходов дейтерия, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ при изменении параметров C и ξ вдвое

Например, при $\rho_B > 10^{-30}$ г/см³ возникает существенный дефицит дейтерия по сравнению со средним наблюдаемым значением (см. ниже). В то же время, концентрация ${}^4\text{He}$ зависит от ρ_B только при очень малых плотностях барионов. Как было указано выше, величины ξ и C являются параметрами расчетов. На рис. 5 показан диапазон изменений концентрации ${}^4\text{He}$ при изменении этих параметров. Из этого рисунка видно, что при плотности барионов $\rho_B \sim 10^{-31}$ г/см³ наличие зеркального мира отвечало бы весовой концентрации ${}^4\text{He}$ около 0,29.

На рис. 6 представлена зависимость концентрации ${}^4\text{He}$ от числа сортов нейтрино N_ν при различной плотности барионов в единицах критической плотности Ω_B от 1 до 0,007. Для постоянной Хаббла $H = 50$ км/(с·Мпс) критическая плотность $\rho_c = 5 \cdot 10^{30}$ г/см³ и видимому веществу соответствует $\Omega_B = 0,03$. При наличии зеркального мира, которому отвечает $N_\nu = 8$, предсказывается $X_{{}^4\text{He}} = 0,29$.

Диапазон выходов дейтерия, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ при изменении от 1/2 до 2 представлен на рис. 7. Как видно, наиболее сильно варьирует концентрация дейтерия.

Наблюдаемое обилие легких элементов. Для определения параметров Вселенной на основе теории первичного нуклеосинтеза необходимо иметь хорошие наблюдательные данные по распространенности легких элементов, а также учесть возможную химическую эволюцию вещества после космологического нуклеосинтеза.

В табл. 1 приведены данные по распространенности легких элементов. Прокомментируем приведенные данные по распространенности отдельных элементов.

Таблица 1. Распространенность легких элементов

Соотношение легких элементов	Межзвездный газ	Поверхность Солнца	Звезды	Метеориты
${}^2\text{H}/\text{H}$	$< 4 \cdot 10^{-4}$ $> 3 \cdot 10^{-5}$	$< 4 \cdot 10^{-6}$	$< 6 \cdot 10^{-4}$	$< 8 \cdot 10^{-5}$ $> 1 \cdot 10^{-5}$
	Принятое значение $1,4 \cdot 10^{-5}$			
${}^3\text{He}/\text{H}$	$< 5 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$(1,5_{-0,7}^{+1,5}) \cdot 10^{-5}$	—
	Принятое значение $(2 \pm 1) \cdot 10^{-5}$			
${}^4\text{He}/\text{H}$	$0,11 \pm 0,03$	$\sim 0,10$	$\sim 0,10$	—
	Принятое значение $0,10 \pm 0,02$			
Li/H	$3 \cdot 10^{-10}$	10^{-11}	$10^{-10} - 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$
	Принятое значение 10^{-9}			
Be/H	$< 7 \cdot 10^{-11}$	10^{-11}	$4 \cdot 10^{-11} - 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-11}$
	Принятое значение $2 \cdot 10^{-11}$			
B/H	$< 2 \cdot 10^{-9}$	$< 6 \cdot 10^{-10}$	—	$2 \cdot 10^{-10} \div 6 \cdot 10^{-9}$
	Принятое значение $5 \cdot 10^{-9}$			

Дейтерий. Обилие дейтерия на Земле составляет [55] $\text{D}/\text{H} \sim 1,6 \cdot 10^{-4}$. Подобное обилие дейтерия наблюдается также в метеоритах [56]. Оценка обилия дейтерия на Юпитере по наблюдениям молекул, в состав которых входит дейтерий, дает $\text{D}/\text{H} = (2,9 - 7,5) \cdot 10^{-5}$ из наблюдений CH_3D молекул [57] и $\text{D}/\text{H} = (2,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$ из наблюдений молекул HD [58]. Для фотосферы и короны Солнца в ре-

зультате спектрального анализа получают верхний предел для обилия дейтерия $D/H < 4 \cdot 10^{-6}$ [59]. Отсутствие дейтерия на солнечной поверхности объясняется его выгоранием.

Наблюдения дейтерия в межзвездной среде дают неоднозначные результаты. Эти результаты свидетельствуют о больших вариациях в наблюдаемом обилии дейтерия. В табл. 2 приведены некоторые дан-

Таблица 2. Распространенность дейтерия в различных объектах и в различных направлениях

Объект	D/H	Литература
Поверхность Юпитера	$(2,9-7,5) \cdot 10^{-5}$	[57]
Солнечная фотосфера и корона	$(2,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$	[58]
	$4 \cdot 10^{-6}$	[59]
Направление на ближайшую звезду		
α Cen A	$(2,4^{+1,2}_{-0,7}) \cdot 10^{-5}$	[61]
ϵ Eri	$(0,9-2) \cdot 10^{-5}$	[62]
ϵ Ind	$(1,1-2,9) \cdot 10^{-5}$	[62]
α CM	$1,8 \cdot 10^{-5}$	[62]
Капелла α Aur	$(1,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$	[63]
λ Aud	$(3,9^{+5,7}_{-1,7}) \cdot 10^{-5}$	[61]
	$(1,8-4) \cdot 10^{-5}$	[62]
	$(1,3-5) \cdot 10^{-5}$	[64]
HR 1099	$(1,2-4,5) \cdot 10^{-5}$	[63]
Направление на удаленную звезду		
Агена β Cen	$(1,25^{+1,25}_{-0,45}) \cdot 10^{-5}$	[65]
μ Col	$(6,3^{+1,0}_{-2,3}) \cdot 10^{-6}$	[66]
γ^2 Ve	$(2^{+1,2}_{-0,75}) \cdot 10^{-5}$	[66]
α Cru	$(2,5^{+0,7}_{-0,9}) \cdot 10^{-5}$	[66]
Спика α Vir	$(1,6^{+1,2}_{-0,6}) \cdot 10^{-5}$	[66]
γ Cus	$(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$	[67]
ξ Pup	$(2,3^{+0,7}_{-0,3}) \cdot 10^{-5}$	[67]
Минтака δ Ori	$(7 \pm 2) \cdot 10^{-6}$	[68]
Альвилам ϵ Ori	$(6,5 \pm 3) \cdot 10^{-6}$	[68]

ные наблюдений дейтерия, указаны направления наблюдения с Земли или объект, в котором проводились наблюдения, и приводится ссылка на работу, где эти результаты опубликованы. Видимое различие результатов ни в коей мере не свидетельствует о неточности самих наблюдений. Оно отражает реально существующую неоднородность обилия дейтерия. Все это свидетельствует о значительном

изменении первичного обилия дейтерия в результате физических и химических процессов, происходящих в межзвездной среде.

Ниже будут указаны некоторые процессы, приводящие к образованию дейтерия в современной Вселенной. Необходимо отметить, что имеется общий процесс постепенного выгорания дейтерия в звездах, так как газ, прошедший через звезды, дейтерия не содержит. С другой стороны, возможно, в принципе, локальное увеличение концентрации дейтерия в галактиках за счет притока межгалактического газа с первичным химическим составом. Но если все же говорить об усредненном наблюдаемом обилии дейтерия, то в настоящее время может быть принято значение $(2,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-5}$ [60]. Хотя, как уже отмечалось, существует неопределенность этого значения из-за выгорания дейтерия в звездах, поскольку количество вещества, прошедшего через звезды, достоверно не установлено. В нашем обзоре при оценках влияния физических условий в ранней Вселенной на обилие первичного дейтерия мы будем считать, что сильного изменения обилия дейтерия по отношению со значением $(2,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-5}$ не происходило.

³He. Обилие ³He в межзвездной среде определяется в наблюдениях сверхтонкого расщепления линии 3,46 см. Этот метод дает следующий верхний предел на обилие ³He : ${}^3\text{He}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-5}$ [60]. Прямые наблюдения ³He в солнечном ветре дают значение ${}^3\text{He}/{}^4\text{He} = 4 \cdot 10^{-4}$ [69]. Из анализа наблюдаемых на Солнце концентраций других легких элементов можно сделать выводы, что перемешивание вещества в Солнце или термоядерные процессы на его поверхности не были достаточно эффективны, так что начальная концентрация ³He в протосолнечном облаке не могла заметно измениться. В то же время такой анализ указывает на возможность перегорания всего протосолнечного дейтерия в ³He. Тогда наблюдаемая концентрация ³He дает верхний предел на суммарное первичное обилие дейтерия и ³He, равный $(4,2 \pm 2,8) \cdot 10^{-5}$ [60].

Вообще говоря, наблюдения ³He в межзвездной среде довольно трудны, поэтому используемые для интерпретации наблюдений простые модели дают только верхний предел, равный ${}^3\text{He}/\text{H} = (4 \pm 1) \times 10^{-5}$ [7]. В работе [60] это значение берется равным ${}^3\text{He}/\text{H} = (1,8 \pm 1,2) \cdot 10^{-5}$. Отметим, что ³He может образовываться в звездах с малыми массами, как это было предложено в [71].

⁴He. Имеется большое количество работ по оценкам концентрации ⁴He в галактиках и звездах, основанных на наблюдении возбужденного ⁴He. Детальное обсуждение этих работ, а также работ по определению градиента концентрации ⁴He в Галактике не является целью настоящего обзора. Поэтому здесь будут приведены только общепринятые значения отношения числа атомов ${}^4\text{He}/\text{H} = 0,10 \pm 0,02$, что отвечает массовой концентрации ⁴He: $0,285 \pm 0,114$ [72]. Обсуждаемые ниже ограничения на параметры моделей Великого Объединения не чувствительны к незначительным отличиям концентрации ⁴He от принятого значения. Отметим, что в [60] ${}^4\text{He}/\text{H} =$

$= 0,075 \pm 0,009$ для первичного состава до начала звездообразования.

В действительности вопрос о первичной концентрации ${}^4\text{He}$ далеко не прост (см. обзор [72] и ссылки в нем). Имеются указания на корреляцию обилия гелия в галактиках и обилия в них тяжелых элементов. Минимально наблюдаемая концентрация гелия, отвечающая в этом случае его первичной концентрации, составляет 0,08, т. е. массовую концентрацию 0,24. Это значение и было принято в [51]. С другой стороны, (см. [72]) имеется точка зрения, что универсальное значение обилия гелия составляет 0,10 (0,285 по массовой концентрации) и эта концентрация обусловлена космологическим нуклеосинтезом. Как видно из приведенных выше оценок, возможность существования зеркального мира в последнем случае не противоречит наблюдениям.

Механизм образования дейтерия и ${}^3\text{He}$ в звездном нуклеосинтезе. Как было показано выше, концентрация дейтерия в межзвездной среде и даже в ближайшей окрестности Солнечной системы оказывается распределенной довольно неоднородно. Такие вариации концентраций могут быть объяснены как процессами, приводящими к перераспределению концентрации дейтерия по отношению к водороду, так и процессами образования дейтерия в астрофизических объектах.

Прежде всего остановимся на возможных процессах перераспределения концентрации дейтерия. В [73] были рассмотрены два возможных механизма, приводящие к перераспределению относительных концентраций молекулярного дейтерия и водорода. Первый механизм рассматривает диффузию атомов дейтерия в малоплотных межзвездных облаках, прозрачных по отношению к потоку излучения извне — от горячих звезд. В этом случае лучистое давление, действующее на молекулы HD, будет приводить к обеднению дейтерием поверхности облака и к обогащению дейтерием центральных областей.

Второй механизм связан с молекулярными реакциями. Известно, что образование молекул H_2 происходит в основном на поверхности пылинок, а молекулы HD образуются в газообразной среде через обменную реакцию: $\text{D}^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{HD} + \text{H}^+$. Тогда из-за фотодиссоциации молекул H_2 в плотных облаках с оптической толщиной τ_0 для линии H_2 будет происходить увеличение относительной концентрации $\text{D}/\text{H} \sim 10^{-6} [\tau_0 (\text{H}_2)]^{1/2}$ в наблюдениях. В некоторых случаях это значение может достигать 10^{-4} [73].

Рассмотрим механизмы образования дейтерия в астрофизических условиях. До настоящего времени было предложено несколько возможностей. В [74] рассматривался механизм реакций разбивания более тяжелых элементов в квазароподобных объектах на ранней галактической стадии. Однако удовлетворительных результатов получить не удалось.

Другие источники связаны с современными объектами: 1) с ударными волнами при взрывах сверхновых [75]; 2) с взрывами на поверх-

ности нейтронных звезд [76, 77]; 3) с дейтериевым котлом в окрестности релятивистских объектов [78]. Рассмотрим эти источники.

Образование дейтерия на фронте ударных волн при взрыве сверхновой связано с наличием неравновесной зоны скачка ионной температуры. В этой области происходит разрушение ${}^4\text{He}$, приводящее к образованию дейтерия. Но, как было впервые показано в [79], одновременно создаются условия для производства лития. Наблюдаемое в природе соотношение концентраций лития и дейтерия и сравнение с оценками выхода дейтерия и лития в ударных волнах показывают, что этот механизм не может обеспечить заметный вклад в наблюдаемое обилие дейтерия во Вселенной.

В [76, 78] было показано, что в процессе образования нейтронной звезды у ее поверхности может образовываться неравновесный слой, обогащенный нейтронами. Последующая эволюция такого слоя может приводить к взрывам, в результате которых на поверхность нейтронной звезды может попадать заметное количество нейтронов. Нейтроны могут захватываться водородом и создавать дейтерий. Согласно оценкам [80], этот механизм может обеспечить образование порядка 10^{28} г дейтерия на одну нейтронную звезду, так что концентрация дейтерия в окрестности нейтронной звезды может достигать 10^{-3} — 10^{-4} . Учитывая что, в Галактике имеется порядка 10^9 нейтронных звезд, можно ожидать, что они могут обеспечить обилие дейтерия в межзвездном газе, составляющем 10^{-2} массы Галактики 10^{-5} — 10^{-6} .

Образование дейтерия в окрестности релятивистских объектов связано с высокой ионной температурой $T \gtrsim 10^{11}$ К, так что в этих условиях происходит разрушение ${}^4\text{He}$ с прямым образованием дейтерия и нейтронов. Последние, покидая область их образования, могут также являться источниками дейтерия [78].

Указанные механизмы могут играть существенную роль в объяснении неоднородности распределения дейтерия, но, по-видимому, не могут объяснить все наблюдаемое обилие дейтерия, рассматриваемое обычно как результат первичного нуклеосинтеза.

Выше мы указывали, что теория первичного нуклеосинтеза характеризуется рядом внешних параметров. В рамках теории Великого Объединения появляется возможность связать такой важный параметр, как плотность барионов, с физикой Великого Объединения и физическими условиями очень ранней Вселенной. С учетом возможных следствий физики процессов в очень ранней Вселенной картина космологического нуклеосинтеза перестает быть замкнутой, так как концентрация легких элементов может меняться из-за распадов реликтовых тяжелых частиц, испарения первичных черных дыр или аннигиляции доменов антивещества.

В последнее время широкое развитие получило включение моделей Великого Объединения в рамки теории суперструн. Развитые ниже методы полностью применимы для этих моделей, в которых возможные типы источников p более разнообразны.

5. НЕСОХРАНЕНИЕ БАРИОННОГО ЗАРЯДА В МОДЕЛЯХ ВЕЛИКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ

Принятая в настоящее время (стандартная) картина эволюции Вселенной основывается на утверждении, что все видимые астрономические объекты состоят из вещества, что в современной Вселенной антивещество отсутствует. Это подтверждается целым рядом прямых и косвенных наблюдений (см. обзоры [47, 48]). В рамках этой картины практически все античастицы, находившиеся в равновесии с частицами и излучением ранней Вселенной, должны проаннигилировать в ходе последующего развития. (Антибарионы после 10^{-3} с, позитроны после 10^2 с.) Относительно малое по сравнению с числом фотонов число барионов, оставшихся после аннигиляции, должно было быть задано изначально как избыток барионов над антибарионами. Имевшееся ранее возражение против барион-асимметричной модели как раз и касалось этого изначально заданного избытка. Его произвольность представлялась неэстетичной в сравнении с эстетически привлекательной барион-симметричной космологией. Однако недавно это теоретическое уродство барион-асимметричной космологии было устранено. Оказалось возможным в рамках моделей Великого Объединения связать этот избыток с фундаментальными свойствами элементарных частиц.

Образование барионного заряда в ранней Вселенной. Барионный заряд существенно отличается от электрического заряда — с барионным зарядом не связано действующее поле, поэтому его возможное несохранение не привело бы к драматической мгновенной перестройке такого поля. Никакие фундаментальные физические причины не препятствуют несохранению барионного заряда. Сохранение барионного заряда означает только, что во всех известных реакциях число барионов минус число антибарионов сохраняется и что самый легкий барион — протон стабилен. Последнее проверено с высокой точностью. На основании последних экспериментов по поиску распада протонов время жизни протона во всяком случае превышает 10^{31} лет [81]. Так что фактически сохранение барионного заряда не имеет каких-либо фундаментальных оснований, это просто экспериментальный факт, проверенный с очень высокой точностью. В работах советских авторов было впервые отмечено, что возможное несохранение барионного заряда и одновременное нарушение CP -инвариантности в неравновесных процессах распада тяжелых частиц в ранней Вселенной приводит к появлению избытка барионов во Вселенной [82, 83].

Подчеркнем, что одного только несохранения барионного заряда недостаточно для образования барионного избытка, поскольку образованию такого избытка препятствуют: 1) принцип детального равновесия, справедливый для любой системы с сохранением C - и CP -инвариантности и 2) термодинамическое равновесие, требующее, чтобы, даже в отсутствие детального равновесия, скорость процессов из

данного начального состояния во все возможные конечные состояния была равна сумме скоростей процессов из всех возможных состояний в данное начальное. Итак, необходимо нарушение C - и CP -инвариантности, равно как должны реализоваться неравновесные условия. Оказывается, что в рамках космологии Великого Объединения могут реализоваться все эти три условия (несохранение барионного заряда, несохранение C - и CP -инвариантности, отклонение от равновесия). Подробное обсуждение механизмов образования барионной асимметрии в ранней Вселенной можно найти в обзорях [30, 84]. Здесь мы только кратко изложим основные идеи появления барионной асимметрии Вселенной в рамках моделей Великого Объединения (ЕКТ).

ЕКТ, являющиеся обобщением калибровочной теории электро-слабого взаимодействия и квантовой хромодинамики, рассматривают лептоны и кварки единым образом, относя их к одному и тому же представлению группы калибровочной симметрии, т. е. рассматривают их как различные состояния одной частицы. Взаимодействия ЕКТ обусловлены обменом различными калибровочными бозонами. Простейшим примером ЕКТ является $SU(5)$ -симметрия. В $SU(5)$ -симметрии имеются 24 калибровочных бозона. 12 из них обеспечивают электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия: 1 фотон + 3 слабых бозона + 8 глюонов. Имеются и 12 новых взаимодействий, обусловленных обменом лептокварками « X -бозонами». Модель предсказывает лептокварковые переходы: $qq \rightarrow X \rightarrow \bar{q}l$. Из-за огромной массы X $m_X \sim 10^{15}$ ГэВ лептокварки не могут образовываться ни на ускорителях, ни в космических лучах, но они должны были присутствовать в очень ранней Вселенной, когда были возможны все типы процессов, включая и процессы с несохранением барионного числа. Чтобы представить основную идею образования барионной асимметрии, мы ограничимся только X -бозонами.

Предположим, что лептокварк имеет только две моды распада: $X \rightarrow qq$ (с относительной вероятностью r) и $X \rightarrow \bar{q}l$ (с относительной вероятностью $1 - r$). Тогда соответствующий антилептокварк \bar{X} распадается на $\bar{q}\bar{q}$ (относительная вероятность \bar{r}) и $\bar{q}\bar{l}$ (относительная вероятность $1 - \bar{r}$). Вследствие CPT -инвариантности времена жизни X и ее античастицы \bar{X} должны быть равны. Но если C - и CP -инвариантности нарушены, относительные вероятности соответствующих мод распада X и \bar{X} не равны друг другу, т. е. $\bar{r} \neq r$. Так что имеются несохранение барионного числа и нарушение C (CP)-инвариантности в распадах X . Однако этих двух условий еще недостаточно для образования барионного избытка, поскольку в термодинамическом равновесии имеется детальное равновесие между прямыми и обратными реакциями, так что $X \rightarrow qq$ ($\bar{q}\bar{l}$)-распад и обратная реакция qq ($\bar{q}\bar{l}$) $\rightarrow X$ имеют одинаковые скорости. В равновесии барионный избыток не возникает. Необходимы неравновесные процессы. Когда

температура падает ниже $m_X c^2/k$, концентрация X -бозонов закаляется и процессы их распада выходят из равновесия. Тогда в распадах X и \bar{X} образуется барионный избыток

$$\Delta B = r \frac{2}{3} - \bar{r} \frac{2}{3} - \frac{1}{3} (1-r) + \frac{1}{3} (1-\bar{r}) = r - \bar{r},$$

приходящийся на один распад.

Умножая этот избыток на концентрацию X и \bar{X} в момент распада и поделив на концентрацию всех остальных релятивистских частиц, находившихся в этот период в равновесии, получаем барионную асимметрию:

$$\frac{\Delta B}{n_r} = (r - \bar{r}) \frac{n_X}{n_r}. \quad (31)$$

Домены антивещества и пространственное изменение фазы нарушения CP -инвариантности. Взаимосвязь барионной асимметрии Вселенной и эффектов нарушения CP -инвариантности в несохраняющих барионный заряд неравновесных процессах в ранней Вселенной обеспечивают при небольшой модификации возможность образования доменов антивещества. Действительно [см. (31)], знак избытка барионного заряда определяется знаком нарушающей CP -фазы. Если по какой-то причине в период бариосинтеза имеются области с противоположным знаком этой фазы, возникают области с избытком антибарионов.

В рамках моделей Великого Объединения возможны два механизма нарушения CP : а) жесткое нарушение CP , при котором в лагранжиане константы взаимодействия фермионов с хиггсовскими бозонами изначально являются комплексными. Второй механизм — б) «мягкое» нарушение CP был впервые предложен Ли [85]. В этом механизме до спонтанного нарушения симметрии ЕКТ нарушающие CP -инвариантность члены отсутствуют, но конденсат среднего поля — комплексный, что приводит к ненулевым эффектам нарушения CP . CP -инвариантность — дискретная симметрия, так что мягкое нарушение CP является примером спонтанного нарушения дискретной симметрии.

В случае мягкого нарушения CP в разных пространственных областях могут быть разные знаки нарушения CP . При этом образуются домены противоположного знака фазы с массивными стенками на границах. Указанная в [86] проблема доменных стенок связана с очевидным противоречием существования массивных стенок и наблюдениями. Однако недавно было показано, что проблема доменных стенок может быть решена [87]. Барионный избыток формируется за относительно короткий период космологического расширения. Для образования доменов антивещества достаточно, чтобы мягкое нарушение CP включалось в ограниченный временной интервал, охватывающий этот короткий период. Если затем мягкий механизм нарушения CP выключается и соответствующая симметрия вос-

становливается, то не останется никаких доменных стенок, обусловленных мягким нарушением CP .

Другая возможность образования областей с различным знаком нарушения CP была предложена [88] в рамках модели невидимого аксиона [22]. В такой модели при температурах, превышающих $T \sim M_W$, реализуется непрерывное изменение фазы нарушения CP , связанной с полем аксиона. В этом случае знак этой фазы меняется непрерывно, так что резко ограниченных стенками доменов не образуется, но согласно [89, 91] обход фазы на 2π отвечает появлению во Вселенной нитей, о космологической эволюции которых см. [91, 92].

Модели с пространственной неоднородностью, нарушающей CP в предельном случае равенства доменов вещества и антивещества, на первый взгляд совпадают с моделями барион-симметричной Вселенной с неоднородным распределением барионов и антибарионов. Однако в первом случае мы имеем неоднородное рождение избытка барионов, и с учетом инфляционных стадий эволюции Вселенной размер неоднородностей может быть очень большим. Во втором же случае мы имеем дело с физическим перераспределением барионов и антибарионов, а никакой реальный физический механизм не может привести к столь большим масштабам разделения вещества и антивещества, которые требуются, чтобы исключить противоречия с наблюдательными данными по γ -фону.

6. ТЯЖЕЛЫЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ В ЕКТ

Как было отмечено выше, в рамках ЕКТ предсказываются массивные частицы с массами $10^{12} - 10^{16}$ ГэВ. Большинство из них имеют времена жизни, сравнимые с соответствующими космологическими временами $\tau \sim m_{\text{pl}}/m^2$, так что они не могут сохраниться во Вселенной намного позже момента, когда температура падает до $T \sim m$. Это справедливо для X -бозонов, хиггсовских бозонов и большинства фермионов, предсказываемых в рамках ЕКТ. Однако существуют примеры частиц с временами жизни много большим, чем характерное космологическое время m_{pl}/m^2 . Эти случаи связаны с новыми фундаментальными симметриями ЕКТ. Такие частицы мы будем называть метастабильными. Эти частицы могут сохраняться во Вселенной много позже того, как $T \sim m$. При $T \ll m$ они выходят из равновесия, и их концентрация закаляется, существенно превышая равновесную $\propto \exp(-m/T)$ при данной температуре T .

Приведем наиболее яркие примеры подобных частиц и теоретические оценки их концентрации.

Реликтовые гравитино. В моделях Великого Объединения масса элементарных частиц объясняется их взаимодействием с физическим вакуумом теории. Чтобы объяснить, почему X (Y)-бозоны более чем на 13 порядков тяжелее W (Z)-бозонов, предполагается существование дополнительных симметрий, приводящих к сильным сокра-

щениям радиационных поправок к массе $W(Z)$ -бозонов. Интересный пример такой симметрии представляет симметрия между бозонами и фермионами — суперсимметрия. Этот путь привлекает тем, что позволяет объединить описание всех четырех взаимодействий, включая гравитационное, в рамках единых локально суперсимметричных теорий — теорий супергравитации. Простейшей теорией такого типа является теория супергравитации, в которой имеется только один тип суперсимметрии (так называемая $N = 1$ супергравитация). В такой теории суперсимметрия сопоставляет каждому известному бозону новый фермион, его суперсимметричный партнер, а каждому известному фермиону — новый бозон. Так, фотону сопоставляется новая нейтральная частица со спином $1/2$ — фотино, глюону — глюино, электрону — частица со спином 0 «сэлектрон» и т. п. Кванту гравитационного взаимодействия гравитону (частица со спином 2) сопоставляется частица со спином $3/2$ — гравитино.

Если бы суперсимметрия была строгой, то массы гипотетических суперсимметричных партнеров совпали бы с массами соответствующих обычных частиц. Такие частицы существовали бы в Природе и рождались бы на ускорителях. Их отсутствие в наблюдениях означает нарушение в Природе строгой суперсимметрии. Но можно построить теорию, суперсимметричную во всем, кроме масс суперсимметричных частиц. В такой теории суперсимметричные частицы могли бы иметь массу, превышающую нижний предел, получаемый из экспериментов на ускорителях. Массы суперсимметричных частиц в таких теориях являются достаточно свободным параметром [93].

В этих теориях особое место занимает гравитино из-за очень слабого взаимодействия с остальными частицами (его сечение взаимодействия $< \frac{1}{m_{\text{Pl}}^2} \sim 10^{-66} \text{ см}^2$) [23, 94]. По той же причине гравитино

оказывается метастабильной частицей со временем жизни $\tau = m_{\text{Pl}}^3 / m_{3/2}^3 t_{\text{Pl}}$, что при массе гравитино $m_{3/2} \sim 100 \text{ ГэВ}$, характерной для многих суперсимметричных моделей, дает $\tau \gtrsim 10^8 \text{ с}$ [23].

В отличие от остальных суперсимметричных частиц единственная возможность проверить предсказания теории о свойствах гравитино — проследить космологические следствия таких предсказаний. Вопрос об остаточной концентрации гравитино во Вселенной оказывается при этом весьма нетривиальным, поскольку такая концентрация существенно определяется физическими условиями на самых ранних стадиях расширения.

В простейшем случае термодинамически равновесной эволюции очень ранней Вселенной имеет место отцепление гравитино от остальных частиц. До момента отцепления концентрация гравитино определяется термодинамическим равновесием и с точностью до статистических множителей совпадает с концентрацией любого другого сорта релятивистских частиц. Тем самым после отцепления концентрация гравитино по отношению ко всем остальным частицам определяется числом сортов всех частиц, предсказываемых в супер-

симметричной теории (их около 10^3) и находившихся в тот период в равновесии. По мере последующего расширения Вселенной более тяжелые частицы распадались или аннигилировали в более легкие, так что в конце концов эти 10^3 сортов превратились в фотоны и нейтрино. Концентрация гравитино в ходе этих превращений не менялась, и предсказываемая концентрация гравитино оказалась, равной 10^{-3} концентрации фотонов, что при массе гравитино 100 ГэВ на много порядков превышает допустимую.

Это противоречие пытаются решить, используя инфляционные модели. Существенная черта таких моделей — отсутствие температур, близких к планковской T_{Pl} в период после инфляционной стадии, и отсутствие равновесия гравитино с остальными частицами в этот период. Но согласно [95, 96] в таких моделях может происходить образование гравитино, рождаемых с малой вероятностью в столкновениях частиц и их суперсимметричных партнеров. При этом концентрация гравитино определяется максимально возможной температурой T_R , существовавшей в прошлом во Вселенной в период после инфляционной стадии [95, 96]:

$$n_{3/2} = n_\gamma \cdot 10^{-1} T_R / m_{\text{Pl}}. \quad (32)$$

В этом случае, как будет показано ниже, наиболее чувствительным индикатором присутствия гравитино во Вселенной является искажение первого химического состава.

Реликтовые G-кварки. Пример с остаточной концентрацией гравитино является «нетипичным» для закалки частиц. Основные особенности процесса закалки, определяющие остаточную концентрацию тяжелых метастабильных частиц, можно проследить на примере тяжелых метастабильных G-кварков, которые предсказываются в рамках асимптотически свободной $SU(5)$ -теории. Такие частицы при температуре $T > m_G$ находились в равновесии с остальными частицами, так что их концентрация была порядка T^3 . При $T < m_G$ равновесная концентрация начинает уменьшаться по экспоненциальному закону $\propto (m_G T)^{3/2} \exp(-m_G/T)$ [9, 11]. Однако указанный закон справедлив только до тех пор, пока характерное время аннигиляции не превышает космологическое. Затем наступает обычная картина закалки, кинетика которой подробно описана в [30]. В случае G-кварков, основным процессом рождения и уничтожения которых является их парная аннигиляция в глюоны $GG \rightleftharpoons gg$, можно получить [97]:

$$v = n_G / n_\tau \sim m_G / \alpha m_{\text{Pl}}, \quad (33)$$

где $\alpha \sim 1/50$. Когда температура падает ниже

$$T_0 = v m_G \sim m_G^2 / \alpha m_{\text{Pl}}, \quad (34)$$

плотность закаленных тяжелых кварков $\rho_G = m_G n_G = v m_G n_\tau$ превышает плотность релятивистских частиц $\rho_\tau \sim T n_\tau$, так что при

$$t_0 \sim \frac{m_{\text{Pl}}}{T_0^2} \sim \frac{\alpha^2 m_{\text{Pl}}^3}{m_G^4} \sim \alpha^2 \left(\frac{m_{\text{Pl}}}{m_G} \right)^4 t_{\text{Pl}} \quad (35)$$

наступает стадия доминантности тяжелых кварков. Чтобы дожить до стадии своей доминантности, тяжелые кварки должны иметь время жизни $\tau_G > t_0$.

Приведенный пример показывает, что сверхмассивные метастабильные частицы массы m с закаленной относительной концентрацией $\nu = n_m/n_r$ начинают доминировать в космологической плотности, когда температура падает ниже T_0 . Доминантность нерелятивистских частиц в космологической плотности означает, что уравнение состояния расширяющейся Вселенной перестает быть релятивистским: $p = \epsilon/3$. Нерелятивистские частицы оказывают давление, пренебрежимо малое по сравнению с их плотностью ϵ : $p \sim mv^2 n_m$ и $\epsilon \sim mc^2 n_m$, так что $p \ll \epsilon$ при $v^2 \ll c^2$. Уравнение состояния становится пылевидным: $p \approx 0$.

7. СВЕРХМАССИВНЫЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПЕРВИЧНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

Метастабильные сверхмассивные частицы со временем жизни меньшим 10^3 с не могут оказать прямого влияния на космологический нуклеосинтез, поскольку они распадаются прежде, чем во Вселенной протекают реакции космологического нуклеосинтеза. Однако до своего распада частицы могли доминировать в космологической плотности, обеспечивая ранние пылевидные стадии своей доминантности, обеспечивая ранние пылевидные стадии своей доминантности, на которых, как мы сейчас покажем, возможно образование так называемых первичных черных дыр (ПЧД).

Такие черные дыры, образующиеся в ранней Вселенной задолго до образования звезд и галактик, называются первичными в отличие от черных дыр, которые, по современным представлениям, должны образовываться в результате эволюции массивных звезд. Возможность образования ПЧД впервые обсуждались Я. Б. Зельдовичем и И. Д. Новиковым [98] (см. также [99]).

Хоукинг [100] показал, что ПЧД малой массы могут испаряться, причем энергия частиц, образующихся при испарении, обратно пропорциональна массе ПЧД. Если масса испаряющейся ПЧД не превышает 10^{13} г, то среди продуктов ее испарения должны присутствовать также $p\bar{p}$ -пары. Таким образом, благодаря возможности образования ПЧД и их последующего испарения сверхмассивные частицы могут косвенно влиять на первичный химический состав [48, 101, 102].

Ранние пылевидные стадии и образование ПЧД. В соответствии с теорией гравитационной неустойчивости (см., например, [9]) в расширяющейся Вселенной на пылевидной стадии малые начальные возмущения растут как

$$\left(\frac{\delta\rho}{\delta}\right)_M \propto \delta_M \left(\frac{t}{t_M}\right)^{2/3}. \quad (36)$$

где t_M — момент, когда возмущение с начальной амплитудой δ_M данного масштаба M выходит из-под горизонта. При $t = t_M \delta_M^{-3/2}$ $(\delta\rho/\rho)_M$ становится величиной порядка 1, и начинается нелинейная стадия развития возмущений масштаба M . Неоднородности обособляются от космологического расширения и начинают сжиматься. Формируются неоднородности, структура которых зависит от свойств частиц. В основном формируются неоднородности с малым гравитационным потенциалом. Однако с малой (но ненулевой) вероятностью может реализоваться сферически-симметричное, однородное сжатие. В этом случае вещество сжимается под свой гравитационный радиус, образуя первичную черную дыру (ПЧД). Вероятность такого прямого образования ПЧД определяется амплитудой начального возмущения плотности. Чем она меньше, тем точнее необходима подстройка распределений скорости и плотности частиц внутри конфигурации, тем менее вероятность образования ПЧД.

Оценки А. Г. Полнарева и М. Ю. Хлопова дают для вероятности образования ПЧД [102, 103]:

$$W_{\text{ПЧД}} \geq 2 \cdot 10^{-28} \delta_M^{13/2}. \quad (37)$$

Таким образом, очень малая (но отличная от нуля) доля вещества

$$\beta \sim \rho_{\text{ПЧД}}/\rho_m \sim W_{\text{ПЧД}} \sim 2 \cdot 10^{-28} \delta_M^{13/2}$$

входит на пылевидной стадии в ПЧД.

Спектр образующихся ПЧД определяется спектром начальных неоднородностей. При этом процесс прямого образования ПЧД эффективен только для определенного интервала масс — вероятность прямого образования ПЧД с массами, меньшими, чем масса горизонта в момент t_0 , $M_0 = m_{\text{П1}} t_0/t_{\text{П1}}$, сильно подавлена. Процесс прекращается, когда заканчивается пылевидная стадия. Поэтому максимальная масса образующихся черных дыр равна масштабу неоднородностей, которые начинают сжиматься в этот момент, т. е. $M_{\text{max}} = m_{\text{П1}} \frac{\tau}{i_{\text{П1}}} \delta_M^{-3/2}$. Итак, рассматриваемый механизм приводит к столбовидной форме спектра ПЧД и может привести, например, к образованию ПЧД, испаряющихся только до рекомбинации, так что ПЧД, испаряющихся после рекомбинации, не образуется. (О связи массы ПЧД с моментом ее испарения см. ниже.) Такая возможность возникает, если $M_{\text{max}} < 10^{13}$ г, т. е. $\tau \delta_M^{3/2} < 10^{18} t_{\text{П1}}$. Рассмотренный механизм обеспечивает образование ПЧД, испаряющихся до рекомбинации, если $M_0 < 10^{13}$ г, т. е. если $t_0 < 10^{18} t_{\text{П1}}$. Последний случай имеет место, например, для предсказываемых в схемах асимптотически свободной $SU(5)$ -симметрии G -кварков с $m_G \geq 3 \cdot 10^{13}$ ГэВ.

По окончании ранней пылевидной стадии, при $t > \tau$, когда тяжелые частицы распадаются и ультрарелятивистские продукты их распада снова устанавливают релятивистское уравнение состояния $p = \varepsilon/3$, относительный вклад ПЧД в космологическую плотность растет как $M/T \propto (t/\tau)^{1/2}$, так что доля вещества $\alpha(M)$, которая со-

держится в ПЧД к моменту $t_e = (M/m_{\text{П1}})^3 t_{\text{П1}}$ и их испарения, увеличивается и составляет

$$\alpha(M) = \beta(M) \left(\frac{t_e}{\tau} \right)^{1/2} = \beta(M) (M^3/m_{\text{П1}}^4 \tau)^{1/2}. \quad (38)$$

Астрофизические эффекты возможного появления ПЧД или продуктов их испарения ограничивают допустимую величину $\alpha(M)$, а следовательно, и свойства сверхмассивных метастабильных частиц.

Испарение ПЧД. Для интересующих нас вопросов наиболее важным свойством ПЧД является указанная Хоукингом возможность их испарения. Хоукинг рассматривает квантовые эффекты в окрестности ПЧД. Черная дыра массы M имеет характерный размер

$$r_g = 2GM/c^2 \text{ или в ед. } \hbar = c = 1: r_g = 2GM = 2M/m_{\text{П1}}^2. \quad (39)$$

В гравитационном поле черной дыры могут рождаться частицы. Частицы с импульсами $p \ll 1/r_g$ имеют длину волны $\lambda > r_g$, так что они могут находиться вне гравитационного радиуса черной дыры, они могут покинуть черную дыру и уйти на бесконечность. Поэтому вследствие квантовых эффектов возможно излучение черной дыры как излучение с поверхности абсолютно черного тела с температурой

$$T = \frac{1}{4\pi r_g} = \frac{1}{8\pi GM} = \frac{m_{\text{П1}}^2}{8\pi M} \quad (40)$$

(в ед. $\hbar = c = 1$).

По порядку величины светимость черной дыры составляет

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = \sigma T^4 \cdot 4\pi r_g^2 \sim \frac{1}{r_g^4} r_g^2 \sim \frac{1}{r_g^2} \sim \frac{m_{\text{П1}}^4}{M^2}. \quad (41)$$

Энергетические потери (41) означают потерю массы черной дыры

$$\frac{dM}{dt} = - \frac{d\mathcal{E}}{dt} \sim \frac{m_{\text{П1}}^4}{M^2}, \quad (42)$$

и в течение времени $t \sim \left(\frac{M}{m_{\text{П1}}} \right)^3 t_{\text{П1}}$ черная дыра массы M теряет всю свою массу — черная дыра испаряется.

С учетом всех численных множителей время испарения составляет [100]

$$t_e = 10^{-27} M^3, \quad (43)$$

где t_e — в с, M — в г.

Для черных дыр массой $M \gg 10M_{\odot}$, которые, по современным представлениям, должны образовываться в результате звездной эволюции, время испарения составляет 10^{74} с $\sim 10^{66}$ лет, так что испарением таких массивных черных дыр можно пренебречь. Однако массы первичных черных дыр могут быть значительно меньше, чем массы звезд. Для них возможны любые значения масс вплоть до планковской (и даже меньше). Для ПЧД с массой меньше, чем 10^{15} г,

время испарения меньше, чем 10^{18} с. Образующиеся в ранней Вселенной такие ПЧД должны были полностью исчезнуть к настоящему времени. Однако эффекты их испарения могут привести к наблюдаемым следствиям, обеспечивая тем самым определенную проверку их существования в прошлом. Подробное обсуждение ПЧД и ограничения на их концентрацию в ранней Вселенной можно найти в [102, 104, 106]. Мы ограничимся только обсуждением выхода антинуклонов при испарении ПЧД.

Потоки антипротонов при испаряющихся ПЧД. Оценим долю $f_{\bar{p}}$ полной энергии испаряющейся ПЧД в форме антипротонов. Из уравнения (40) видно, что испаряющиеся ПЧД с массой $M < M_{\bar{p}} = 10^{13}$ г имеют температуру поверхности, превышающую 1 ГэВ, так что возможно рождение антипротонов. Минимальная оценка такого выхода \bar{p} может основываться на соображениях [106] об образовании \bar{p} в e^+e^- -аннигиляции: $F_{\bar{p}} = f_{\bar{p}} = \langle n_{\bar{p}} \rangle \sim 0,03$, где $\langle n_{\bar{p}} \rangle$ — средняя множественность \bar{p} в e^+e^- -аннигиляции. Однако испарение ПЧД отличается от e^+e^- -аннигиляции возможностью прямого (равновесного) образования жестких глюонов, фрагментация которых в \bar{p} выше [106], чем соответствующая фрагментация жестких антикварков и тормозных глюонов, образующихся в e^+e^- -аннигиляции. Поэтому при испарении ПЧД с массой $M < M_{\bar{p}} = 10^{13}$ г можно ожидать $f_{\bar{p}}$, превышающее 0,05—0,1.

Поскольку в ходе испарения масса ПЧД уменьшается, антипротоны могут образовываться на поздних стадиях испарения ПЧД с массой $M > M_{\bar{p}} = 10^{13}$ г, когда масса таких ПЧД уменьшится до $M_{\bar{p}}$. В этом случае уносимая антипротонами доля полной энергии излученной при испарении ПЧД, составляет $F_{\bar{p}} = f_{\bar{p}} (M_{\bar{p}}/M)$.

Оценим теперь плотность \bar{p} , образованных при $t_e = 10^{-27}$ М³ испаряющимися ПЧД, массы M . Полное число антипротонов, образованных одной такой ПЧД, равно

$$N_{\bar{p}} = \int_0^{\min(M, M_{\bar{p}})} \frac{dN_{\bar{p}}}{dM} dM, \quad (44)$$

где

$$\frac{dN_{\bar{p}}}{dM} = \frac{M}{m_{\bar{p}}^3} f_{\bar{p}}(M). \quad (45)$$

Тогда плотность \bar{p} дается выражением

$$n_{\bar{p}} = n_{\text{ПЧД}}(M) N_{\bar{p}}, \quad (46)$$

где $n_{\text{ПЧД}}(M)$ — концентрация ПЧД массы M во Вселенной в момент их испарения:

$$n_{\text{ПЧД}}(M) = \rho_{\text{ПЧД}}(M)/M = \frac{\alpha(M)\rho}{M}. \quad (47)$$

Здесь $\alpha(M) = \rho_{\text{ПЧД}}/\rho$ — относительный вклад в космологическую плотность ρ ПЧД массы M в момент их испарения. Из (44) — (47) получаем (предполагая $f_{\bar{p}} = \{\text{const}, M < M_{\bar{p}}; 0, M > M_{\bar{p}}\}$):

$$n_{\bar{p}} = \frac{\min(M, M_{\bar{p}})}{m_{\text{П1}}^2} f_{\bar{p}} \alpha \rho. \quad (48)$$

На РД-стадии масса испаряющихся ПЧД $M < M_{\bar{p}} = 10^{13}$ г; $\rho \sim 3T_{\gamma} n_{\gamma}$ и [см. (14)] $T = (45/32\pi^3)^{1/4} \kappa^{-1/4} \cdot (m_{\text{П1}}/t_e)^{1/2}$. Из (43) имеем $T \sim (m_{\text{П1}}^6/M^3)^{1/2}$. Подставляя выражение для ρ в (48), получаем

$$n_{\bar{p}} = \alpha(M) n_{\gamma} f_{\bar{p}} \left(\frac{m_{\text{П1}}}{M}\right)^{1/2} = \frac{\alpha(M) n_{\gamma} f_{\bar{p}}}{(m_{\text{П1}} t_e)^{1/6}} = \alpha(M) f_{\bar{p}} \frac{10^{-7} n_{\gamma}}{t_e^{1/6}}. \quad (49)$$

Из 5 имеем $n_{\gamma} = 2,5 \cdot 10^8 n_B/\Omega_B$, так что

$$n_{\bar{p}} = 25 f_{\bar{p}} \alpha(M) n_B / (\Omega_B t_e^{1/6}). \quad (50)$$

Поскольку почти все \bar{p} , образованные при испарении ПЧД на РД-стадии, аннигилируют, получаем из (48)

$$\bar{r} = \frac{n_{\bar{p}}}{n_B} = \frac{25 \alpha(M)}{\Omega_B t_e^{1/6}} f_{\bar{p}}. \quad (51)$$

Уравнение (50) справедливо для ПЧД, испаряющихся на РД-стадии. ПЧД массы $10^{13} < M < 10^{15}$ г испаряются на стадии доминантности вещества при $t > 10^{12}$ с. Для таких ПЧД (48) дает

$$n_{\bar{p}} = \frac{M_{\bar{p}}}{m_{\text{П1}}^2} f_{\bar{p}} \alpha(M) \rho_B = \frac{M_{\bar{p}} - m_{\bar{p}}}{m_{\text{П1}}^2} f_{\bar{p}} \alpha(M) n_B, \quad (52)$$

так что относительная концентрация образующихся \bar{p} равна

$$\bar{r} = n_{\bar{p}}/n_B = \alpha(M) f_{\bar{p}} \cdot 10^{-4}. \quad (53)$$

Отметим, что для однородного распределения вещества $n_B = \langle n_B \rangle$ на стадии доминантности вещества величина (53) не совпадает с f -долей проаннигилировавших антипротонов, поскольку

$$t_e/\tau_{\text{анн}} = n_B (\sigma v)_{\text{анн}} t_e < 1 \quad (54)$$

при $t_e > t_{\bar{p}} = 2 \cdot 10^{14} \Omega_B$, т. е. скорость аннигиляции меньше, чем скорость расширения, так что антипротоны не успевают проаннигилировать.

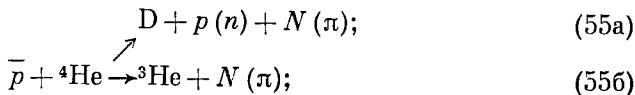
Однако на стадии образования галактик при $t > t_G \sim 10^{16}$ с ни вещество, ни ПЧД не распределены равномерно. ПЧД, являющиеся в этом случае одной из форм скрытой массы, конденсируются в гало галактик, и их испарение могло бы обеспечивать локальный (галактический) источник антипротонной компоненты космических лучей [35, 48, 104].

Антипротоны, образующиеся в период $t_{\bar{p}} < t < t_G$, испытывают красное смещение по энергии, но такое красное смещение $\epsilon/\epsilon_0 \propto (t/t_G)^{4/3}$ может обеспечить конденсацию в галактиках только очень медленных \bar{p} [обладающих начальной энергией $\epsilon \sim 10^{-6} (t/t_G)^{-4/3}$], где ϵ в ГэВ. Более энергичные \bar{p} составляют изотропный фон потоков антипротонов, распределенный однородно по Вселенной.

8. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ АННИГИЛЯЦИИ \bar{p} С ${}^4\text{He}$

Рассмотрим теперь период по окончании космологического нуклеосинтеза, но перед рекомбинацией водорода, т. е. $10^3 < t < 10^{13}$ с. Если распады метастабильных частиц, испарение ПЧД или задержка аннигиляции \bar{p} в доменах антивещества обеспечивали бы появление \bar{p} в этот период, то ограничение на количество таких антипротонов на величину $f = n_{\bar{p}}/n_p$, которое можно получить из данных по искажениям спектра реликтового излучения, довольно слабое, $f \sim 1$. Но легко получить гораздо более сильные ограничения на величину f , изучая аннигиляцию антипротонов с ${}^4\text{He}$.

\bar{p} ${}^4\text{He}$ -аннигиляция как индикатор наличия антипротонов после космологического нуклеосинтеза. ${}^4\text{He}$ — наиболее распространенный элемент во Вселенной после водорода. Его массовая концентрация $X_{{}^4\text{He}} = 4n_{{}^4\text{He}}/n_H \sim 0,25$, тогда как массовые концентрации других элементов значительно меньше. Например, $X_D = 2,5 \cdot 10^{-5}$, $X_{{}^3\text{He}} \simeq 4,2 \cdot 10^{-5}$. При аннигиляции антипротонов с ${}^4\text{He}$ может образовываться дейтерий и ${}^3\text{He}$ в реакциях



где $N (\pi)$ — число пионов. Следовательно, если во Вселенной по окончании космологического нуклеосинтеза появлялись бы антипротоны, то это неминуемо должно было бы привести к образованию дополнительного количества дейтерия и ${}^3\text{He}$. Сравнивая массовые концентрации ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$, легко видеть, что разрушение даже небольшой доли ${}^4\text{He}$ ($\sim 10^{-4}$) в аннигиляции с \bar{p} могло бы привести к созданию практически всего наблюдаемого сейчас обилия дейтерия и/или ${}^3\text{He}$.

Необходимо отметить, что в ранней Вселенной дейтерий мог образовываться не только в прямых реакциях типа (55а). Как мы говорили ранее в разд. 2, после окончания нуклеосинтеза во Вселенной не остается свободных нейтронов, все нейтроны оказываются связанными в ядрах или распадаются. Но разрушение ядра остатка при \bar{p} ${}^4\text{He}$ -аннигиляции должно неизбежно приводить к появлению

свободных нейтронов. Если плотность вещества во Вселенной в момент аннигиляции достаточно велика, то нейтроны могут успевать до своего распада вступить в реакцию (16) $n + p \rightarrow D + \gamma$ с протонами, образуя тем самым дополнительное количество дейтерия.

Итак, в \bar{p} ^4He -аннигиляции дейтерий может образовываться двумя способами: 1) за счет прямых процессов (55а) и 2) косвенным путем во взаимодействии образующихся при разбивании ^4He нейтронов с протонами. Первый механизм имеет место всегда, если происходит аннигиляция, а второй механизм образования дейтерия возможен только при условии, если плотность вещества достаточно велика. Косвенный механизм образования дейтерия, если он возможен, доминирует просто потому, что при \bar{p} ^4He -аннигиляции образуется значительно больше нейтронов, чем дейтронов.

Косвенный механизм эффективен только в том случае, если нейтроны главным образом захватываются протонами и не успевают распадаться, т. е. если характерное время реакции (16) меньше, чем время жизни нейтрона $t_n \sim 10^3$ с:

$$\tau = (n_p \sigma v)^{-1} \leq t_n, \quad (56)$$

где n_p — концентрация протонов, σv — скорость реакции (16). Оценки, сделанные в [48], показали, что косвенный механизм становится подавленным после $t_D \approx 10^6$ с, т. е. при $t > t_D$, $\tau > t_n$. Следовательно, когда Вселенная становится старше, чем $t_D \sim 10^6$ с (около 1 мес), единственным механизмом образования дейтерия может быть только прямой механизм.

Давайте теперь оценим, какие ограничения на величину f можно получить при изучении \bar{p} ^4He . Вследствие аннигиляции \bar{p} ^4He может образоваться дополнительное количество дейтерия, равное

$$\Delta n_D = \begin{cases} n_{^4\text{He}}(f_D + f_n) f & \text{при } 10^3 \leq t \leq t_D, \\ n_{^4\text{He}} f_D f & \text{при } t > t_D, \end{cases} \quad (57)$$

где $n_{^4\text{He}}$ — концентрация ^4He , а f_n и f_D — среднее число n и D , образующихся в результате аннигиляции.

Аналогично для ^3He имеем

$$\Delta n_{^3\text{He}} = n_{^4\text{He}} f_{^3\text{He}} f. \quad (58)$$

Если предположить, что, например, Δn^D не может превосходить наблюдаемую концентрацию D , т. е. X_D , то можно получить следующие ограничения на величину f :

$$f \leq \begin{cases} \frac{2X_D}{X_{^4\text{He}}(f_n + f_D)} & \text{при } 10^3 \leq t \leq t_D, \\ \frac{2X_D}{X_{^4\text{He}} f_D} & \text{при } t \geq t_D, \end{cases} \quad (59)$$

где $X_{^4\text{He}}$ — наблюдаемая концентрация ^4He .

Обращаясь к образованию ${}^3\text{He}$, следует иметь в виду, что ядра ${}^3\text{He}$ являются также продуктом β -распада трития, образующегося при реакции (55в). Поэтому в полную концентрацию ${}^3\text{He}$ дают вклад и реакция (55б), и реакция (55в).

Из (58) можно получить аналогичное (59) ограничение на величину f из наблюдаемой концентрации ${}^3\text{He}$:

$$f \leq \frac{X_{3\text{He}}}{3X_{3\text{He}}/f_{3\text{He}}^{\text{ef}}}; f_{3\text{He}}^{\text{ef}} = f_{\text{T}} + f_{3\text{He}}. \quad (60)$$

Как видно из (59) и (60), ограничение на величину f существенно зависит от значений f_{n} , f_{D} , f_{T} , $f_{3\text{He}}$. Поэтому с целью получить более надежную информацию о допустимых источниках \bar{p} на РД-стадии [48] в эксперименте PS 179 в LEAR (Low Energy Antiproton Ring) в ЦЕРН было проведено экспериментальное исследование \bar{p} - ${}^4\text{He}$ -взаимодействия [108, 112]. В результате этого эксперимента [112], который можно рассматривать как составную часть предлагаемого метода исследования физики сверхслабых взаимодействий по их астрофизическим проявлениям [48], было измерено значение $f_{3\text{He}} = 0,102 \pm 0,008$ [108]. Результаты эксперимента [108] позволили также оценить и $f_{\text{T}} \approx (1,32 \pm 0,05) f_{3\text{He}}$, что дало возможность определить $f_{3\text{He}}^{\text{ef}} = 0,237 \pm 0,014$. Тогда из (60) при максимальной, допустимой из наблюдений концентрации ${}^3\text{He}$ $X_{3\text{He}} = 1,2 \cdot 10^{-4}$ получается ограничение на

$$f \lesssim 2,5 \cdot 10^{-3}. \quad (61)$$

Данные [113] указывают, что $f_{3\text{He}}^{\text{ef}}$ слабо зависит от энергии \bar{p} в интервале 200—600 МэВ. Это подтверждает теоретические аргументы [114] в пользу слабой зависимости этой величины от энергии \bar{p} . Поэтому в первом приближении можно считать величину $f_{3\text{He}}^{\text{ef}}$ не зависящей от энергии \bar{p} . Тогда предсказываемая концентрация ${}^3\text{He}$, образующегося в \bar{p} - ${}^4\text{He}$ -аннигиляции, не зависит от спектра образующихся антипротонов и их поведения в среде (в случае энергичных антипротонов, в частности, от механизма их замедления в плазме). Тем самым ограничение (61) оказывается справедливым для всех теоретических механизмов появления антипротонов на РД-стадии. Это обеспечивает достаточно надежную проверку этих механизмов и, как мы увидим дальше, позволяет получить некоторую информацию о физике сверхслабых взаимодействий.

Заметим, что в распадах метастабильных частиц и при испарении ПЧД наряду с антипротонами образуются и другие частицы — протоны, π , K -мезоны, e^+e^- -пары, γ -кванты и нейтрино. Кроме того, в случае любого источника антипротонов $p\bar{p}$ -аннигиляция является источником γ -квантов с энергией 100 МэВ (см. выше). Взаимодейст-

вие с ${}^4\text{He}$ протонов и γ -квантов с энергией, превышающей 20 МэВ, также может приводить к разрушению ${}^4\text{He}$ и образованию D и ${}^3\text{He}$ [115]. Однако анализ эффективности этих механизмов требует детального анализа методами численного моделирования процессов потерь энергии протонов и γ -квантов в условиях горячей Вселенной. Такой анализ должен также учитывать конкретные свойства рассматриваемого источника (например, спектры продуктов распада метастабильных частиц). Анализ влияния \bar{p} ${}^4\text{He}$ -взаимодействия на концентрацию легких элементов свободен от этих неопределенностей и обеспечивает надежную минимальную оценку влияния источников антипротонов на концентрацию легких элементов. Дополнительное образование D и ${}^3\text{He}$ за счет разрушения ${}^4\text{He}$ протонами и γ -квантами может несколько усилить такое влияние и соответствующие ограничения на параметры источников антипротонов на РД-стадии. Это может еще более усилить чувствительность концентрации легких элементов к эффектам, обусловленным физикой сверхслабых взаимодействий.

Таким образом, анализ \bar{p} ${}^4\text{He}$ -взаимодействия в период после космологического нуклеосинтеза предоставляет очень эффективный метод проверки космологических следствий моделей Великого Объединения.

Ограничения на локальные суперсимметричные модели Великого Объединения. Как мы указывали в разд. 6, в рамках локально суперсимметричных моделей Великого Объединения предсказываются гравитино \tilde{G} массой 100 ГэВ и временем жизни $\tau \sim 10^8$ с, распады которых могут являться источниками антипротонов.

Рассмотрим для определенности минимальную $N = 1$ супергравитацию [96], в которой фотино $\tilde{\gamma}$ и глюино \tilde{g} обычно легче, чем гравитино \tilde{G} , и процессы распада гравитино $\tilde{G} \rightarrow \tilde{\gamma} + \gamma$ и $\tilde{G} \rightarrow \tilde{g} + g$ возможны. В этом случае время жизни гравитино составляет $\sim (m_{\tilde{p}_1}^2/m_{3/2})$ и

$$\frac{W(\tilde{G} \rightarrow \tilde{\gamma} + \gamma)}{W(\tilde{G} \rightarrow \tilde{g} + g)} = \frac{1}{8} (m_{3/2} \gg m_{\tilde{\gamma}, \tilde{g}}).$$

В [96] показано, что $\tilde{g}g$ -мода распада гравитино содержит среди продуктов распада значительное количество $p\bar{p}$ -пар. Для оценки этого количества можно использовать расчеты [106] выхода \bar{p} в адронных процессах, предсказывающие $\langle n_{\bar{p}} \rangle \sim \frac{1}{7} \langle n_{\pi} \rangle$, где $n_{\pi(\bar{p})}$ — средняя множественность пионов (\bar{p}), образующихся при фрагментации глюонов.

Таким образом, можно провести достаточно надежную оценку выхода \bar{p} , $f_{\bar{p}}$ в распадах гравитино. Оценка [96, 107] показывает, что выход \bar{p} в таких распадах оказывается значительным.

Согласно [96, 107] экспериментальные данные [108], приводящие к ограничению (61), отвечают ограничению на относительную концентрацию гравитино

$$n_{3/2}/n_\gamma < 10^{-12}. \quad (62)$$

Это ограничение на три порядка более сильное, чем полученное в [95] из искажения спектра реликтового излучения. Отметим, что с учетом p - ^4He -взаимодействия как источника образования дейтерия в реакции (55а) полученные в той же работе ограничения на концентрацию гравитино исходя из возможного разрушения первичного дейтерия продуктами распада гравитино вообще не правомерны: прямое образование дейтерия в реакции (55а) более эффективно, нежели разрушение дейтерия продуктами распада гравитино. Наконец, из (62) видно, что даже некритически принимая полученное в [115] ограничение на концентрацию гравитино из анализа фоторасщепления ^4He , полученное из p - ^4He -взаимодействия ограничение не является более слабым.

Сравнивая ограничение (62) с теоретической оценкой концентрации реликтовых гравитино, получаем весьма сильное ограничение на допустимую максимальную температуру T_R во Вселенной по окончании инфляционной стадии:

$$T_R < 10^8 \text{ ГэВ}. \quad (63)$$

Это ограничение приводит к серьезным трудностям в объяснении наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной. Требуется существенное изменение обсуждавшегося в разд. 5 механизма образования барионного избытка. Ведь X -бозоны вообще не могут находиться в равновесии или образовываться в заметном количестве при столь низкой температуре. С учетом ограничения (63) аналогичная трудность возникает и для предсказываемых в суперсимметричных моделях частиц с массами 10^{10} – 10^{11} ГэВ, распады которых могли бы служить источниками избытка барионного заряда.

Таким образом, результаты эксперимента PS 179 приводят к серьезной проблеме реликтовых гравитино в локальных суперсимметричных моделях Великого Объединения.

Так же как и проблема реликтовых магнитных монополей [109] в моделях Великого Объединения, решение которой потребовало серьезной модификации простых моделей Великого Объединения и основанного на них сценария эволюции очень ранней Вселенной, решение проблемы реликтовых гравитино налагает серьезные ограничения на допустимые классы суперсимметричных моделей Великого Объединения.

В суперсимметричных моделях для описания нарушения суперсимметрии вводятся поля так называемого скрытого сектора теории. Эти поля не имеют никаких взаимодействий с обычными частицами, кроме гравитационного. Параметры этих полей и их взаимодействия

определяют характеристики инфляционной стадии и возможные механизмы образования барионной асимметрии Вселенной. Возможное решение проблемы реликтовых гравитино весьма жестко ограничивают параметры скрытого сектора: допустимые массы и константы самодействия его полей.

С другой стороны, проблема реликтовых гравитино может вообще привести к отказу от суперсимметричных моделей с «легкими» гравитино с массой 100 ГэВ [107].

Ограничения на ПЧД и сверхмассивные частицы. Из соотношения (51) можно получить, что доля вещества $\alpha(M)$, заключенная в ПЧД с массами $M \leq 10^{13}$ г, на момент их испарения t связана с величиной f соотношением

$$\alpha(M) = \frac{f\Omega_B(t)^{1/6}}{25f_{\bar{B}}}, \quad (64)$$

где $\alpha(M) = \rho_{\text{ПЧД}}/\rho$; $f_{\bar{B}} \sim 0,1$ — доля антипротонов в спектре испарения ПЧД. Ограничение (61) $f < 2,5 \cdot 10^{-3}$ дает из (64) при, например, $t \sim 10^6$ с и $\Omega_B \sim 0,1$ ограничение на $\alpha(M)$:

$$\alpha(M) < 10^{-3}. \quad (65)$$

Соответствующее ограничение из анализа влияния испарения ПЧД на спектр реликтового излучения оказывается на два порядка более слабым.

Ограничения на величину $\alpha(M)$ из анализа влияния испарения ПЧД на первичный химический состав по эффектам \bar{p} ^4He -взаимодействия позволяют получить важную информацию об однородности ранней Вселенной при $t \gtrsim 10^{-28}$ с. Эти ограничения позволяют получить весьма жесткий верхний предел на амплитуду неоднородности ранней Вселенной, предсказываемую на основе моделей Великого Объединения. В самом деле, вследствие увеличения относительно вклада ПЧД ($\propto M/T$) в космологическую плотность на стадии доминантности релятивистских частиц (до 1 с расширения) и на РД-стадии ограничение (65) на $\alpha(M = 10^{11}$ г) ограничивает вероятность образования таких ПЧД при $t \sim 10^{-27}$ с [105]:

$$W_{\text{ПЧД}} \sim \exp(-1/188^2) = \beta(M) = \frac{m_{\text{Pl}}}{M} \alpha(M) \leq 10^{-19}, \quad (66)$$

что приводит к верхнему пределу допустимой амплитуды флуктуаций метрики в малых масштабах: $\delta < 5 \cdot 10^{-2}$.

Жесткие ограничения на вероятность образования ПЧД ведут к ограничениям на массы и времена жизни сверхмассивных метастабильных частиц, предсказываемых в рамках моделей Великого Объединения. Существование таких частиц (см. разд. 6, 7) приводит к возможности образования ПЧД из малых начальных возмущений плотности на стадии доминантности этих частиц в ранней Вселенной. Например, для G -кварков с $m = 10^{13}$ ГэВ их доминантность во Все-

ленной наступает [97] при $t_0 = 10^{-27}$ с и при начальной неоднородности $\delta_M = \delta\rho/\rho \sim 10^{-2}$ образуются ПЧД с массами $M \sim 10^{11}$ г с вероятностью [48, 97, 101–103]

$$W_{\text{ПЧД}} \gtrsim 2 \cdot 10^{-2} \delta_M^{13/2} \sim 2 \cdot 10^{-15}. \quad (67)$$

В случае ранних пылевидных стадий соотношение между вероятностью образования ПЧД $W_{\text{ПЧД}}$ и $\alpha(M)$ имеет вид [см. (38)]:

$$\alpha(M) = (M/m_{\text{Pl}})^{3/2} (t_{\text{Pl}}/\tau)^{1/2} W_{\text{ПЧД}}, \quad (68)$$

где τ — момент окончания пылевидной стадии. Согласно [97, 102], в случае G -кварков этот момент соответствует характерному времени аннигиляции G -кварков в формирующихся на пылевой стадии неоднородностях, причем $t_{\text{ан}} \sim \tau \sim (n\sigma v)^{-1} \sim \frac{m}{T_0} \delta_M^{-3} t_0 \lesssim 10^{-21}$ с. Ограничение же (65) для рассматриваемых ПЧД требует, чтобы τ превышало 10^{-19} с.

Поэтому ограничение (65) практически исключает возможность существования частиц (G -кварков) с массой $m \sim 10^{13}$ ГэВ или [по-скольку вероятность (67) определяется величиной $\delta_M = \delta\rho/\rho$] существование неоднородности с $\delta_M \sim 10^{-2}$ в очень ранней Вселенной.

Заметим, что ограничения на допустимое искажение спектра реликтового излучения давали бы $\alpha(M) < 10^{-1}$ и соответствующее [см. (68)] ограничение на τ : $\tau > 10^{-23}$ с. Ожидаемое значение $\tau \sim 10^{-21}$ с в этом случае возможно. Противоречий не возникает. Поэтому улучшение на два порядка величины ограничения на $\alpha(M)$, основанное на анализе изменений первичного химического состава исходя из данных по \bar{p} ^4He -аннигиляции, открывает принципиально новые возможности проверки предсказаний моделей Великого Объединения.

Поскольку согласно [110] предсказываемая в рамках инфляционных моделей длительная стадия доминантности колебаний скалярного поля по окончании инфляционной стадии обладает в смысле развития гравитационной неустойчивости характерными чертами, присущими пылевидной стадии доминантности нерелятивистских частиц, ограничения на $\alpha(M)$ ограничивают допустимую неоднородность скалярного поля на этой стадии: $\delta\varphi/\varphi < 10^{-2}$, где φ — амплитуда колебаний поля.

Ограничения на аннигиляцию доменов антивещества и механизмы нарушения СР-инвариантности. Анализ аннигиляции доменов антивещества (см. подробнее в [9, 47, 48]) показывает, что в период $10^3 < \tau < 10^{12}$ с аннигилируют домены, содержащие $(10^{37} - 10^{54}) f\Omega_B < N_{\bar{B}} < 10^{59} f\Omega_B$ антибарионов. Неопределенность в нижнем пределе отражает расхождение в оценках числа антибарионов в доменах, аннигилирующих к концу стадии космологического нуклеосинтеза [9, 47]. Данные по \bar{p} ^4He -аннигиляции позволяют на основе анализа допустимого изменения первичного химического со-

става получить предел на относительную долю f антипротонов, содержащихся в таких доменах:

$$f < 2,5 \cdot 10^{-3}. \quad (69)$$

В рамках моделей Великого Объединения масштаб доменов определяется характеристиками фазовых переходов в ранней Вселенной (см. [48]), а величина f — соотношением между фазой «мягкого» (спонтанного) φ_s и «жесткого» φ_h нарушения CP -инвариантности:

$$f = (\varphi_s - \varphi_h) / (\varphi_s + \varphi_h) \quad (\varphi_s > \varphi_h). \quad (70)$$

Тогда неравенство (69) накладывает жесткое ограничение на механизмы нарушения CP -инвариантности. Если $\varphi_s > \varphi_h$ и домены антивещества рассматриваемого масштаба могут образовываться, то φ_s должно быть очень близко к φ_h :

$$(\varphi_s - \varphi_h) / (\varphi_s + \varphi_h) < 10^{-3}.$$

Отметим, что из анализа искажений спектра реликтового излучения подобные ограничения не возникают.

Новый механизм образования дейтерия. В начале этого раздела мы рассматривали \bar{p} ^4He -аннигиляцию во Вселенной на РД-стадии после космологического нуклеосинтеза как источник дополнительного количества D и ^3He . Если антипротонов, образующихся в распадах метастабильных частиц при испарении ПЧД, сохраняющихся в доменах антивещества, слишком много — мы получали бы недопустимо большое количество D и ^3He , и это позволяет исходя из наблюдаемого обилия легких элементов получить нетривиальные и в ряде случаев уникальные ограничения на параметры моделей Великого Объединения. Но, с другой стороны, имеется весьма узкий, но разумный с точки зрения современных моделей Великого Объединения диапазон параметров этих моделей, при котором в эпоху после космологического нуклеосинтеза на РД-стадии в распадах нужного количества метастабильных частиц, при испарении ПЧД массы $M < 10^{13}$ г заданной концентрации или при диссипации требуемого количества доменов антивещества, образовывалось бы как раз столько D и ^3He , чтобы объяснить их наблюдаемое обилие. Тем самым возникает в дополнение к обсуждавшимся в разд. 4 новый механизм образования дейтерия и ^3He — механизм, основанный на \bar{p} ^4He -аннигиляции.

В начале раздела было указано, что имеется два механизма образования дейтерия: а) прямой, в реакции (55а) и б) косвенный, в котором кроме реакции (55а) дейтерий рождается и при захвате нейтронов, образующихся при разрушении ядер ^4He в \bar{p} ^4He -взаимодействии.

Реализация косвенного механизма требует, чтобы образование антипротонов происходило в период после окончания нуклеосинтеза, но до $t_D = \Omega_B^{-1} \cdot 10^5$ с. Эти условия могут быть обеспечены для весьма

узкого диапазона параметров моделей Великого Объединения, предсказывающих упомянутые источники антипротонов на РД-стадии.

С другой стороны, как мы отмечали в начале раздела, прямой механизм образования дейтерия реализуется в любой момент появления антипротонов после космологического нуклеосинтеза. Замечательно, что имеется возможность проверить его эффективность, не прибегая к конкретным моделям Великого Объединения и не привлекая конкретный тип источников антипротонов. Дело в том, что, рассматривая реакцию (55) как источник дейтерия, мы должны обеспечить отсутствие перепроизводства ${}^3\text{He}$, образуемого в канале (55б) и (55в) этой реакции. Экспериментальное измерение выходов ${}^3\text{He}$ и D в реакции (55) позволит тем самым установить, можно ли объяснить все наблюдаемое обилие дейтерия его образованием в \bar{p} - ${}^4\text{He}$ -взаимодействии [в реакции (55а)]. Если экспериментальный выход ядер ${}^3\text{He}$ по каналу реакций (55б) и (55в) превысит более чем в 5 раз выход дейтерия по каналу (55а), то наблюдаемое обилие дейтерия заведомо не может объясняться прямым механизмом образования дейтерия в \bar{p} - ${}^4\text{He}$ -взаимодействии. Тем самым будет получено еще одно свидетельство в пользу небарионной природы наблюдаемой скрытой массы Вселенной.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, недоступные лабораторной проверке предсказания моделей Великого Объединения могут приводить к космологическим следствиям, доступным проверке в астрофизических наблюдениях. В нашем обзоре мы критически проанализировали возможности Вселенной как лаборатории элементарных частиц. Такой анализ позволил изучить возможное влияние космологических следствий современных теорий поля на физические условия во Вселенной на различных этапах ее эволюции и указать способы проверки такого влияния в астрофизических наблюдениях. Тем самым возникает хотя и косвенный, но зато, по-видимому, уникальный метод проверки таких теорий.

Космологические следствия моделей Великого Объединения можно условно разделить на два взаимосвязанных класса предсказаний. К первому классу относятся предсказываемые в рамках таких моделей изменения глобальных свойств Вселенной, связанные с изменениями симметрии физического вакуума по мере расширения. В ходе расширения должна была происходить перестройка вакуума от полной калибровочной симметрии Великого Объединения до его современного состояния с нарушенной симметрией и видимым различием свойств сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий. Эта перестройка должна была бы приводить к фазовым переходам во Вселенной. В нашем обзоре мы сосредоточились на другом, тесно связанным с первым, классе предсказаний.

Новые симметрии неизбежно связаны с новыми полями и новыми частицами — квантами этих полей. Новые калибровочные симметрии связаны с новыми законами сохранения. Приближенная симметрия отражается в метастабильности самых легких из новых частиц. Тем самым проверка идей Великого Объединения тесно связана с астрофизическим тестом существования новых метастабильных частиц на различных этапах эволюции Вселенной.

Обратимся вновь к уже обсуждавшемуся рис. 2, на котором представлена совокупность астрофизических ограничений на допустимый вклад в космологическую плотность метастабильных частиц. Из этого рисунка видно, что обсуждавшийся в настоящем обзоре метод проверки моделей Великого Объединения на основе анализа изменений первичного химического состава, обусловленных \bar{p} ^4He -взаимодействием, является наиболее эффективным для проверки существования метастабильных частиц с временем жизни 10^3 — 10^{12} с. Используя как теоретический инструмент эффекты испарения ПЧД, можно проверить предсказания теории, относящиеся к частицам со временем жизни, существенно меньшим 1 с.

Астрофизическая проверка предсказаний моделей Великого Объединения об источниках антипротонов на РД-стадии и связанные с такой проверкой ограничения на допустимые характеристики метастабильных частиц определяются свойствами \bar{p} ^4He -взаимодействия. Экспериментальное исследование этого взаимодействия и измерение прямого выхода D , ^3He и n в \bar{p} ^4He -аннигиляции позволяют получить ограничения на механизмы нарушения CP -инвариантности и параметры суперсимметричных и асимптотически свободных моделей Великого Объединения. Эти исследования имеют важное астрофизическое значение, позволяя проверить физические условия эволюции очень ранней Вселенной и ее однородность в малых масштабах. Эти эксперименты имеют большое значение для выяснения вопроса о возможных механизмах образования дейтерия, что позволяет получить важные свидетельства о физической природе скрытой массы современной Вселенной.

Мы благодарим Я. Б. Зельдовича, Г. Р. Пираджино, Б. М. Понтекорво, Д. Б. Понтекорво, М. Г. Сапожникова, И. В. Фаломкина, В. Ф. Шварцмана за обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981.
2. Weinberg S. // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. P. 1264—1266; Salam A. // Proc. 8th Nobel Symp./Ed. N. Svartholm, Almquist and Forlag. Stockholm. 1968. P. 367—377; Glashow S. L. // Nucl. Phys. 1961. Vol. 22. P. 579.
3. Georgi H., Glashow S. L. // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 32. P. 438—441.
4. Learned J., Reines F., Soni A. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 907—910.
5. Кузьмин В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 13. С. 335—338; Fidecaro G. Preprint CERN-EP/81-136, Geneva, 1981.

6. Фридман А. А. // *Z. Phys.* 1922. Bd 10. S. 377—400; 1924. Bd 21. S. 326—360; Избран. труды. М.: Наука, 1966.
7. Penzias A. A., Wilson R. W. // *Astrophys. J.* 1965. Vol. 142. P. 419—421.
8. Gamov G. A. // *Phys. Rev.* 1946. Vol. 70. P. 572—600; 1948. Vol. 74. P. 505—545.
9. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. *Строение и эволюция Вселенной.* М.: Наука, 1975.
10. Weinberg S. *Gravitation and Cosmology.* N.Y., 1972: The first three minutes. N.Y., 1977.
11. Линде А. Д. // *УФН.* 1984. Т. 144. С. 177—214.
12. Buta R., De Vaucoulerus G. // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 266. P. 1—35.
13. Sandage A., Tammann G. A. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 256. P. 339—358.
14. Peebles P. J. E. // *Proc. X Texas Symp./Eds R. Ramaty, F. C. Jones.* Houston, Texas, 1981. P. 157—168.
15. Peebles P. J. E. *The Large Scale Structure of the Universe* Princeton. N.Y., 1980.
16. Silk J. // *Proc. X Texas Symp./Eds R. Ramaty, F. C. Jones.* Houston, Texas, 1981. P. 188—209.
17. Шандарин С. Ф., Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б. // *УФН.* 1983. Т. 139. С. 83—134.
18. Дорошкевич А. Г., Хлопов М. Ю. // *ЯФ.* 1984. Т. 39. С. 869—872.
19. Turner M. S., Steigman G., Krauss L. M. // *Phys. Rev. Lett.* 1984. Vol. 52. P. 2090; Gelmini G., Schramm D. N., Valle J. W. F. // *Phys. Lett.* 1984. Vol. 146B. P. 311—315.
20. Stecker F. W. // *Comments Astrophys.* 1978. Vol. 7. P. 129—136.
21. Chikashige Y., Mohapatra R., Peccei R. // *Phys. Rev. Lett.* 1980. Vol. 45. P. 1926—1931.
22. Kim J. // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 43. P. 193—197.
23. Weinberg S. // *Phys. Rev. Lett.* 1982. Vol. 48. P. 1303—1307.
24. Герштейн С. С., Комаченко Ю. Я., Хлопов М. Ю. // *ЯФ.* 1981. Т. 33. С. 1597—1613.
25. Müller R., Alvares L., Holley W., Stephenson E. // *Science.* 1977. Vol. 196. P. 521—523.
26. Хлопов М. Ю. // *Письма в ЖЭТФ.* 1981. Т. 33. С. 170—173.
27. Окунь Л. Б., Шифман М. А. *Препринт ИТЭФ-62, М., 1979.*
28. Dover C. B., Gaisser T. K., Steigman G. // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 42. P. 62—67.
29. Зельдович Я. Б., Смородинский Я. А. // *ЖЭТФ.* 1961. Т. 41. С. 907—915; Герштейн С. С., Зельдович Я. Б. // *Письма в ЖЭТФ.* 1966. Т. 4. С. 174—177.
30. Долгов А. Д., Зельдович Я. Б. // *УФН.* 1980. Т. 130. С. 559—614.
31. Дорошкевич А. Г., Хлопов М. Ю. // *ЯФ.* 1984. Т. 39. С. 869—872; Primak J. R., Roncadelli M. *Preprint SLAC-PUB-3304, 1984.*
32. Dicus D., Kolb E., Teplitz V. L. // *Phys. Rev. Lett.* 1978. Vol. 39. P. 168—173; *Astrophys. J.* 1978. Vol. 221. P. 327—341.
33. Gunn J., Lee B., Lerch I. e.a. // *Astrophys. J.* 1978. Vol. 223. P. 1015—1031; Dicus D., Teplitz V. I. // *Phys. Rev.* 1983. Vol. D28. P. 1778—1792.
34. Зельдович Я. Б., Клыпин А. А., Хлопов М. Ю., Чечеткин В. М. // *ЯФ.* 1980. Т. 31. С. 1286—1294.
35. Silk J., Srednicki M. // *Phys. Rev. Lett.* 1984. Vol. 53. P. 624—629.
36. Lee B. W., Weinberg S. W. // *Phys. Rev. Lett.* 1977. Vol. 39. P. 165—170; Высоцкий Т. И., Долгов А. Д., Зельдович Я. Б. // *Письма в ЖЭТФ.* 1977. Т. 26. С. 200—203.
37. Sunyaev R. A., Zeldovich Ya. B. // *Astrophys. Space Sci.* 1969. Vol. 4. P. 285—294; 1970. Vol. 7. P. 20—29.
38. Зельдович Я. Б., Старобинский А. А. // *Письма в ЖЭТФ.* 1976. Т. 24. С. 616—618.
39. Хлопов М. Ю., Чечеткин В. М. *Препринт ИПМ № 41, М., 1985.*
40. Wagoner R. V. // *Astrophys. J.* 1973. Vol. 179. P. 343—387.

41. Wagoner R. V., Fowler W. A., Hoyle F.//*Astrophys. J.* 1967. Vol. 148. P. 3—97.
42. Yahil A., Beaudet G.//*Astrophys. J.* 1976. Vol. 206. P. 26—48.
43. Dicus D. A., Kolb E. W., Teplitz V. L., Wagoner R. V.//*Phys. Rev.* 1977. Vol. D17. P. 1529—1538.
44. Yang J., Schramm D. M., Steigman G., Rood R. T.//*Astrophys. J.* 1979. Vol. 227. P. 697—704.
45. Зельдович Я. Б.//*Письма АЖ.* 1975. Т. 1. С. 8—13.
46. Rothman T., Matzner R.//*Lett. Nuovo cimento.* 1984. Vol. 41. P.65—71.
47. Steigman G.//*Rev. Astron. Astrophys.* 1976. Vol. 14. P. 339—385.
48. Chechatkin V. M., Khlopov M. Yu., Sapozhnikov M. G.//*Rivista Nuovo cimento.* 1982. Vol. 5. P. 10.
49. Полнарев А. Г., Хлопов М. Ю.//*Астрон. журн.* 1981. Т. 59. С. 15—22.
50. Шварцман В. Ф.//*Письма в ЖЭТФ.* 1969. Т. 9. С. 315—318.
51. Steigman G., Schramm D. N., Gunn J. E.//*Phys. Lett.* 1977. Vol. B66. P. 202—204.
52. Lee T. D., Yang C. N.//*Phys. Rev.* 1956. Vol. 104. P. 254—268; Кобаарев И. Ю., Окунь Л. Б., Померанчук И. Я.//*ЯФ.* 1966. Т. 3. С. 1154—1162; Окунь Л. Б. Препринт ИТЭФ-149, М., 1983.
53. Блишников С. И., Хлопов М. Ю.//*ЯФ.* 1982. Т. 36. С. 809—814; *Астрон. журн.* 1983. Т. 60. С. 632—639.
54. Khlopov M. Yu., Petcov S. T.//*Phys. Lett.* 1981. Vol. B99. P. 117—121.
55. Craig H.//*Science.* 1961. Vol. 133. P. 1833—1835.
56. Boato G.//*Geochim. Cosmochim. Acta.* 1954. Vol. 6. P. 209—216.
57. Beer R., Iaolor F. W.//*Astrophys. J. Lett.* 1973. Vol. 182. P. L131—L134.
58. Trunger J. T., Roesler F. L., Carleton N. P., Traub W. A.//*Astrophys. J.* 1973. Vol. 184. P. L137—L140.
59. Kinman T. D.//*Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1956. Vol. 116. P. 77—81.
60. Austin S. M.//*Progr. Part Nucl. Phys.* 1981. Vol. 7. P. 1—85.
61. Dupree A. K., Baliunas S., Shipman H. L.//*Astrophys. J.* 1977. Vol. 218. P. 361—390.
62. McClintock W., Henry R. C., Linsky J. L., Moos H. W.//*Astrophys. J.* 1978. Vol. 225. P. 465—481.
63. Anderson R. C., Henry R. C., Moos H. W., Linsky J. L.//*Astrophys. J.* 1978. Vol. 226. P. 883—887.
64. Baliunas S., Dupree A. K.//*Astrophys. J.* 1979. Vol. 227. P. 870—883.
65. Rogerson J. B., York D. G.//*Astrophys. J. Lett.* 1973. Vol. 186. P. L95—L98.
66. York D. G., Rogerson J. B.//*Astrophys. J.* 1976. Vol. 203. P. 378—392.
67. Vidal-Madjar A., Laurent C., Bonnet R. M., York D. G.//*Astrophys. J.* 1977. Vol. 211. P. 91—107.
68. Laurent C., Vidal-Madjar A., York D. G.//*Astrophys. J.* 1979. Vol. 229. P. 923—941.
69. Geiss J., Reeves H.//*Astron. & Astrophys.* 1972. Vol. 18. P. 126—131.
70. Rood R. T., Wilson T. L., Steigman G.//*Astrophys. J.* 1979. Vol. 227. P. L97—L102.
71. Rood R. T., Steigman G., Tinsley B. M.//*Astrophys. J.* 1976. Vol. 207. P. L57—L61.
72. Trimble V.//*Rev. Mod. Phys.* 1975. Vol. 47. P. 877—921.
73. Brunton D., Audouze J., Vidal-Madjar A., Laurent C.//*Astrophys. J.* 1981. Vol. 243. P. 161—169.
74. Eichler D.//*Astrophys. J.* 1979. Vol. 229. P. 39—44; Epstein R. J.//*Astrophys. J.* 1977. Vol. 212. P. 595—601.
75. Colgate S. A.//*Astrophys. J. Lett.* 1973. Vol. 53. P. L181—L185.
76. Бисноватый-Коган Г. С., Чечеткин В. М.//*Письма в ЖЭТФ.* 1973. Т. 17. С. 622—625.

77. Lattimer J. H., Scramm D. W. // *Astrophys. J.* 1974. Vol. 192. P. L145—L149.
78. Агаранян Ф. А., Сюняев Р. А. Препринт ЕрФИ-82/10, Ереван, 1982.
79. Epstein R. I., Arnett W. D., Schramm D. N. // *Astrophys. J. Lett.* 1974. Vol. 190. P. L13—L17; Гольдберг В. З., Чечеткин В. М. // *Астрон. журн.* 1976. Т. 53. С. 782—787.
80. Бисноватый-Коган Г. С., Чечеткин В. М. // *УФН.* 1979. Т. 127. С. 263—296.
81. Fiorini E. // *Proc. Intern. Conf. High Energ. Phys., Leipzig, 1984.* P. 149—163.
82. Сахаров А. Д. // *Письма в ЖЭТФ.* 1967. Т. 5. С. 32—37.
83. Кузьмин В. А. // *Письма в ЖЭТФ.* 1970. Т. 12. С. 335—338.
84. Kolb E. W., Turner M. S. // *Ann. Rev. Nucl. Part Sci.* 1983. Vol. 33. P. 645—675.
85. Lee T. D. // *Phys. Rev.* 1973. Vol. D8. P. 1226—1233.
86. Зельдович Я. Б., Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б. // *ЖЭТФ.* 1974. Т. 67. С. 3—11.
87. Kuzmin V. A., Shaposhnikov M. E., Tkachev I. I. // *Phys. Lett.* 1981. Vol. B105. P. 167—171.
88. Ioshimura I. // *Phys. Lett.* 1983. Vol. 130B. P. 100—103.
89. Nilsen H. B., Olesen P. // *Nucl. Phys.* 1973. Vol. B61. P. 45—62.
90. Kibble T. W. B. // *Phys. J.* 1976. Vol. A9. P. 1387—1400; *Phys. Rev.* 1980. Vol. 67. P. 183—192.
91. Zeldovich Ya. B. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1980. Vol. 192. P. 663—667.
92. Vilenkin A. // *Phys. Rev.* 1981. Vol. D24. P. 2082—2097.
93. Фридман А., Ван Нъювенхойзен П. // *УФН.* 1979. Т. 128. С. 137—159; Огивецкий В. И., Мезинческу Л. // *УФН.* 1975. Т. 117. С. 637—675.
94. Ellis J., Nanopoulos D. V. // *Phys. Lett.* 1982. Vol. B116. P. 133—137.
95. Nanopoulos D. V., Olive K. A., Srednicki M. // *Phys. Lett.* 1983. Vol. 127B. P. 30—36.
96. Khlopov M. Yu., Linde A. D. // *Phys. Lett.* 1984. Vol. 138B. P. 265—270.
97. Kalashnikov O. K., Khlopov M. Yu. // *Phys. Lett.* 1983. Vol. 127B. P. 407—412.
98. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. // *Астрон. журн.* 1966. Т. 43. С. 758—760.
99. Hawking S. W. // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1971. Vol. 152. P. 75—78.
100. Hawking S. W. // *Nature.* 1974. Vol. 248. P. 30—32; *Comm. Math. Phys.* 1975. Vol. 43. P. 199—208.
101. Chechetkin V. M., Khlopov M. Yu., Sapozhnikov M. G., Zeldovich Ya. B. // *Phys. Lett.* 1982. Vol. 118B. P. 329—332.
102. Полнарев А. Г., Хлопов М. Ю. // *УФН.* 1985. Т. 145. С. 369—401; Khlopov M. Yu., Polnarev A. G. // *Very Early Universe/ Eds E. W. Gibbons, S. W. Hawking, S. T. Siclos, Cambridge, 1982.* P. 407—448.
103. Khlopov M. Yu., Polnarev A. G. // *Phys. Lett.* 1980. Vol. B97. P. 383—386.
104. Carr B. J. // *Proc. II Seminar Quantum Gravity, Moscow, 1981.* P. 213—219.
105. Novikov I. D., Polnarev A. G., Starobinsky A. A., Zeldovich Ya. B. // *Astron. & Astrophys.* 1979. Vol. 80. P. 104—109; Khlopov M. Yu., Nusselsky P. D., Polnarev A. G. // *Proc. III Seminar Quantum Gravity, Moscow, 1984.* P. 690—705.
106. Азимов А. А., Докшицер Ю. П., Хозе В. А. // *ЯФ.* 1983. Т. 37. С. 703—709.
107. Балестра Ф., Пираджино Г., Понтекорво Д. Б. и др. // *ЯФ.* 1983. Т. 39. С. 990—997.
108. Batusov Yu. A., Balestra F., Piragino G. e.a. // *Lett. Nuovo cimento.* 1984. Vol. 41. P. 223—228.
109. Zeldovich Ya. B., Khlopov M. Yu. // *Phys. Lett.* 1978. Vol. 79B. P. 239—243; Preskill J. P. // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 43. P. 1365—1368.

110. Khlopov M. Yu., Malamed B. A., Zeldovich Ya. B. // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1985. Vol. 240. P. 100—125.
111. Chechetkin V. M., Khlopov M. Yu., Sapozhnikov M. G. JINR preprint ER-85-31, Dubna, 1985.
112. Balestra F., Falomkin T. V., Piragino G. e.a. Proposal CERN (PSCC) 80-78, 1980.
113. Батусев Ю. А., Фаломкин П. В., Сапожников М. Г. и др. Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна, 1985. Т. 6. С. 6—10.
114. Кондратьев Л. А., Шматиков М. Ж. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 361—370.
115. Ellis J., Nanopoulos D. V., Sarkar S. Preprint CERN-TH-4057, Geneva, 1984.