

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

523.11+539.12.01

**КОСМОЛОГИЯ И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ \*)***А. Д. Долгов, Я. Б. Зельдович*

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	559
2. Концентрация частиц в горячем мире . . . . .	568
3. Ограничение на число типов легких частиц . . . . .	571
4. Массы легких частиц ( $m < T_f$ ) . . . . .	574
5. Закалка и современные концентрации тяжелых стабильных частиц . . . . .	575
6. Массы тяжелых лептонов . . . . .	577
7. Нестабильные лептоны. Ограничение на массу и/или время жизни . . . . .	579
8. Вырождение нейтрино . . . . .	585
9. Астрофизические следствия существования массивного нейтрального лептона . . . . .	587
10. Немного и о других частицах (хиггсовские мезоны, аксионы, магнитный монополю и пр.) . . . . .	589
11. Космологические следствия спонтанного нарушения симметрии в физике элементарных частиц . . . . .	595
12. Барийонная асимметрия Вселенной . . . . .	597
Цитированная литература . . . . .	611

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Астрономия в настоящее время все более тесно взаимодействует с физикой. Астрономия — это самостоятельная наука, исследующая то, что происходит или происходило, или произойдет в природе в действительности. Физику можно охарактеризовать как науку о фундаментальных законах, управляющих явлениями природы и, в частности, о тех явлениях, которые в соответствии с этими законами происходят в естественных условиях в природе. Но физика также предвидит, конструирует те явления, которые могут произойти в специально созданных для этого условиях, в целенаправленном физическом эксперименте.

Астрономия заимствует у физики возможные сценарии и примеряет их к скупым, часто неоднозначным наблюдательным данным.

Но астрономы особенно ценят те случаи, когда именно астрономия учит физиков и дает физикам такие специфические сведения, которые трудно получить в лаборатории.

Яркие примеры такого рода — это определение скорости света по запаздыванию затмений спутников Юпитера (Рёмер, 1675). Лабораторное измерение скорости света было впервые выполнено через века. Вторым примером является открытие Ньютоном закона всемирного тяготения. Небесная механика Солнечной системы привела к закону тяготения

---

\*) Статья представлена в редакцию журнала «Reviews of Modern Physics».

в 1686 г. Только в 1798 г. Кавендиш в лаборатории измерил гравитационную постоянную. В начале нашего века астрономом Эддингтоном первым было сказано, что возможно превращение водорода в гелий и что эта реакция питает звезды энергией. Это предсказание, задолго до создания ядерной физики, было примером замечательной интуиции астронома. Позже Хойл повторил этот подвиг: он предсказал возбужденный уровень ядра углерода, близкий к энергии трех ядер гелия, необходимый для производства углерода в звездах.

Продолжается ли процесс обогащения физики астрономами в настоящее время? Позволяет ли астрономия — благодаря гигантским масштабам явлений — получать сведения, недоступные сегодняшней изолированной лаборатории? В частности, нельзя ли получить новые дополнительные сведения об элементарных частицах? Таковы вопросы, которые ставятся в настоящей статье; ответ оказывается положительным.

Начнем с формулировки тех основных сведений о Вселенной и небесных телах, которые в дальнейшем будут использованы. Следствия общей теории относительности (ОТО), теория поля и теории части будут здесь, во введении, только кратко обозначены. Их подробное обсуждение составляет предмет следующих разделов статьи.

Небесная механика Солнечной системы доказывает правильность ОТО; эксперимент отверг попытки изменить теорию тяготения. Косвенно подтверждаются, следовательно, и такие следствия ОТО, как существование гравитационных волн и (после обращения к квантовой механике) гравитонов — безмассовых частиц со спином 2. Впрочем, недавние наблюдения за движением двойного пульсара, по-видимому, указывают на существование гравитационного излучения.

Измерения, подтверждающие ОТО, включают также проверку принципа эквивалентности — пропорциональности тяжелой и инертной масс. В этом пункте достигнута великолепная точность  $10^{-12}$ . Это значит, что принцип  $\Delta E = c^2 \Delta m$  \*) проверен не только для сильного и электромагнитного взаимодействий, но и для слабого. Эксперимент ведется с электрически нейтральными телами. При этом получается доказательство того, что нет других дальнедействующих полей, типа электрического, которые были бы связаны с частицами, входящими в состав вещества.

С другой стороны, исследования магнитных полей Земли, Юпитера, галактик не обнаруживают отклонений от уравнений Максвелла. Таким образом доказывается, что масса фотона равна нулю — или, во всяком случае, весьма мала, меньше предела, допускаемого лабораторными экспериментами.

Новый этап в воздействии астрономии на физику начался около двадцати лет назад в связи с развитием космологии и в особенности в связи с экспериментальным подтверждением теории горячей Вселенной. Напомним основные фактические сведения современной космологии.

#### К р а т к и е   а с т р о н о м и ч е с к и е   с в е д е н и я

Наблюдения показывают, что Вселенная расширяется по закону Хаббла:  $u = Hr$ . Постоянная Хаббла  $H$  (постоянна по пространству, т. е. не зависит от величины и направления  $r$ , но зависит от времени) в настоящее время принимается большинством авторов равной  $55 \text{ км/с} \cdot \text{Мпс}$ , где Мпс — сокращение:

$$\text{Мпс} = 1 \text{ мегапарсек} = 10^6 \text{ парсек} = 3 \cdot 10^{24} \text{ см},$$

$$\text{так что } H = (1,8 \cdot 10^{10} \text{ лет})^{-1}.$$

\*) В дальнейшем мы будем пользоваться естественной системой единиц  $\hbar = c = k = 1$ .

Вселенная однородна, и расширение ее изотропно в большом масштабе. Наибольший масштаб порядка  $c/H \approx 5000$  Мпс  $= 1,5 \cdot 10^{28}$  см, и в этом масштабе отклонения от идеальной картины не более  $10^{-3}$ – $10^{-4}$  в относительных единицах. Впрочем, на раннем этапе могут быть более сильные возмущения.

Теория расширяющейся Вселенной связывает между собой возраст  $t_0$ , современную скорость расширения и среднюю плотность вещества  $\rho$ . Чем меньше плотность, тем ближе движение к равномерному, при  $\rho \rightarrow 0$   $t_0 = r/u = H^{-1}$ . При большой плотности имеет место гравитационное замедление. Это означает, что в прошлом скорость расширения была больше, так что  $t_0 < H^{-1}$ :

$$t_0 = H^{-1} f(\Omega) = 1,8 \cdot 10^{10} \text{ лет} \cdot f(\Omega), \text{ где } \Omega = \frac{\rho}{\rho_c}.$$

Функция плотности  $f$  меньше единицы. Величина  $\rho_c = 3H^2/8\pi G = 5 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>. При  $\Omega = 1$ , т. е. при  $\rho = \rho_c$ ,  $f(1) = 2/3$ ; при  $\Omega \gg 1$   $f \rightarrow 1/\sqrt{\Omega}$ , что означает независимый от  $H$  верхний предел возраста  $t_0 < \sqrt{3/8\pi G\rho}$ . Эти формулы относятся к нерелятивистскому веществу с  $p \ll \varepsilon = \rho$ . При  $p = \varepsilon/3$  имеется простая формула  $f = (1 + \sqrt{\Omega})^{-1}$ . Нижний предел возраста Вселенной дается возрастом Солнечной системы и Земли,  $t_0 > 4,5 \cdot 10^9$  лет. Ядерная хронология, и, в частности, соотношение между ураном-235 и ураном-238 (в настоящее время  $U^{235}: U^{238} = 7 \cdot 10^{-3}$ , а в момент образования по теории нуклеосинтеза в звездах, вероятно,  $U^{235}: U^{238} \approx 1$ ), приводит к  $t_0 > 8 \cdot 10^9$  лет.

Максимальная плотность всех видов материи, совместимая с  $H$  и  $t_0$ , примерно  $\rho_{\max} = 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>, более вероятно — по ряду косвенных определений  $\rho = 2 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>. Средняя плотность обычных звезд, отнесенная ко всему объему между галактиками, скоплениями галактик и т. п., около  $5 \cdot 10^{-31}$  г/см<sup>3</sup>. Данные по величине  $\rho$  ранее использовались для того, чтобы ограничить общую плотность трудно наблюдаемых форм материи, например, нейтрино или гравитонов (Зельдович, Сморodinский, 1961).

Следующим надежно установленным фактом является существование космологического фонового радиоизлучения. Это излучение с большой степенью точности изотропно (отклонение от изотропии меньше  $3 \cdot 10^{-4}$  в единицах  $\Delta T/T$ ), степень линейной поляризации не больше  $10^{-3}$ . Точность спектральных измерений меньше. В настоящее время не обнаружены статистические значимые отклонения от равновесного планковского спектра, которые превышали бы 10–20 % (небольшие отклонения обнаружены недавно Вуди и Ричардсом). Вселенная сейчас практически прозрачна для этих фотонов, взаимодействие их с веществом мало, их спектр и равномерность пространственного распределения отражает процессы, протекавшие в далеком прошлом.

Сочетание расширения Вселенной и наличия однородного и изотропного излучения приводит к выводу о высокой температуре в прошлом, хотя и не исключены небольшие возмущения спектра на поздней стадии эволюции. Спектр излучения согласуется с горячей моделью Вселенной, впервые четко сформулированной Гамовым. Экстраполируя на очень ранний период, можно получить закон изменения температуры со временем:  $T$  (МэВ)  $\approx t^{-1/2}$  (с). При температуре порядка 1 МэВ наряду с фотонами должна быть примерно равная плотность электронов и позитронов. При высокой температуре скорость установления равновесия возрастает, вообще говоря, быстрее, чем сокращается время пребывания при данной температуре (если только вероятность взаимодействия не падает с ростом  $T$ ). Поэтому при больших  $T$  имеет место равно-

весие и все частицы с  $m < T$  присутствуют примерно в равном количестве. В ходе охлаждения легкие частицы сохраняются, и в первом приближении соотношение их с фотонами остается постоянным. Таким образом, можно показать, что в горячей модели плотность нейтрино должна быть около 150 штук в  $1 \text{ см}^3$ . Эта оценка справедлива для любого сорта нейтрино. Мы уверены, что наряду с электронным нейтрино  $\nu_e$  и соответствующим  $\bar{\nu}_e$  существует мюонное нейтрино  $\nu_\mu$  ( $\bar{\nu}_\mu$ ). Весьма вероятно, что существует и третий независимый сорт нейтрино  $\nu_\tau$  ( $\bar{\nu}_\tau$ ), связанный с новым лептоном  $\tau^\pm$  с массой около 1800 МэВ. Зная плотность числа частиц — нейтрино — в единице объема  $n_\nu$  и верхнюю границу плотности массы  $\rho_{\text{max}}$ , можно получить верхнюю границу массы покоя нейтрино:  $m_\nu < \rho_{\text{max}}/\rho_\nu$ . Этот подход был впервые реализован в заметке Герштейна и Зельдовича в 1966 г.

В связи с горячей моделью рассматривался вопрос о существовании кварков. В теории без «конфайнмента» (пленения кварков), в которой могут существовать свободные кварки, один из сортов кварков должен быть стабилен, и он мог бы выжить до настоящего времени.

При достаточно высокой температуре концентрация кварков должна быть порядка концентрации фотонов. В ходе охлаждения стабильная разновидность кварков исчезает лишь при попарных столкновениях. Вероятность таких столкновений уменьшается по мере расширения Вселенной и уменьшения концентрации кварков. Теория приводит к предсказанию относительно высокой остаточной концентрации кварков (Зельдович, Окунь, Пикельнер, 1965). Сопоставление этого вывода теории с экспериментом, показывающим отсутствие кварков в обычной материи, явилось веским аргументом в пользу теории конфайнмента. Общая идея расчета остаточной концентрации стабильных или долгоживущих частиц применялась позже и к другим гипотетическим частицам, например, к тяжелым нейтральным лептонам.

Вернемся к астрономическим данным, обратимся к судьбе «обычного вещества» — протонов, нейтронов и состоящих из них ядер — при температуре ниже 100 МэВ, когда соответствующих античастиц в равновесии уже нет.

Отметим прежде всего, что астрономические наблюдения не дают указания на существование антиматерии в значительных количествах, сравнимых с количеством материи. Вселенная, по-видимому, зарядово несимметрична. Эта несимметрия длится, начиная с того периода, когда температура упала ниже 100 МэВ ( $t \gtrsim 10^{-4} \text{ с}$ ). При более высокой температуре несимметрия тоже имеет место, но она относительно мала и становится большой при охлаждении. При избытке барионов термодинамически равновесная концентрация антибарионов становится ничтожной при  $T < 100 \text{ МэВ}$ . Такая ранняя аннигиляция происходит при температуре выше 100 МэВ и сопровождается полным восстановлением термодинамического равновесия. Нет никаких признаков более поздней аннигиляции, которая могла бы дать вклад в спектр космических лучей или исказить спектр космического радиоизлучения, или изменить химический состав первичного вещества (подробнее об этом составе ниже).

Итак, при  $T < 100 \text{ МэВ}$  мы имеем дело с протонами и нейтронами в плазме, состоящей из лептонов и фотонов. Вначале слабое взаимодействие поддерживает равновесие  $p \rightleftharpoons n$  (Хаяши, 1956), затем при более низкой температуре происходит образование ядер, вначале дейтерия, а затем  $\text{H}^3$ ,  $\text{He}^3$  и, наконец,  $\text{He}^4$ . На этом реакции практически заканчиваются, так как при малой плотности вещества в космологических условиях реакции  $\text{He}^3 + \text{He}^4 \rightarrow \text{Be}^7$ ,  $3\text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12}$  и т. д. почти не идут.

Горячая модель дает определенные предсказания первичного образования элементов. Результаты расчетов состава первичного газа в зависимости от плотности барионов приведены в таблице. Для разумных значений  $\rho_B$  теория предсказывает долю первичного  $\text{He}^4$  в диапазоне

Т а б л и ц а

Образование элементов «стандартной» модели расширяющейся Вселенной (по Вагнеру)

$\rho_B (T = 2,7 \text{ K}),$ г/см <sup>3</sup>	$R(\text{H}^2)$	$R(\text{He}^3)$	$R(\text{He}^4)$	$R(\text{Li}^6)$	$R(\text{Li}^7)$	$R(\text{B}^{11})$	$R(A \geq 12)$
$7,15 \cdot 10^{-33}$	$8,5 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	0,089	$2,6 \cdot 10^{-11}$	$2,0 \cdot 10^{-9}$		
$1,27 \cdot 10^{-32}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	0,131	$3,7 \cdot 10^{-11}$	$3,0 \cdot 10^{-9}$		
$2,26 \cdot 10^{-32}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	0,171	$3,6 \cdot 10^{-11}$	$2,8 \cdot 10^{-9}$		
$4,02 \cdot 10^{-32}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,200	$2,3 \cdot 10^{-11}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$		
$7,15 \cdot 10^{-32}$	$5,8 \cdot 10^{-4}$	$6,7 \cdot 10^{-5}$	0,217	$1,1 \cdot 10^{-11}$	$5,0 \cdot 10^{-10}$		
$1,27 \cdot 10^{-31}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{-5}$	0,227	$4,5 \cdot 10^{-12}$	$2,2 \cdot 10^{-10}$		
$2,26 \cdot 10^{-31}$	$8,9 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	0,234	$2,0 \cdot 10^{-12}$	$3,4 \cdot 10^{-10}$		
$4,02 \cdot 10^{-31}$	$3,6 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	0,240		$1,2 \cdot 10^{-9}$		
$7,15 \cdot 10^{-31}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	0,246		$3,5 \cdot 10^{-9}$		
$1,27 \cdot 10^{-30}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$8,5 \cdot 10^{-6}$	0,251		$7,2 \cdot 10^{-9}$		
$2,26 \cdot 10^{-30}$	$3,9 \cdot 10^{-7}$	$5,8 \cdot 10^{-6}$	0,255		$1,2 \cdot 10^{-8}$		
$4,02 \cdot 10^{-30}$	$9,8 \cdot 10^{-9}$	$4,1 \cdot 10^{-6}$	0,260		$1,7 \cdot 10^{-8}$		
$7,15 \cdot 10^{-30}$	$1,2 \cdot 10^{-11}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	0,265		$2,5 \cdot 10^{-8}$		
$1,27 \cdot 10^{-29}$		$2,7 \cdot 10^{-6}$	0,270		$3,8 \cdot 10^{-8}$	$1,0 \cdot 10^{-12}$	$2,4 \cdot 10^{-12}$
$2,26 \cdot 10^{-29}$		$2,4 \cdot 10^{-6}$	0,275		$6,0 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-12}$	$1,0 \cdot 10^{-11}$
$4,02 \cdot 10^{-29}$		$2,1 \cdot 10^{-6}$	0,280		$9,4 \cdot 10^{-8}$	$2,7 \cdot 10^{-12}$	$5,0 \cdot 10^{-11}$
$7,15 \cdot 10^{-29}$		$1,8 \cdot 10^{-6}$	0,284		$1,5 \cdot 10^{-7}$	$4,0 \cdot 10^{-12}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$
$1,27 \cdot 10^{-28}$		$1,5 \cdot 10^{-6}$	0,289		$2,2 \cdot 10^{-7}$	$5,4 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$
$2,26 \cdot 10^{-28}$		$1,1 \cdot 10^{-6}$	0,294		$3,0 \cdot 10^{-7}$	$6,4 \cdot 10^{-12}$	$5,4 \cdot 10^{-9}$
$4,02 \cdot 10^{-28}$		$7,8 \cdot 10^{-7}$	0,299		$3,7 \cdot 10^{-7}$	$6,2 \cdot 10^{-12}$	$2,1 \cdot 10^{-8}$
$7,15 \cdot 10^{-28}$		$4,3 \cdot 10^{-7}$	0,304		$3,7 \cdot 10^{-7}$	$4,6 \cdot 10^{-12}$	$6,5 \cdot 10^{-8}$

25—30 % по массе. Это предсказание горячей модели хорошо оправдывается на опыте. Исследования состава звезд первого поколения и исследования состава межзвездного газа подтверждают это предсказание\*). Точность этих наблюдений трудно оценить, но концентрацию выше 35—40 % можно считать надежно исключенной.

Шварцман (1969) заметил, что в расчет нуклеосинтеза косвенно входит общее число сортов безмассовых частиц. От этого числа зависит плотность при данной температуре, а следовательно, и связь температуры и времени и ход реакций  $p \rightleftharpoons n$ . Если бы число сортов нейтрино превышало 10 или 20, количество  $\text{He}^4$  достигло бы 40 или 50 %, что совершенно не согласуется с наблюдениями.

Вывод этот не казался серьезным 10—15 лет назад, но по мере того, как со всё большим трудом открывают всё более тяжелые лептоны ( $\tau$ ) с предполагаемыми «своими» безмассовыми нейтрино, проблема «демографического взрыва» в физике частиц выходит на первый план. Пожалуй, именно вопрос о числе типов и свойствах нейтрино оказался наиболее плодотворной областью приложения космологии, по крайней мере в настоящее время. Это ограничение было бы, впрочем, несправедливым, если бы реализовывалась маловероятная, но формально не исключенная

\*) Исследуются звезды и газ с малым содержанием тяжелых элементов (углерода, железа), чтобы исключить предположение о вторичном происхождении гелия в ходе реакций в звездах. Теория эволюции звезд подтверждает, что на стадии превращения водорода в гелий звезды не взрываются и не обогащают межзвездный газ гелием без более тяжелых элементов.

возможность компенсации влияния на нуклеосинтез большого числа типов легких частиц — избытком электронных антинейтрино.

Измерения концентрации дейтерия в зонах ионизованного газа дают атомное отношение  $H^2/H = 3 \cdot 10^{-5}$ . Эти измерения свободны от эффектов химического разделения изотопов. Примесь газа, выброшенного из звезд, может только повысить содержание  $He^4$  и понизить содержание  $H^2$ . Далее дейтерий мог частично сгореть во внешних слоях звезд без изменения содержания  $He^4$ . С другой стороны, часть  $H^2$  могла образоваться вторично под действием космических лучей или в ударных волнах. Во всех случаях отсутствие сильной аномалии в содержании  $He^3$  и  $Li$  ограничивает возможные колебания количества первичного  $H^2$ .

В идеальной теории нуклеосинтеза в однородной Вселенной содержание  $H^2$  сильно зависит от плотности вещества. Чем выше  $\rho_B$ , тем глубже выгорание  $H^2$  на последней стадии реакции — тем меньше остается  $H^2$  в плазме после окончания ядерных реакций. Например, при  $\rho_B = 5 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> предсказывается  $R(H^2) = 10^{-8}$ , а при  $\rho_B = 5 \cdot 10^{-32}$  г/см<sup>3</sup>  $R(H^2) = 10^{-3}$  (см. таблицу). Поэтому содержание  $H^2$  сильно зависит от возможных неоднородностей в распределении вещества.

Относительно малое содержание  $H^2$  исключает целый ряд экстремистских предположений, связанных с выделением энергичных частиц после нуклеосинтеза. Так, например, поздняя аннигиляция давала бы дейтерий по реакции  $\bar{p} + He^4 \rightarrow H^2 + n + \pi^+ + \pi^-$ . То же относится к испарению черных дыр промежуточной массы.

Можно резюмировать, что наблюдаемое содержание дейтерия, хотя и ставит некоторые конкретные вопросы перед теорией горячей Вселенной, но в целом укрепляет эту теорию.

Теории с вырожденным вакуумом, например, с хиггсовскими полями, приводят к важным выводам о далеком прошлом Вселенной: при достаточно высокой температуре вырождение было снято и вакуум находился в симметричном состоянии (Кирижниц, Линде, 1972).

Факт однородности Вселенной можно использовать в качестве аргумента против простейшего варианта такой теории с двумя дискретными состояниями при низкой температуре (Ли, 1973). По замечанию Зельдовича, Кобзарева и Окуня (1974) в ходе охлаждения в этой модели должны появляться области двух типов, разделенные тяжелыми стенками, и эти стенки нарушали бы однородность. В других вариантах теории появляются вихревые нити, фазовые переходы и много других интереснейших явлений, но в этих случаях наблюдательный материал не дает возможность высказать определенные суждения.

Наконец, важнейший наблюдательный факт космологии — это определенное отношение плотности барионов к плотности фотонов  $\beta \equiv n_B/n_\gamma = 10^{-8} - 10^{-10}$ . Такое отношение элементарно получается из температуры излучения (3К) и плотности вещества ( $5 \cdot 10^{-30} - 10^{-31}$  г/см<sup>3</sup>). Величина  $\beta$  известна с малой точностью, но зато велика достоверность того, что эта величина не выходит за указанные пределы и, следовательно, существенно меньше единицы.

В рамках теорий, в которых строго сохраняется барионный заряд и сохраняется энтропия, т. е. расширение происходит адиабатически, эта величина представляет собой константу, определяемую начальными условиями. Существует, однако, множество попыток объяснить, получить теоретически величину  $\beta$ .

Одна из этих попыток связана с существованием человеческого рода, и нас с вами, авторов и читателей данного обзора, в том числе. При  $\beta$ , существенно отличном от наблюдаемого, было бы маловероятно

возникновение жизни и ее эволюция до современного уровня. Но это далеко от физики...

Ближе к физике — попытки задаться  $\beta \gg 1$  и найти условия, при которых при сохранении  $B$  растет  $\gamma$ . Речь идет о начальных колебаниях метрики, выделяющих энергию при последующем затухании. Крайнее предположение — возникновение малых первичных черных дыр (Зельдович, Новиков, 1967), испаряющихся по механизму Хоукинга (1975) и нагревающих исходную барионную жидкость с  $\beta \gg 1$ . Так может возникнуть в новом облике холодная модель Вселенной, один из вариантов которой рассматривался одним из авторов незадолго до того, как было открыто фоновое радиоизлучение (Пензиас и Вильсон, 1965; см. также Дикке и др., 1965, Дорошкевич, Новиков, 1964).

В ряде работ высказывалось предположение о том, что закон сохранения барионов не является абсолютным. Время жизни протонов  $\tau_p > 10^{30}$  лет еще не исключает возможности весьма быстрого изменения барионного заряда при сверхвысокой температуре (Сахаров, 1967, Кузьмин 1970).

Возможно также эффективное несохранение барионного заряда при образовании и испарении черных дыр (Хоукинг 1975, Зельдович 1976).

Во всех случаях рассматривалось начальное симметричное состояние, в котором несимметрия по барионному заряду возникает в результате  $CP$ -неинвариантности теории и  $T$ -несимметрии самого процесса расширения и испарения. При этом  $\beta$  сопоставляется с амплитудой  $CP$ -неинвариантности взаимодействий.

Новейшее наиболее интересное развитие состоит в построении единой теории электромагнитно-слабых и сильных взаимодействий (Grand Unification Theory), в которых несохранение барионов получается естественно, а не вводится ad hoc.

В этих теориях начальное состояние может быть произвольным. Возникающее при высокой плотности термодинамическое равновесие приводит к «забыванию» начального состояния и к зарядовой симметрии. Затем по мере нарушения равновесия получается определенное значение  $\beta$ . Эта независимость от начального состояния существенно увеличивает привлекательность теории, независимо от конкретных численных оценок.

Обратимся теперь к информации, которая может быть получена из исследования звезд и в особенности — Солнца. По-видимому, в общих чертах современная теория удовлетворительно описывает ход термоядерных реакций, питающих звезды энергией.

Расхождение в потоке нейтрино от Солнца в 2—4 раза, по-видимому, не катастрофично, его, может быть, удастся объяснить некоторой неоднородностью концентрации тяжелых элементов (меньше в ядре, больше в периферических слоях). Известной трудностью является следующее из теории увеличение светимости Солнца в 1,6 раза в ходе его эволюции за  $4,5 \cdot 10^9$  лет. Геологические данные с трудом согласуются с таким изменением и полностью исключают более сильную эволюцию светимости и/или более короткое время существования Солнечной системы.

В физике элементарных частиц время от времени появляются гипотетические нейтральные частицы с малой массой покоя (или безмассовые) с полуслабым взаимодействием. При определенных значениях параметров такие частицы могли бы достаточно эффективно рождаться в центральной области Солнца и в то же время иметь пробег, достаточный для выноса энергии за пределы Солнца или за пределы центральной области Солнца. Существование таких частиц ускорило бы эволюцию Солнца.

В ряде работ, с привлечением геологических и теоретических аргументов, авторам удается исключить определенные диапазоны масс и времен жизни этих гипотетических частиц.

На ясном небе современной космологии есть облако: наблюдаемая структура Вселенной свидетельствует о сильной неоднородности в настоящее время в масштабе меньше 100 Мпс. Неоднородность плотности могла вырасти в силу гравитационной неустойчивости. Поэтому начальная неоднородность плотности могла равняться нулю. Однако возмущения метрики мира должны быть малы, но конечны вблизи сингулярного состояния и остаться конечными, не равными нулю и позже, в частности, в момент разъединения материи и излучения. Изотропия фонового излучения подтверждает предположение о малости возмущений (порядка  $10^{-2} - 10^{-3}$  в безразмерных величинах). Возмущения эти уменьшаются для еще большего масштаба и становятся меньше  $10^{-4}$  для максимального масштаба порядка сегодняшнего горизонта ( $5000 \text{ Мпс} = 2 \cdot 10^{10}$  световых лет) (Е. М. Лифшиц, 1946).

Однако мы не знаем амплитуды коротковолновых возмущений. Нет ли сильных возмущений малой длины волны, сглаживающихся задолго до нашей эры? Не могут ли быть сильные возмущения весьма малого масштаба, создающие первичные черные дыры из очень плотной космологической плазмы? Этот вопрос был поставлен впервые Зельдовичем и Новиковым в 1967 г. Испарение черных дыр, открытое Хоукингом в 1974 г. показывает, что первичные черные дыры с массой меньше  $10^9$  г действительно могли рождаться, а затем бесследно исчезать.

Как известно, два небольших облака на ясном небе теоретической физики конца XIX века — ультрафиолетовая расходимость в теории равновесного излучения и опыт Майкельсона — принесли гром и молнию релятивизма и квантовой теории. Как изменится современная космология, когда будет полностью понят и исследован весь спектр возмущений, отличающих нашу Вселенную от идеализированной модели Фридмана?

Из-за недостатка места мы были вынуждены исключить из данного обзора обсуждение астрономических, но не специально космологических данных для проверки теории Максвелла и, в частности, для ограничения массы фотона и для анализа вопроса о стабильности электрона. Читатели, интересующиеся этими проблемами, могут обратиться к работам <sup>77-83</sup> (ограничения на массу фотона) и к работам <sup>76,84</sup> (стабильность электрона). Астрофизические ограничения на электромагнитные параметры нейтрино могут быть найдены в работах <sup>34-38</sup>.

Мы не включили в данный обзор также вопрос о проверке ОТО, хотя с ним и связана теория элементарных частиц — гравитонов (а может быть, и их суперсимметричных родственников — гравитино и др.). Этому вопросу посвящено много прекрасных обзоров, особенно в связи со столетием со дня рождения Альберта Эйнштейна. Все опыты великолепно подтверждают общую теорию относительности.

Можно лишь добавить, что так называемая космологическая постоянная  $\Lambda$ , не противоречащая ОТО, но и не необходимая в настоящее время, ограничена  $|\Lambda| \leq 2 \cdot 10^{-56} \text{ см}^{-2}$ . Это ограничение очень надежно. Вероятно, в ближайшие годы его удастся улучшить еще на порядок. Можно написать неравенство для плотности энергии вакуума  $|\rho_{\text{vac}}| = |\Lambda/8\pi G| < 10^{-29} \text{ г/см}^3 = 5 \cdot 10^{-47} m_p^4$  (Зельдович, 1968). Столь малая, или тождественно равная нулю, плотность энергии вакуума должна следовать из теории поля, теории частиц! Но в нашем обзоре мы ограничимся более конкретными вопросами.

П л а н п о с т р о е н и я о б з о р а с л е д у ю щ и й: В гл. 2 приведены общие выражения для концентрации элементарных частиц



в горячем расширяющемся мире и получено аналитическое выражение для предельной (при  $t \rightarrow \infty$ ) концентрации достаточно тяжелых стабильных частиц. Последняя определяется массой частиц и сечением их аннигиляции.

В гл. 3 приводятся ограничения на число типов легких частиц, полученные на основании измерения количества первичного  $\text{He}^4$  во Вселенной. Оценка роли гипотетических нейтрино в первичном нуклеосинтезе позволяет получить также ограничение на константу взаимодействия правых токов, значительно более сильную, чем следует из лабораторных измерений. Аналогичные соображения применяются также к возможным новым безмассовым частицам с более слабым, чем у нейтрино, взаимодействием.

В гл. 4 получено ограничение на массы легких слабовзаимодействующих частиц, которое следует из условия  $\rho < \rho_{\text{max}}$ .

В гл. 5 аналогичное рассмотрение проводится для тяжелых стабильных частиц. В частности, там вычислены концентрации реликтовых кварков и протонов для случая зарядово-симметричного начального состояния и сохранения барионного заряда. Для сечения аннигиляции гипотетических стабильных частиц получено ограничение снизу  $\sigma v > > 10^{-36} \text{ см}^2$  (см. ниже (5.4)).

Гл. 6 посвящена обсуждению ограничений на массы тяжелых стабильных нейтральных лептонов, имеющих стандартное слабое взаимодействие. Показано, что в интервале масс  $40 \text{ эВ} < m_L < 4 \text{ ГэВ}$  не может существовать такой частицы. В частности, отсюда следует важный вывод, что масса нейтрино, связанного с новым  $\tau$ -лептоном, должна быть мала:  $m_{\nu_\tau} < 40 \text{ эВ}$ .

В гл. 7 приводятся астрофизические ограничения на массу и время жизни для нестабильных лептонов. Они получены на основе анализа плотности энергии во Вселенной, спектра космического электромагнитного излучения, первичного нуклеосинтеза и динамики сверхновых. Различные соображения позволяют исключить разные области на диаграмме  $m_L - \tau_L$ , оставляя довольно мало места для возможного нейтрального лептона.

Гл. 8 посвящена обсуждению следствий сильного вырождения нейтринного газа, т. е. наличия во Вселенной значительного лептонного заряда. В этом случае концентрация  $\text{He}^4$  практически не дает ограничения на количество новых типов нейтрино, но уточнение данных о содержании первичного дейтерия позволило бы получить некоторое ограничение.

В гл. 9 кратко обсуждается возможность решения проблемы скрытой массы галактик за счет гало нейтральных лептонов, возможность существования аномальных звезд с большим содержанием  $L$  и связь фона космических  $\gamma$ -квантов с  $L\bar{L}$ -аннигиляцией.

Гл. 10 посвящена обсуждению ограничений на свойства различных гипотетических частиц, которые могут быть получены из астрофизики. Большую трудность для теории представляет предсказание чрезвычайно высокой концентрации реликтовых магнитных монополий. Этот факт, возможно, заслуживает более серьезного обсуждения, чем то, что содержится в настоящей статье.

Гл. 11 посвящена обсуждению следствий моделей элементарных частиц со спонтанно нарушенной симметрией для космологии вблизи сингулярности.

В гл. 12 обсуждаются различные гипотезы возникновения наблюдаемого избытка барионов над антибарионами во Вселенной. Рассмотр-

рены с разной степенью подробности следующие модели: 1) холодная Вселенная и последующее производство энтропии; 2) пространственное разделение вещества и антивещества; 3) поглощение антибарионов первичными черными дырами; 4) несохранение барионного заряда во взаимодействиях элементарных частиц при преимущественном рождении барионов за счет  $C$ - и  $CP$ -несохранения; 5) избыток  $B$  над  $\bar{B}$  за счет нарушения  $CPT$ . С наибольшей степенью подробности обсуждаются гипотезы (3) и (4). На наш взгляд, возможность (4) представляется наиболее красивой. Кажется чрезвычайно заманчивым связать одно из основных чисел в современной астрофизике — отношение количества барионов к количеству реликтовых фотонов — с законами взаимодействия элементарных частиц.

## 2. КОНЦЕНТРАЦИЯ ЧАСТИЦ В ГОРЯЧЕМ МИРЕ

а) Как отмечалось выше, в далеком прошлом Вселенная находилась в горячем и плотном состоянии, отвечающем сингулярному во всем пространстве решению уравнений ОТО. Для Вселенной, заполненной релятивистскими частицами так, что  $p = \varepsilon/3$ , закон изменения плотности при малых  $t$ , хорошо известен:

$$\rho = \frac{3}{(32\pi G t^2)}; \quad (2.1)$$

здесь  $G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-2} = 0,6 \cdot 10^{-38} m_p^{-2}$  — константа гравитационного взаимодействия,  $m_p$  — масса протона, а  $t$  — время, отсчитываемое от момента сингулярности. Подробное обсуждение закона расширения можно найти в книгах <sup>1-3</sup>. Мы отметим только, что связь между  $\rho$  и  $t$  универсальна, она не зависит ни от каких неопределенных параметров; в частности, она не зависит от числа типов элементарных частиц, поскольку их масса покоя мала. Зависимость от числа типов частиц входит, однако, в соотношение между временем  $t$  и температурой плазмы  $T$  (см. ниже).

Заметим, что плотность энергии нерелятивистских частиц, смешанных к релятивистскому веществу, падает со временем медленнее, чем релятивистских:  $\rho_{\text{нерел}} \sim t^{-3/2}$ . Напротив, температура нерелятивистских частиц при свободном расширении падает быстрее, чем релятивистских (если нет процессов обмена энергией между нерелятивистскими и релятивистскими частицами):

$$T_{\text{нерел}} \sim \frac{p^2}{m} \sim t^{-1}. \quad (2.2)$$

Считается, что при малых  $t$  вклад нерелятивистских частиц в полную плотность энергии незначителен, так как он подавлен малым фактором  $e^{(-m/T)}$  для  $m > T$ . Эта картина могла бы быть неверной, если бы, например, плотность состояний экспоненциально росла с массой, т. е. если бы существовала хагедорновская предельная температура. Современные представления о физике элементарных частиц, однако, отвергают такую возможность, и закон (2.1) при малых  $t$  должен быть справедлив.

б) Весьма важным является вопрос о термодинамическом равновесии в первичной плазме. Если в обычных случаях равновесие достигается по прошествии достаточно *большого* времени, то здесь ситуация прямо противоположна. При больших  $t$  скорость расширения Вселенной оказывается больше скорости реакций между частицами и равновесие не успевает устанавливаться. Чем старше становится мир, тем более неравно-

весным он оказывается. Напротив, при малых временах  $t$  реакции между частицами из-за роста плотности становятся очень быстрыми и газ элементарных частиц, вообще говоря, оказывается равновесным. Поясним это подробнее. Скорость расширения Вселенной  $\dot{a}/a \sim 1/t$ . С другой стороны, скорость установления термодинамического равновесия  $\dot{n}/n \sim nv\sigma$ , где  $n$  — концентрация частиц,  $v$  — их скорость, а  $\sigma$  — сечение взаимодействия. Равновесие, нарушаемое расширением мира, успеет восстановиться, если

$$nv\sigma t \geq 1. \quad (2.3)$$

При  $T \gg m$  плотность частиц  $n$  по порядку величины равна  $n(t) \approx (tt_{\text{Pl}})^{-3/2}$ , где  $t_{\text{Pl}} = G^{1/2} \approx 10^{-43}$  с — планковское время; обратная величина  $T_{\text{Pl}} = = \hbar/t_{\text{Pl}} \approx 10^{19}$  ГэВ называется планковской температурой (или массой). Если взаимодействие частиц описывается единой калибровочной теорией, то  $\sigma \sim \alpha^2 T^{-2}$ ; в случае если температура больше масс промежуточных бозонов,  $m_X \approx 10^{15}$  ГэВ. При этом константа связи  $\alpha$  составляет по порядку величины  $10^{-2}$ . Так как температура зависит от времени по закону  $T \approx (t_{\text{Pl}} t)^{-1/2}$ , то условие равновесия (2.3) справедливо при  $t > \alpha^{-4} t_{\text{Pl}}$ . Однако при дальнейшем росте  $t$  (и падении температуры) ситуация снова становится неравновесной, так как, с одной стороны, равновесная плотность частиц при  $T < m$  резко падает  $\sim e^{-m/T}$ , а с другой, — рост сечений  $\sim T^{-2}$  прекращается, когда температура становится порядка масс частиц. Что касается очень малых времен  $t < t_{\text{Pl}}$ , то здесь гравитационные взаимодействия являются сильными и, возможно, достигается равновесие. Таким образом, при очень малых временах  $t < t_{\text{Pl}}$  Вселенная, возможно, равновесна; далее при  $t_{\text{Pl}} < t \leq \alpha^{-4} t_{\text{Pl}}$  имеется неравновесный период и при  $\alpha^{-4} t_{\text{Pl}} > t > t_1$  снова восстанавливается равновесие; величина  $t_1$  по порядку величины определяется условием  $T(t_1) \leq m$  (см. ниже).

в) Равновесная плотность энергии частиц массы  $m$  равна

$$\rho_m = \frac{g_s}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{V \sqrt{p^2 + m^2} p^2 dp}{\exp[V \sqrt{p^2 + (m^2/T)}] \pm 1} = \begin{cases} g_s \frac{\pi^2}{15} T^4 b_\pm, & T > m, \\ g_s \frac{\sqrt{2} m}{\pi^{3/2}} (mT)^{3/2} e^{-m/T}, & T < m, \end{cases} \quad (2.4)$$

где  $2g_s$  — число спиновых состояний частицы; для фотонов и электронов  $g_s = 1$ , для безмассовых левых нейтрино  $g_s = 1/2$ . Знак плюс отвечает фермионам, знак минус — бозонам;  $b_+ = 7/8$ ,  $b_- = 1$ . Таким образом, с учетом только релятивистских частиц ( $m < T$ ) плотность энергии равна

$$\rho = \frac{\pi^2}{15} T^4 N_{\text{DF}}, \quad (2.5)$$

где  $N_{\text{DF}}$  эффективное число возбужденных степеней свободы;  $\gamma$ -кванты дают в  $N_{\text{DF}}$  вклад, равный 1; электроны и позитроны вместе дают 7/4; каждый тип нейтрино и антинейтрино (с одним состоянием поляризации) дает 7/8. Таким образом, если в равновесии находятся фотоны,  $e^\pm$ ,  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$ , то  $N_{\text{DF}} = 9/2$ . В современных моделях элементарных частиц  $N_{\text{DF}}$  может быть  $\sim 100$  при высоких температурах, когда возбуждаются кварковые, глюонные и т. п. степени свободы.

Сравнивая формулы (2.1) и (2.5), получим закон падения температуры со временем:

$$T = \left( \frac{45}{32\pi^3} \right)^{1/4} N_{\text{DF}}^{-1/4} (t_{\text{Pl}} t)^{-1/2}, \quad \text{т. е. } T_{\text{МэВ}} = 1,3 N_{\text{DF}}^{-1/4} (t_c)^{-1/2}. \quad (2.6)$$

г) По мере расширения Вселенной и падения температуры реальная концентрация массивных частиц не успевает следовать за равновесной, и экспоненциальное падение концентрации сменяется существенно более медленным. Как мы увидим ниже, скорость падения концентрации стабильных массивных частиц после того, как прекращается их аннигиляция, окажется такой же, как скорость падения концентрации фотонов. Заметим, что распределение фотонов при расширении остается планковским с уменьшающейся температурой\*). Аналогичная ситуация имеет место и для нейтрино. Для массивных частиц положение иное. Концентрация стабильных частиц  $X$  определяется уравнением (см., например, книгу <sup>2)</sup>:

$$\dot{n}_X = -n_X^2 \nu \sigma (X\bar{X} \rightarrow \text{всё}) - 3Hn_X + \psi(t), \quad (2.7)$$

где второй член правой части равенства связан с расширением Вселенной, а  $\psi(t)$  определяет вклад процессов рождения  $X$ -частиц. Удобно перейти к относительной концентрации  $X$ -частиц:  $r_X = n_X/n_\gamma$ , где  $n_\gamma$  — концентрация сохраняющихся (т. е. удовлетворяющих уравнению  $\dot{n}_\gamma = -3Hn_\gamma$ ) безмассовых частиц. Если пренебречь процессами производства энтропии, например, подогревом плазмы аннигиляцией массивных частиц (при выходе последних из равновесия) или их распадами, то  $n_\gamma$  совпадает с концентрацией фотонов,  $n_\gamma = 0,24T^3$ . В итоге получим

$$\dot{r}_X = -\sigma \nu n_\gamma (r_X^2 - r_{X, \text{eq}}^2), \quad (2.8)$$

где  $r_{X, \text{eq}}$  — равновесное значение относительной концентрации:

$$r_{X, \text{eq}} \approx \begin{cases} 1, & \theta \equiv T/m > 1, \\ \theta^{-3/2} e^{-1/\theta}, & \theta < 1. \end{cases}$$

Отметим, что переход к  $r$  исключает влияние общего расширения: член  $3Hn_X$  есть в (2.7), но отсутствует в (2.8). При переходе от (2.7) к (2.8) использовалось термодинамическое соотношение между прямыми и обратными реакциями, чтобы выразить  $\psi(t)$  через  $\sigma$ :  $\psi = n_{\text{eq}}^2 \nu \sigma (X\bar{X} \rightarrow \text{всё})$ . Уравнение (2.8) можно проинтегрировать численно, однако, можно с хорошей точностью получить ответ, если рассуждать следующим образом. При малых  $t$  величина  $r$  близка к равновесной концентрации  $r_{\text{eq}}$ . Равновесие нарушается, когда скорость изменения равновесной концентрации, связанная с падением температуры, окажется не малой по сравнению со скоростью процессов, устанавливающих равновесие, т. е.

$$\frac{\dot{r}_{\text{eq}}}{r_{\text{eq}}} \approx 2\sigma \nu n_\gamma r_{\text{eq}}.$$

Так как  $\dot{r}_{\text{eq}}/r_{\text{eq}} \approx (m/T) t^{-1}$ , где  $t$  — время, отсчитываемое от «начала», то равновесие имеет место при  $2\sigma \nu n_\gamma r_{\text{eq}} t T/m > 1$ . Момент выхода из равновесия (момент «закалки» по терминологии пионерских работ <sup>4,5</sup> [см. также <sup>2)</sup>] или момент «замораживания», как принято в английской литературе) определяется условием

$$2\sigma \nu \theta_i^{-1/2} e^{-1/\theta_i} \cdot 0,24 T_i^3 N_{\text{DF}}^{-1/2} T_i^{-2} \left( \frac{45}{32\pi^3 G} \right)^{1/2} = 1. \quad (2.9)$$

При этом были использованы равенство (2.6) и выражение для равновесной концентрации фотонов  $n_\gamma = 0,24 T^3$ . Подставляя численные

\*) Однако аннигиляция массивных частиц может вызвать нагрев фотонного газа (см. ниже).

значения постоянных, получим

$$\frac{1}{\theta_f} - \frac{1}{2} \ln \theta_f = 42 + \ln(\sigma v m_p^2) + \ln \frac{m_X}{m_p} - \frac{1}{2} \ln N_{DF}, \quad (2.10)$$

где  $m_p$  — масса протона.

Определив  $\theta_f$  из этого уравнения, найдем концентрацию в момент закалки  $r_0 = \theta_f^{-3/2} e^{-1/\theta_f}$ . Асимптотическое (при  $t \rightarrow \infty$ ) значение концентрации определится уравнением (2.8), в котором надо положить  $r_{eq} = 0$  и начальное условие взять в виде  $r = r_0$  при  $t = t_f$ . Отсюда получим

$$r_X = 2\theta_f r_0 = 1,5 \cdot 10^{-18} N_{DF}^{1/2} \frac{m_p}{m_X} (\sigma v m_p^2)^{-1} \left[ 42 + \ln \frac{m_X}{m_p} + \ln(\sigma v m_p^2) - \frac{1}{2} \ln N_{DF} \right]. \quad (2.11)$$

При этом предполагалось, что  $\theta_f < 1$ ; это оправдывается результатом.

д) В равенстве (2.11) не учтен возможный подогрев фотонного газа и соответствующее увеличение числа фотонов за счет аннигиляции каких-либо частиц, которая происходит уже после выключения взаимодействий  $X$ -частиц. Например, аннигиляция  $e^+e^-$ -пар увеличивает температуру фотонного газа в  $(11/4)^{1/3} \approx 1,4$  раз по сравнению с температурой нейтрино<sup>2,3,6</sup>. Чтобы убедиться в этом, учтем, что энтропия  $S = (4/3) \rho/T$  сохраняется при расширении. Поэтому справедливо соотношение

$$S_b(\gamma) + S_b(e^+e^-) = \frac{4\pi^2}{15} T_b^3 \left( 1 + \frac{7}{4} \right) = S_a(\gamma) = \frac{4\pi^2}{15} T_a^3, \quad (2.12)$$

где индексы  $b$  и  $a$  относятся к величинам до и после аннигиляции  $e^+e^-$ . Так как к моменту аннигиляции нейтрино уже отключалось от плазмы, то  $T_\nu = T_b$ , и отсюда следует упомянутое выше утверждение.

### 3. ОГРАНИЧЕНИЕ НА ЧИСЛО ТИПОВ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ

а) Впечатляющим результатом современной космологии является утверждение о том, что количество типов безмассовых частиц не может быть произвольно большим. К таким ограничениям приводит анализ химического состава первичного вещества (главным образом количества  $\text{He}^4$ ). Можно утверждать, что в настоящее время нам известно не менее половины существующих в природе типов нейтрино ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ).

Впервые идея о влиянии безмассовых частиц на первичный нуклеосинтез была высказана в работе<sup>7</sup>. В дальнейшем результаты этой работы были уточнены<sup>8,9</sup> с привлечением более поздних наблюдательных данных. Рассуждения состоят в следующем. Количество первичного  $\text{He}^4$  определяется количеством нейтронов, оставшихся после замораживания слабых реакций  $e p \rightleftharpoons n \nu_e$ ,  $e^+ n \rightleftharpoons p \bar{\nu}_e$ . В дальнейшем, при температуре около 0,1 МэВ все нейтроны переходят в  $\text{He}^4$ , так что весовая концентрация  $\text{He}^4$  равна удвоенной концентрации нейтронов. Замороженная относительная концентрация нейтронов определяется выражением

$$\frac{n_n}{n_p} = e^{-\Delta m/T_f}, \quad (3.1)$$

где  $n_n$  и  $n_p$  — концентрация нейтронов и протонов соответственно,  $\Delta m$  — их разность масс, а  $T_f$  — температура замерзания (закалки). Момент закалки, как мы видели, определяется условием  $\tau_{\text{реакции}} = t_{\text{Вселенной}}$ , где  $\tau_{\text{реакции}} = (\sigma n_\nu v)^{-1}$  — характерное время реакции. Концентрация нейтрино  $n_\nu$  пропорциональна  $T^3$ , сечение слабого  $n - p$ -перехода  $\sigma \sim T^2$ ,

а время жизни Вселенной связано с температурой соотношением  $t \sim \sim N_{\text{DF}}^{-1/2} T^{-2}$ . Отсюда изменение температуры закалки за счет изменения  $N_{\text{DF}}$  определяется формулой

$$T' = T \left( \frac{N'_{\text{DF}}}{N_{\text{DF}}} \right)^{1/6}, \quad (3.2)$$

и соответственно концентрация нейтронов

$$n_n/n_p = \exp \left[ -\frac{\Delta m}{T_0} \left( \frac{N_{\text{DF}}}{N'_{\text{DF}}} \right)^{1/6} \right], \quad (3.3)$$

где  $T_0$  — температура закалки при  $N = N'$ .

Стандартные расчеты<sup>10</sup> дают для весовой концентрации  $\text{He}^4$  значение  $R_{\text{He}} = 0,23 - 0,27$  (для  $N = N'$ ). Неопределенность в этом числе связана с зависимостью  $R_{\text{He}}$  от количества барионов:  $\rho_B = 10^{-31} - 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3$ ). При этом, чем больше  $\rho_B$ , тем выше содержание  $\text{He}^4$ . С помощью соотношения (3.3) легко получить

$$\frac{N'_{\text{DF}}}{N_{\text{DF}}} = \left( \frac{T_0}{\Delta m} \ln \frac{2 - R_{\text{He}}}{R_{\text{He}}} \right)^{-6}.$$

Используя наблюдательные ограничения сверху на  $R_{\text{He}}$  и определяя  $T_0$  по результатам стандартного расчета концентрации гелия, можно получить ограничение сверху на  $N'_{\text{DF}}/N_{\text{DF}}$ . Учитывая далее, что

$$\frac{N'_{\text{DF}}}{N_{\text{DF}}} = 1 + \frac{7}{36} k_\nu, \quad (3.4)$$

где  $k_\nu$  — число типов нейтрино, за исключением  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ , получим ограничение сверху на  $k_\nu$ . В работе<sup>11</sup> были приведены аргументы в пользу того, что  $R_{\text{He}} < 0,29$ . Если воспользоваться этим числом, то с помощью формулы (3.4) получим  $k_\nu \leq 6$ . Несколько более аккуратные оценки<sup>8</sup> дают  $k_\nu \leq 5$ . Недавно появились утверждения<sup>9</sup> об очень сильном ограничении  $k_\nu \leq 2$ . Оно получается при более жестком пределе<sup>115</sup> на концентрацию первичного гелия:  $R_{\text{He}} < 0,25$ . Если последнее ограничение справедливо, то в дополнение к известным  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  может существовать лишь одно новое нейтрино, а также лишь еще один связанный с ним заряженный (тяжелый) лептон. Вследствие кварк-лептонной симметрии общее число кварковых ароматов не должно превосходить 8. К настоящему времени на опыте наблюдались пять типов кварков:  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$  и  $b$ . Таким образом, экспериментаторам остается открыть не более трех новых кварков. Возможно, однако, что эта точка зрения слишком оптимистична (или пессимистична?), так как надежность расчетов содержания  $\text{He}^4$  и наблюдательных ограничений может быть завышенной. Кроме того, следует помнить о не слишком (на наш взгляд) красивой, но не исключенной возможности значительного вырождения электронных нейтрино, которое резко меняет полученные ограничения (см. гл. 8).

б) Ограничения на величину  $k_\nu$ , полученные выше, относились к безмассовым нейтрино, имеющим лишь одно состояние поляризации (левым нейтрино). Если бы существовали также и правые нейтрино, то количество степеней свободы было бы вдвое больше, что отвечало бы эффективному удвоению  $k_\nu$ . Тогда уже для известных типов нейтрино  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  и для  $\nu_\tau$   $k_\nu$  равнялось бы 6. Было, однако, показано, что  $k_\nu \leq 4$

\*) Равновесие  $n \rightleftharpoons p$ , которое дается условиями (3.1) — (3.3), не зависит от  $\rho_B$ , но дальнейшие реакции  $n + p \rightarrow D$ ,  $D + D \rightarrow \text{He}^4$  бимолекулярны по барионам и поэтому полнота брутто превращения  $2n + 2p \rightarrow \text{He}^4$  оказывается зависящий от  $\rho_B$ , хотя и не сильно при реалистических  $\rho_B > 5 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$ .

(для экстремистского предела  $R_{\text{He}} < 0,25$ ). Таким образом, казалось бы, можно заключить, что нейтрино являются строго безмассовыми. (Если масса нейтрино отлична от нуля, то разрешены оба состояния поляризации.) Легко видеть, однако, что это не так. Если нейтрино обладают малой, но отличной от нуля массой и правые нейтрино непосредственно не взаимодействуют, или взаимодействуют очень слабо, то их вклад в плотность энергии будет подавлен множителем  $(T_R/T_L)^4$  (и аналогично вклад в величину  $N_{\text{DF}}$ ); здесь  $T_R$  ( $T_L$ ) температура правых (левых) нейтрино. Различие температур  $T_R \neq T_L$  связано с тем обстоятельством, что правые нейтрино более слабо взаимодействуют, чем левые. В силу этого  $\nu_R$  «отключается» от плазмы при существенно более высокой температуре ( $T_{\text{DR}}$ ), чем  $\nu_L$  ( $T_{\text{DL}}$ ). Аннигиляция массивных частиц с массами в интервале  $T_{\text{DR}} > m > T_{\text{DL}}$  будет подогревать плазму и взаимодействующие с ней левые нейтрино, температура же  $\nu_R$  при этом не изменится, так как  $\nu_R$  уже отключились от плазмы. Это и приводит к относительному уменьшению роли  $\nu_R$ .

Температура отключения для  $T > m_\nu$  определяется формулой

$$m_p T_D \sigma(T_D) = 2 \cdot 10^{-14} \frac{N_{\text{DF}}^{1/2}}{\bar{N}_{\text{DF}}}. \quad (3.5)$$

Здесь были использованы соотношения (2.3), (2.6) и выражение  $n \approx \approx 0,2 T^3 \bar{N}_{\text{DF}}$  для плотности релятивистских частиц; в  $\bar{N}_{\text{DF}}$  дают вклад находящиеся в плазме частицы, с которыми взаимодействуют нейтрино, с весом, пропорциональным величине сечения. Для левых электронных нейтрино  $\sigma_L(T) = 4G^2 T^2/\pi = 4 \cdot 10^{-10} T^2/\pi m_p^4$  и, как будет видно из ответа,  $T_D$  такова, что  $\bar{N}_{\text{DF}} \approx 5$  и  $\bar{N}_{\text{DF}} \approx 2$ . Теперь из (3.5) получим  $T_D \approx 3$  МэВ. Если  $\nu_R$  непосредственно не взаимодействуют, то  $\sigma_R \approx \approx (m_\nu/T)^2 \sigma_L$  и  $T_{\text{DR}} \approx 10^{-8} m_p (m_p/m_\nu)^2$ . Если же  $\nu_R$  взаимодействуют аналогично  $\nu_L$ , только сечение подавлено некоторым малым множителем  $\beta$ ,  $\sigma_R = \beta \sigma_L$ , то из (3.5) получим

$$\beta \left( \frac{T_D}{m_p} \right)^3 \approx 10^{-8}. \quad (3.6)$$

Оценка роли  $\nu_R$  в нуклеосинтезе позволяет получить<sup>9</sup> ограничение на величину  $\beta$ . Для того чтобы подавить вклад правых нейтрино в плотность энергии,  $T_D$  должна быть по крайней мере больше массы мюона. В действительности этого недостаточно, так как аннигиляция мюонов увеличивает температуру плазмы всего в 1,1 раза, т. е. вклад  $\nu_R$  подавлен в 1,4 раза. Однако даже это позволяет получить для константы взаимодействия с правыми токами  $\beta$  заметно более сильное ограничение, чем известно из лабораторных опытов,

$$\beta < 10^{-5}. \quad (3.7)$$

Заметим, впрочем, что приведенные рассуждения не исключают того, что одно из трех нейтрино имеет большую константу связи с правыми токами; два других все же обязаны иметь малую константу связи, удовлетворяющую неравенству (3.7).

в) Близкие соображения были использованы в работе<sup>9б</sup> для ограничения числа типов безмассовых частиц, более слабо взаимодействующих, чем нейтрино. Чем слабее взаимодействуют эти частицы, тем ниже будет их температура к моменту фиксации содержания нейтронов в первичной плазме и, следовательно, тем слабее их влияние на нуклеосинтез. Поэтому количество возможных типов частиц зависит от силы их взаимодействия.

Для слабейшего из взаимодействий — гравитационного, которым обязаны обладать любые частицы, — количество разрешенных типов, по утверждению авторов<sup>9б</sup>, не превосходит 20. Заметим, однако, что это ограничение зависит от количества тяжелых элементарных частиц, аннигиляция которых нагревает плазму. Если принять во внимание множество промежуточных векторов бозонов и скалярных хиггсовских частиц, которые необходимы для схем великого объединения, то обсуждаемое число может увеличиться в 2—3 раза. С ростом силы взаимодействия ограничение становится все более сильным, достигает 4 для нейтрино, уже независимо от числа тяжелых элементарных частиц.

#### 4. МАССЫ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ ( $m < T_f$ )

\* а) Равновесная концентрация массивных частиц при достаточно высоких температурах  $T \gg m$  высока, порядка концентрации фотонов. С падением температуры она быстро (экспоненциально) начинает убывать и становится ничтожной. Однако по мере расширения Вселенной равновесие нарушается, скорость аннигиляции становится пренебрежимо малой по сравнению со скоростью расширения и число частиц в элементе сопутствующего объема стремится к постоянной величине. Если частицы взаимодействуют достаточно слабо, то прекращение аннигиляции, т. е. замораживание их концентрации происходит при высокой температуре  $T_f \gg m$ , и их современное количество будет порядка количества фотонов. Если масса этих частиц больше  $3k = 3 \cdot 10^{-4}$  эВ, то их энергия окажется больше энергии реликтового фона. Наблюдения дают верхнюю границу для общей плотности энергии  $\rho_{\max} = 10^{-29}$  г/см<sup>3</sup> = 5,6 КэВ/см<sup>3</sup>. Требуя, чтобы плотность энергии стабильных массивных частиц не превосходила это значение, можно получить ограничение на их массу. Эти соображения были впервые предложены в работе<sup>12</sup> для вывода ограничения сверху на массу мюонного нейтрино. Впоследствии численный результат работы<sup>12</sup> был усилен<sup>13,14</sup> за счет привлечения новейших наблюдательных данных.

Как мы видели в предыдущей главе, для релятивистских нейтрино температура закалки (замерзания) составляет около 3 МэВ. Этот результат справедлив для всех нейтрино с  $m_\nu < 3$  МэВ. Если  $m_\nu > 3$  МэВ, то сечение  $\nu\bar{\nu}$ -аннигиляции окажется большим ( $\sigma \sim G^2 m_\nu^2$ ), так что в момент замерзания нейтрино будут нерелятивистскими. Мы вернемся к этой возможности в гл. 6, а пока обсудим ограничение на массу легких нейтрино ( $m_\nu < 3$  МэВ); при  $T \approx 3$  МэВ количество  $\nu$  определенного типа в единице объема равно  $n_\nu = 3/4 n_\gamma$ . Происхождение множителя 3/4 следующее: нейтрино имеет в два раза меньше состояний поляризации, чем фотон, это дает 1/2; равновесная плотность фермионов отличается от плотности бозонов множителем 3/4 и, наконец, множитель два появляется из-за учета  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ . При температуре  $T \approx m_e = 0,5$  МэВ происходит нагрев плазмы за счет  $e^+e^-$ -аннигиляции<sup>6</sup> и температура фотонного газа увеличивается в 1,4 раза по сравнению с температурой нейтрино (см. гл. 3). Это увеличивает концентрацию фотонов, и современное соотношение между  $n_\nu$  и  $n_\gamma$  имеет вид

$$\bar{n}_\nu = \frac{3}{4} \cdot (1,4)^{-3} \bar{n}_\gamma, \quad (4.1)$$

где  $\bar{n}_\nu$  и  $\bar{n}_\gamma$  — современные концентрации нейтрино и фотонов. Так как  $\bar{n}_\gamma = 550$  см<sup>-3</sup>, то  $\bar{n}_\nu = 150$  см<sup>-3</sup>. Из условия  $150 \sum m_{\nu_i} < \rho_{\max}$  получим

$$\sum m_{\nu_i} < 40 \text{ эВ}, \quad (4.2)$$

где сумма берется по всем типам нейтрино ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ).



б) Аналогичным образом можно получить ограничение сверху на массы гипотетических легких частиц, взаимодействующих более слабо, чем нейтрино. При этом надо учесть то обстоятельство, что чем слабее взаимодействует частица, тем раньше она отключается от плазмы и тем ниже температура этих частиц в настоящее время, а следовательно, и их плотность в единице объема (ср. с обсуждением в гл. 3). В связи с этим встречающееся в литературе утверждение, что для массивных нейтрино в равенство (4.1) надо ввести множитель 2 для учета обоих состояний поляризации, представляется неверным, так как вклад правых нейтрино подавлен множителем  $(T_R/T_L)^3$ , причем, как мы видели в гл. 3,  $T_R < T_L$ . Конкретная величина  $T_R$  зависит от силы взаимодействия  $\nu_R$  и числа типов массивных элементарных частиц.

Чтобы оценить силу неравенства (4.2), напомним лабораторные ограничения<sup>15</sup> на массы различных типов нейтрино:  $m_{\nu_e} < 30$  эВ,  $m_{\nu_\mu} < 5 \cdot 10^5$  эВ,  $m_{\nu_\tau} < 2 \cdot 10^7$  эВ. Для  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  лабораторные пределы не выдерживают конкуренции с астрофизическими.

## 5. ЗАКАЛКА И СОВРЕМЕННЫЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ТЯЖЕЛЫХ СТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

а) Для достаточно сильно взаимодействующих частиц  $X$  равновесие нарушается, когда они становятся перерелятивистскими,  $T_{f,X} \lesssim m_X / | \ln(m_P/m_X) |$ . В этом случае для их асимптотической (при  $t \rightarrow \infty$ ) концентрации справедливо выражение (2.11). Мы не учитываем в этом равенстве возможного подогрева плазмы аннигиляцией частиц с  $m < T_{f,X}$ , который по порядку величины не меняет последующих оценок.

Подставляя в (2.11)  $m_X = m_p$  и  $\sigma_{p\nu} \approx 10^{-26}$  см<sup>2</sup>, легко получить предельную концентрацию барионов<sup>2,4,16</sup>:

$$r_B \approx 10^{-18}. \quad (5.1)$$

Заметим, впрочем, что это число получено в предположении барион-антибарионной симметрии. Наблюдения, однако, свидетельствуют о том, что в видимой части мира есть только барионы и нет антибарионов, причем количество барионов намного превышает значение (5.1): отношение плотности барионов к плотности фотонов составляет  $10^{-8}$ — $10^{-10}$ . Это заставляет предположить, что либо во Вселенной всегда был избыток барионов над антибарионами, либо искать динамического объяснения наблюдаемой барионной асимметрии (подробнее см. гл. 12).

б) Аналогичные соображения были использованы в работе<sup>5</sup> для оценки концентрации свободных реликтовых кварков в настоящее время. Для  $m_q = 100m_p$  и  $\sigma_{q\nu} \approx \sigma_{p\nu} \approx 10^{-26}$  см<sup>2</sup>, что, вероятно, завышено, получим  $r_q \approx 10^{-20}$ , т. е. на один нуклон приходится более  $10^{-10}$ — $10^{-11}$  свободных кварков. Иными словами, кварки были бы так же распространены в природе, как золото. Поиски кварков в различных веществах уверенно исключают эту возможность. Обзор литературы по последним результатам поисков кварков содержится в работе<sup>17</sup>. Различные группы дают для верхнего предела содержания кварков в веществе оценки на уровне  $(10^{-10} - 10^{-24})$  по отношению к количеству барионов. Эти результаты являются сильным аргументом в пользу невылетаия кварков, хотя, строго говоря, не исключена возможность экзотического поведения кварков, приводящая к малому их содержанию в исследуемых образцах. (Интересующегося этим вопросом читателя отсылаем к работе<sup>17</sup> и цитированной там литературе.)

Из-за барионной асимметрии Вселенной количество кварков на горячей стадии могло бы превосходить количество антикварков. Это, однако, не увеличило бы концентрации реликтовых кварков, так как лишние кварки могли бы исчезать, например, вследствие реакции  $qq \rightarrow B\bar{q}$ .

в) Попытке получить малое содержание реликтовых кварков посвящена работа <sup>18</sup>. Предполагалось, что в раннюю эпоху ( $t < 10^{-5}$  с) сценарий развития Вселенной отличался от принятого в стандартной модели. Основной пункт состоит в том, что уже после закалки кварков происходит мощный подогрев первичной плазмы до температуры, однако, меньше  $m_q$ . Источником энергии являются тяжелые нестабильные нейтрино  $\nu_h$ . При этом необходимо очень сильное вырождение газа тяжелых нейтрино. Для безразмерного химического потенциала  $\nu_h$  получена оценка  $\xi_{\nu_h} \equiv \mu_{\nu_h}/T \gtrsim 10^8$  (при  $m_q = 100$  ГэВ). Распад  $\nu_h$  увеличивает число фотонов, но число кварков при этом не меняется, так как  $T < m_q$ . Таким образом, можно добиться подавления концентрации кварков до наблюдаемых сегодня пределов,  $r_q = n_q/n_\gamma \lesssim 10^{-30}$ . Заметим, что в обсуждаемой модели возникает небольшое ( $\mu \approx T$ ) вырождение  $\nu_\mu$  и/или  $\nu_e$ , если распад  $\nu_h$  идет с сохранением лептонного заряда. Большой лептонный заряд Вселенной на ранней стадии кажется загадочным, но если свободные кварки будут обнаружены в природе, то необходимость изменения наших взглядов на процессы при «сотворении мира» будет несомненной \*).

г) Отмеченные выше трудности с концентрацией свободных кварков возникают и для гипотетических стабильных адронов <sup>19</sup>. Отношение концентрации новых стабильных частиц к концентрации барионов составляло бы

$$\frac{r_H}{r_B} \approx \frac{m_p}{m_H} \frac{\sigma_p}{\sigma_H}, \quad (5.2)$$

если бы Вселенная была зарядово-симметрична по барионам и Н-адронам. Барионная асимметрия Вселенной приводит к значительному увеличению величины  $r_B$ . Поэтому если нет Н-асимметрии, то отношение

\*) После окончания данного обзора авторам стал известен препринт: Wang R. V., Steigman G. Production of Free quarks in the Early Universe.— ITP-633.— 1979, в котором приводятся аргументы в пользу малого содержания реликтовых кварков. Рассуждения вкратце состоят в следующем. Предполагается, что потенциал взаимодействия кварков растет с расстоянием вплоть до некоторого радиуса  $r_c \gg 1$  Фм, а затем достигает предельного значения, равного удвоенной массе свободного кварка  $2M$ . При большой плотности и соответственно малом среднем расстоянии между кварками их эффективная масса мала. Температура закалки определяется именно этой малой массой или, точнее, характерными адронными масштабами  $T_f \approx m_\pi$ . При  $T \approx T_f$  происходит конденсация почти всех кварков в адроны. Свободными, по мнению авторов обсуждаемой работы, могут остаться лишь кварки с энергией  $E > M$ . Так как для кварков имело место равновесное распределение вплоть до  $T \approx T_f$ , то концентрация свободных кварков будет весьма малой  $\sim \exp(-M/T_f)$ , и для  $M = 15-30$  ГэВ можно получить  $n_q/n_B \approx 10^{-20}$ . Этот вывод, однако, представляется нам не обязательным. Дело в том, что из-за флуктуаций цветовой заряд может оказаться неравным нулю в объеме  $V_0$ , который, с одной стороны, велик по сравнению с характерным объемом захвата кварков ( $V_c \approx r_c^3$ ), а с другой,— достаточно мал, так что относительная величина флуктуаций будет довольно велика,  $\Delta N/N_{\text{tot}} \gtrsim 10^{-20}$  (здесь  $N_{\text{tot}}$  — полное число частиц в объеме  $V_0$ , а  $\Delta N$  — избыток цветовой заряда). В момент конденсации кварков в адроны нескомпенсированный вследствие флуктуаций цвет должен, по нашему мнению, остаться свободным, так как  $V_0 \gg V_c$ . Необходимую для освобождения энергию эти нескомпенсированные кварки могут приобрести за счет энергии, выделяющейся при образовании адронов. Подобная картина подразумевает наличие достаточно развитых флуктуаций в объеме  $V_0$ . Можно оценить длину диффузии кварка за время  $t$  ( $T = 1$  ГэВ)  $= 10^{-6}$  с, как  $\lambda = \sqrt{t(T)/T} \approx 10^{-4}$  см. Это показывает, что флуктуации успевают образоваться в объеме  $V \approx \lambda^3 \gg V_c$ .

(5.2) уменьшится в  $10^{10}$  раз. Полученное число оказывается близким к существующим экспериментальным пределам. В силу сказанного если новые стабильные адроны существуют, то механизмы, приводящие к барионной асимметрии, не должны работать для этих адронов.

С помощью выражения (2.11) нетрудно вычислить современную плотность энергии массивных стабильных частиц  $X$ :

$$\rho_X = m_X r_X n_\gamma \approx 3 \cdot 10^{-14} N_{DF}^{1/2} (\sigma v m_p^2)^{-1} \left( \frac{\tilde{T}_\gamma}{T_\gamma} \right)^3 (m_p / \text{см}^3), \quad (5.3)$$

где фактор  $(\tilde{T}_\gamma / T_\gamma)$  учитывает подогрев плазмы после отключения  $X$ -частиц. Из условия  $\rho_X < \rho_{\max} = 5,6 \text{ КэВ/см}^3$  можно получить ограничение на величину сечения аннигиляции гипотетических массивных частиц  $X$ :

$$\sigma v_X > C \cdot 10^{-36} \text{ см}^2. \quad (5.4)$$

Фактор  $C = 0,5 \sqrt{N_{DF}} (\tilde{T}_\gamma / T_\gamma)^3$  зависит от  $m_X$  и количества аннигиляций различных элементарных частиц при  $T < m_X$ ; величина  $C$  не сильно отличается от единицы. Заметим, что ускорительные опыты по поискам новых типов стабильных частиц дают ограничение сверху на их сечение. Космология позволяет получить ограничение снизу.

## 6. МАССЫ ТЯЖЕЛЫХ ЛЕПТОНОВ

а) Изучение свойств нового тяжелого лептона  $\tau^\pm$  показывает, что при его распаде возникает новый тип нейтрино  $\nu_\tau$ . Иными словами,  $\tau$  и  $\nu_\tau$  обладают сохраняющимся зарядом, аналогичным электронному или мюонному. Современные лабораторные данные о массе  $\nu_\tau$  не слишком точны,  $m_{\nu_\tau} < 250 \text{ МэВ}$ , и, в принципе,  $\nu_\tau$  могло бы быть тяжелым. Привлечение космологических аргументов позволяет значительно понизить ограничение на  $m(\nu_\tau)$  (см. неравенство (4.2)). Ограничение (4.2) было получено для достаточно легких нейтрино с  $m < 3 \text{ МэВ}$ . С ростом массы концентрация реликтовых нейтральных лептонов убывает, и при достаточно большой массе не возникает противоречия с величиной  $\rho_{\max}$ . Это верхнее значение массы оказывается, к счастью, достаточно большим, порядка нескольких гигаэлектрон-вольт. Поэтому для  $\nu_\tau$  остается единственная возможность (4.2). Ниже мы найдем верхнюю границу запрещенной области для массы  $\nu_\tau$  <sup>20-23</sup>. Наши рассуждения будут относиться к любому тяжелому ( $m > 3 \text{ МэВ}$ ) нейтральному стабильному лептону, взаимодействующему согласно модели Вайнберга — Салама. Этот лептон в дальнейшем будем обозначать  $L$ .

Аннигиляция  $L\bar{L}$ , которая определяет согласно (2.11) концентрацию реликтовых лептонов  $L$ , происходит за счет взаимодействия нейтральных токов. Для оценки величины сечения учтем, что к моменту выхода из термодинамического равновесия, когда концентрация  $L$  в сопутствующем объеме становится постоянной, лептоны  $L$  являются нерелятивистскими. Сечение аннигиляции покоящихся  $L\bar{L}$  в легкие частицы, очевидно, пропорционально  $1/v$  и в модели Вайнберга — Салама равно

$$\sigma v = \frac{G_F^2 m_L^2}{2\pi} c, \quad (6.1)$$

где  $G_F = 10^{-5} m_p^{-2}$  — фермиевская константа связи, а  $C$  определяется числом открытых каналов аннигиляции. Если учесть процессы  $L\bar{L} \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e, \nu_\mu \bar{\nu}_\mu, e^+ e^-, \mu^+ \mu^-, u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ , то  $c = 9$ . При этом предполагалось, что  $\sin^2 \theta_W = 0,25$  и число кварковых цветов равно трем. Как мы увидим

ниже, граничное значение массы  $m_L$  составляет около 3 ГэВ. При этом температура замерзания (заковки) массивных нейтрино будет около 150 МэВ. При такой температуре в равновесии находятся  $\gamma$ ,  $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$  и величина  $N_{DF} = 31/4$ . Для оценки сегодняшней плотности энергии тяжелых лептонов  $L$  необходимо учесть нагревание фотонов аннигиляцией  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\pi^+\pi^-$  и распадами  $\pi^0$ . За счет этого температура плазмы возрастает в 1,7 раза. Теперь подставляя (6.1) в (2.14) и учитывая сказанное выше, легко получить

$$\rho_L + \rho_{\bar{L}} = 2\rho_L = 2 \cdot (1,7)^{-3} r_L m_L n_\gamma \approx \\ \approx 100 \left( \frac{m_p}{m_L} \right)^2 \left( 1 + 0,15 \ln \frac{m_L}{m_p} \right) \text{ (кэВ/см}^3\text{)}. \quad (6.2)$$

Величина  $\rho_L$  обратно пропорциональна квадрату массы лептона. Это связано с ростом сечения аннигиляции  $\sigma(L\bar{L} \rightarrow \text{всё}) \sim m_L^2$ . Требуя, чтобы  $\rho_L + \rho_{\bar{L}}$  не превосходила  $\rho_{\max} = 5,6$  кэВ/см<sup>3</sup>, получим  $m_L > 4$  ГэВ. Таким образом, нейтральный стабильный лептон не может существовать в диапазоне масс  $40 \text{ эВ} < m_L < 4 \text{ ГэВ}$ .

Значение температуры замерзания определяется формулой (2.10)

$$\frac{T_f}{m_L} \approx \frac{1}{20}. \quad (6.3)$$

Отсюда видно, что лептоны  $L$  действительно нерелятивистские и что наши оценки величины  $N_{DF}$ ,  $C$  и температуры подогрева фотонов справедливы.

Выражение для сечения (6.1) имеет место в локальном четырехфермионном пределе, когда  $m_L < m_{Z^0}$ , где  $Z^0$  — нейтральный промежуточный бозон. С увеличением  $m_L$  рост сечения должен прекратиться, и в принципе, должно существовать ограничение сверху на массу  $m_L$ . Если учитывать вклад в сечение только процессов с обменом  $Z^0$ -бозоном, то это ограничение составляет  $m_L < 3$  ТэВ. Поэтому допустимыми остаются два интервала  $0 < m_L < 40 \text{ эВ}$  и  $4 \text{ ГэВ} < m_L < 3 \text{ ТэВ}$ . Однако если масса  $L$  возникает за счет вакуумного среднего хиггсовского поля  $\chi$ , то взаимодействие  $L$  и  $\chi$  при столь больших  $m_L$  должно быть сильным, и определенного вывода сделать нельзя.

б) Верхний предел для современной плотности энергии тяжелых лептонов  $\rho_L$  мог бы оказаться существенно меньше, если бы  $L$  конденсировались в звездных системах под действием гравитационного притяжения последних. Соответствующее возрастание плотности  $n_L$  могло бы привести к новому всплеску аннигиляции. В результате к нашему времени выжила бы меньшая доля лептонов. На первый взгляд это ухудшит предел на  $m_L$ . В действительности же положение противоположное<sup>20</sup>. Дело в том, что около половины всего энергосвечения при аннигиляции переходит в конце концов в электромагнитное излучение, плотность энергии которого ( $\rho_{e.m.}$ ) значительно ниже  $\rho_{\max}$ . Так, плотность реликтового излучения равна  $4 \cdot 10^{-34} \text{ г/см}^3$ , оптического —  $4 \cdot 10^{-36} \text{ г/см}^3$  и рентгеновского —  $10^{-37} \text{ г/см}^3$ . Поэтому, несмотря на то, что плотность энергии продуктов распада  $L$  уменьшается из-за покраснения в  $(z+1)$  раз по сравнению с  $\rho_L$ , выигрыш за счет более сильного наблюдательного ограничения на  $\rho_{e.m.}$  компенсирует это уменьшение. Если для некоторого  $z$  аннигилировала часть  $\beta$  тяжелых лептонов, то в настоящее время полная плотность энергии  $L$ ,  $\bar{L}$  и продуктов их распада равна

$$\rho_{\text{tot}} = 2\rho_L (1 - \beta) + \frac{2\rho_L \beta}{z+1}, \quad (6.4)$$

где  $\rho_L$  определяется формулой (6.2). Образование протозвезд должно происходить в эпоху преобладания вещества, когда  $(1 + z_{\text{кр}}) \approx \approx 10^4 \Omega (H/60)^2$ . Поэтому в формуле (6.4)  $z < 10^4$ . Легко видеть, что даже для максимального значения  $z$  из условия  $\rho_L \beta (z + 1)^{-1} < \rho_{\text{e.-m}}$  при  $\beta > 0,1$  следует более сильное ограничение на  $m_L$ , чем из (6.3).

в) Заметим, однако, что в этом рассуждении предполагалось, что повторная аннигиляция происходит в достаточно позднюю эпоху, когда образовавшимся от распада тяжелого лептона фотонам не грозит опасность термализации в электрон-фотонной плазме. Поскольку обычные звезды образуются после того, как плазма становится нейтральной, это предположение действительно справедливо. Имеется однако и другая возможность. На некоторой ранней (зависящей от  $m_L$ ) стадии развития Вселенной ее масса была в основном сосредоточена в тяжелых лептонах (если они существуют). В такой ситуации существует возможность образования лептонных звезд за счет гравитационного притяжения тяжелых лептонов. Возрастание аннигиляции в таких сгустках лептонного вещества не сказалось бы на спектре современного электромагнитного космического излучения, но могло бы существенно уменьшить количество  $L\bar{L}$ -пар. Если бы подобная возможность реализовалась, то верхний предел на  $m_L$  мог бы оказаться заметно слабее. Температура, ниже которой лептонная материя доминирует, равна  $T_D \approx 10^{-7} (m_p/m_L)^2 m_p$  (для  $m_L > 3 \text{ МэВ}$ ). Отсюда видно, что при  $m_L < 10 m_p$  лептоны начинают доминировать раньше, чем формируются небесные тела в стандартной модели. При  $T < 1 \text{ МэВ}$  лептоны не взаимодействуют с плазмой и их температура падает быстрее, чем температура плазмы,  $T_L \sim T_{\text{плазмы}}^2/m_L$ . В силу этого лептонный газ быстро становится достаточно холодным, и можно ожидать образования лептонных звезд. Вопрос образования лептонных звезд в случае, когда лептоны составляют основную массу вещества во Вселенной, нами детально разобран не был. Заметим только, что при  $m_L = 100 \text{ МэВ}$ , например, необходимо, чтобы стадию аннигиляции в лептонных звездах пережило не более 0,1% всех лептонов. В противном случае будет противоречие с условием  $\rho_L < \rho_{\text{max}}$ . Возможность гравитационного захвата тяжелых лептонов обсуждалась в работе <sup>24</sup>, где утверждается, что он, если и возможен, является ничтожно малым. Этот вывод, однако, был позднее пересмотрен Я. Б. Зельдовичем, А. А. Клыпиным, М. Ю. Хлоповым и В. М. Чечеткиным, которые показали, что за счет переменности гравитационного поля сжимающегося газа возможно гравитационное связывание тяжелых лептонов, усиливающее их аннигиляцию. Из требования отсутствия заметных возмущений в спектре электромагнитного излучения было получено условие  $m_L > 100 \text{ ГэВ}$ . Этот результат относится, однако, к достаточно позднему времени ( $z < 5$ ) и к случаю, когда общая плотность лептонов мала по сравнению с энергией остального вещества. Вопрос об обратном соотношении требует отдельного изучения. Хотя, как отмечалось выше, необходимая аннигиляция практически всех лептонов кажется маловероятной. Поэтому полученные выше ограничения должны остаться справедливыми.

## 7. НЕСТАБИЛЬНЫЕ ЛЕПТОНЫ: ОГРАНИЧЕНИЕ НА МАССУ И/ИЛИ ВРЕМЯ ЖИЗНИ

Полученные в гл. 3 ограничения на массу нейтрального лептона опирались на информацию о современной плотности вещества во Вселенной и относились, очевидно, только к стабильным частицам, точнее, к частицам, время жизни которых превосходит возраст Вселенной:  $\tau \gtrsim t_0 \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ с}$ . Используя более тонкие соображения, можно запретить существование

нестабильных лептонов в большом диапазоне масс и времен жизни. Эти вопросы рассматривались в работах <sup>20, 23-31</sup>. Вкратце, полученные ограничения основаны на изучении влияния гипотетических нестабильных лептонов и продуктов их распада на: 1) плотность энергии во Вселенной; 2) спектр космического электромагнитного излучения; 3) нуклеосинтез; 4) эволюцию звезд. Обсудим все это более подробно.

а) Средняя плотность энергии во Вселенной <sup>20, 23, 25-27</sup>. Тяжелый нейтральный лептон мог бы распадаться по каналам  $L \rightarrow \nu\nu\nu, \nu\bar{\nu}, e^+e^-\nu$  и т. д. При распаде на  $e^+e^-\nu$  результирующая плотность электронов  $n(e)$  определяется плотностью тяжелых лептонов (2.11) и парциальной вероятностью этого распада ( $B_e$ ). При любом сколь угодно малом  $B_e$  величина  $n(e)$  оказывается настолько большой, что скорость аннигиляции  $n(e)\sigma(e^+e^- \rightarrow 2\nu)$  превосходит скорость расширения Вселенной. Поэтому в конце концов вся энергия от распада  $L$  будет находиться в безмассовых частицах. По сравнению со случаем стабильного  $L$  это приведет к дополнительному уменьшению плотности энергии за счет красного смещения.

Изменение температуры со временем при расширении Вселенной определяется выражением  $T(t_1) = T(t_2)(t_2/t_1)^\nu$ , где  $\nu = 2/3$  при доминантности вещества во Вселенной и  $\nu = 1/2$  при доминантности безмассовых (релятивистских частиц). В стандартной космологии смена режима, т. е. переход от доминантности излучения к доминантности вещества происходит при  $t_m \approx 3 \cdot 10^{11} \Omega^{-2} \text{с}$  (для  $H = 55 \text{ км} \cdot \text{м}/\text{Мпс}$ ). Если же существует тяжелый нейтральный лептон  $L$ , то картина усложняется. Для случая стабильного  $L$  его вклад в плотность энергии в момент, определяемый параметром  $z$ , согласно вычисленному выше, может быть оценен как

$$2\rho_L(z) = (z+1)^3 \rho_{\max} f(m_L), \quad (7.1)$$

где  $f(m_L) = (4m_p/m_L)^2$  при  $m_L > 3 \text{ МэВ}$  и  $f(m_L) = (m_L/40 \text{ эВ})$  при  $m_L < 3 \text{ МэВ}$ . Точной шивки при  $m_L = 3 \text{ МэВ}$  не происходит, так как формулы приближенные. Лептонная материя начинает доминировать при  $2\rho_L(z'_m) = \rho_\gamma(0) z'_m{}^4$ , где  $\rho_\gamma(0)$  — плотность реликтового излучения в настоящее время. Отсюда

$$z'_m = \frac{\rho_{\max}}{\rho_\gamma(0)} f(m_L) = 2,5 \cdot 10^4 f(m_L). \quad (7.2)$$

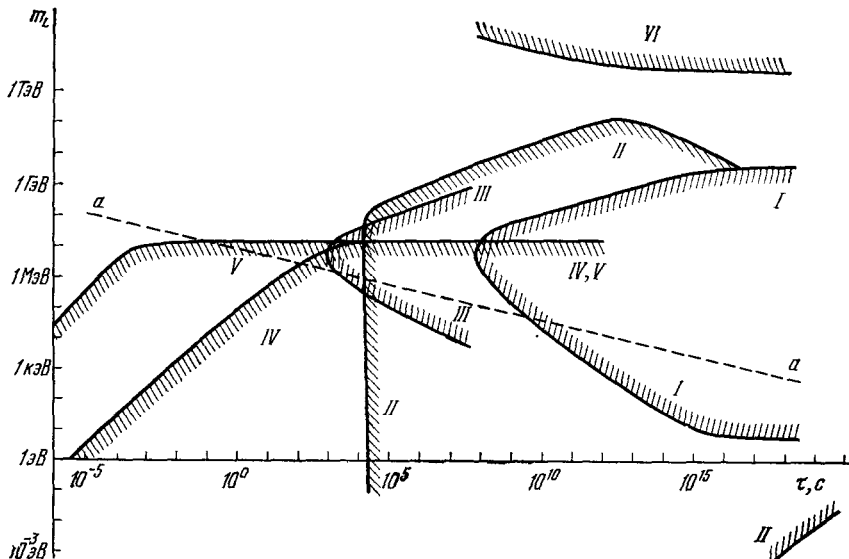
Если лептон стабилен, то  $f(m_L) \ll 1$ , и смена режима происходит примерно в то же время  $t'_m \approx t_m$ , что и в обычной модели. Для нестабильного  $L$  допустимо  $f(m_L) > 1$ , и материя начинает доминировать при  $t'_m < t_m$ , если время жизни тяжелого лептона  $\tau > t'_m$ . После распада  $L$ , т. е. при  $t > \tau$ , снова начинает доминировать излучение, и в зависимости от  $m_L$  и  $\tau$  это могло бы продолжаться до настоящего времени. Вклад в энергию от тяжелого нестабильного лептона и продуктов его распада равен

$$\tilde{\rho}_L(z) = \rho_L(z) e^{-t/\tau} + \int_0^t \frac{dt'}{\tau} e^{-t'/\tau} \rho_L(z') \left( \frac{z+1}{z'+1} \right)^4, \quad (7.3)$$

где  $\rho_L(z)$  — вклад в энергию для случая стабильного  $L$ , определяемый формулой (7.1);  $t$  — время, отсчитываемое от момента сингулярности, оно связано с параметром  $z$  соотношением  $t = t_0(z+1)^{-1/\nu}$ . Здесь в эпоху доминантности вещества  $t_0$  — возраст Вселенной, а  $\nu = 2/3$ . Этот закон справедлив вспять по времени до перехода от доминантности вещества к доминантности излучения при  $t = t_m$ . При доминантности излучения

( $t < t_m$ ) связь между  $t$  и  $z$  имеет вид  $t = t_m (1 + z)^{-2}$  ( $\nu = 1/2$ ). В стандартной космологии величина  $t_m$  определяется условием  $\rho_B = \rho_\gamma$ , где  $\rho_B = m_B n_B$  — плотность энергии барионов, а  $\rho_\gamma = n_\gamma T$  — плотность энергии реликтовых фотонов. Подставляя  $\beta \equiv n_B/n_\gamma = 10^{-8} \div 10^{-10}$ , найдем  $T_m \equiv T(t = t_m) = 0,1 - 10$  эВ. Отсюда  $z_m = T_m/2,7 \text{ К} = 4 \cdot 10^{3 \pm 1}$  и  $t_m = t_0 (1 + z_m)^{-3/2} = t_0 (10^{-4} - 10^{-7})$ . Если существует тяжелый нестабильный  $L$ , то период доминантности вещества может наступить раньше или даже доминантность вещества (тяжелых лептонов) может снова смениться доминантностью излучения, а затем опять доминантностью вещества (барионов). Эти соображения, однако, не сильно влияют на границы разрешенной области на рисунке.

Требование, чтобы  $\tilde{\rho}(z=0)$  (см. формулу (7.3)) не превосходила критическую плотность  $\rho_{\text{max}}$ , приводит к ограничению на время жизни  $\tau$  при заданной массе. На рисунке показана область  $(\tau, m_L)$ , в которой



Запрещенная астрофизикой область масс и времен жизни нейтрального лептона  $L$  (заштрихована).

Кривые получены на основе анализа:  $I$  — ограничения на возраст Вселенной и найденной на этом основании верхней границы для плотности всех видов материи во Вселенной;  $II$  — спектра космического электромагнитного излучения;  $III$  — первичного нуклеосинтеза;  $IV$  — спектра  $\gamma$ -лучей от сверхновых;  $V$  — энергетики сверхновых. Все кривые, кроме  $I$ , опираются на предположение, что значительная часть продуктов распада  $L$  в конце концов дает фотоны. Ограничение  $I$  справедливо и в случае распада  $L \rightarrow \nu \bar{\nu}$ . Область  $VI$  получена на основании анализа плотности вещества во Вселенной и справедлива как для нейтральных, так и для заряженных лептонов, если тяжелые лептоны взаимодействуют за счет обмена векторными бозонами модели Вайнберга — Салама. Используя соображения типа  $I-III$ , можно расширить запрещенную область для сверхтяжелых лептонов. Линия  $aa$  — закон зависимости времени жизни от массы лептона при нормальном слабом взаимодействии.

условие  $\tilde{\rho} < \rho_{\text{max}}$  запрещает существование тяжелого лептона (кривая  $I$ ). Линия  $aa$  — закон зависимости времени жизни от массы лептона при нормальном слабом взаимодействии:  $\tau = 2 \cdot 10^{-6} (m_L/m_\mu)^5 \text{ с}$ .

б) Спектр космического электромагнитного излучения <sup>23,24,26,30</sup>. Если время жизни лептона  $\tau > 10^{12} \text{ с}$ , то продукты его распада на фотоны не будут взаимодействовать с плазмой, которая к этому времени становится нейтральной и прозрачной для излучения. В силу этого в спектре космических  $\gamma$ -квантов возникли бы значительные искажения. Космологические соображения в этом

случае позволяют исключить для некоторых времен жизни даже больший диапазон масс, чем для стабильного лептона. Последнее связано с тем обстоятельством, что продукты распада  $L$  непосредственно наблюдаемы и по этой причине для них имеются более жесткие экспериментальные ограничения. Распады  $L \rightarrow \nu\bar{\nu}$  меняют спектр космических  $\gamma$ -квантов. Распады  $L \rightarrow e^+e^-\nu$ ,  $\mu^+\mu^-\nu$  влияют на спектр  $\gamma$ -квантов за счет последующей аннигиляции  $e^+e^-$  ( $\mu^+\mu^-$ )  $\rightarrow 2\gamma$ , которая, как отмечалось выше, оказывается достаточно быстрой, или же за счет комптоновского рассеяния электронов (мюонов) на космических  $\gamma$ -квантах. Только процесс  $L \rightarrow \nu\nu\bar{\nu}$  приводит к ненаблюдаемым частицам в конечном состоянии и не влияет на космическое электромагнитное излучение. Если  $m_L > 2m_e$ , то естественно ожидать, что вероятность распада на  $e^+e^-\nu$  будет того же порядка, то и распада на  $\nu\nu\bar{\nu}$ . Если же  $m_L < 2m_e$ , то распад  $L \rightarrow \nu\nu\bar{\nu}$  должен, скорее всего, быть доминирующим. Однако все эти утверждения, разумеется, зависят от модели.

В силу сказанного результаты, полученные в этой главе, относятся к случаю, когда заметная доля распадов  $L$  в конце концов дает  $\gamma$ -кванты. Это допущение естественно при больших  $m_L$  и, вероятно, не выполняется при  $m_L < 2m_e$ .

Если в результате распада  $L$  возникает фотон с энергией  $\kappa m_L$  ( $\kappa \lesssim 1$ , например,  $\kappa = 1/2$  для  $L \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ), то ограничение на массу и время жизни  $L$  следует из соотношения

$$B\kappa e^{-t/t_1}(z+1)^{-4}\rho_L(z) < \rho_\gamma\left(\frac{\kappa m_L}{z+1}\right) \quad (7.4)$$

(ср. с выражением (7.3)); здесь  $B$  — парциальная ширина соответствующего распада,  $\rho_L$  определяется формулой (7.1),  $t_1 \approx 10^{12}$  с и  $\rho_\gamma(\omega)$  — измеренная сегодня плотность энергии космического электромагнитного излучения. Например, для рентгеновских квантов  $\rho_\gamma \approx 10^{-8}\rho_c$ , что позволяет улучшить ограничения на свойства  $L$  по сравнению с полученными в п. а) этой главы, где использовалось условие  $\tilde{\rho} < \rho_{\max}$ .

Если  $\tau < 10^{12}$  с, то фотоны, образующиеся при распаде  $L$ , взаимодействуют с плазмой, и довольно быстро устанавливается кинетическое равновесие. Если при этом  $\tau > 3 \cdot 10^4$  с, то химическое равновесие установиться не успевает. Это происходит потому, что кинетическое равновесие устанавливается за счет быстрых процессов комптоновского рассеяния, а химическое — связано с заметно более медленными процессами рождения одного или нескольких дополнительных фотонов. Более подробно этот вопрос разбирается в книге <sup>2</sup>, гл. 8. Там утверждается, что искажения спектра будут заметны при  $z < 10^8$  и относительного энергосодержания порядка единицы. Это дает ограничение  $\tau > 3 \cdot 10^8$  с. Такой же результат был получен в работе <sup>24</sup>. Позже Р. Сюняевым было показано, что процесс  $\gamma e \rightarrow 2\gamma e$  сглаживает искажения в спектре вплоть до  $z \approx 10^7$ , что отвечает  $t \approx 3 \cdot 10^4$  с. Таким образом, при  $t > 3 \cdot 10^4$  с количество фотонов в плазме меняется очень медленно. Поэтому вклад новых фотонов от распада  $L \rightarrow \gamma + \dots$  приводит к бозе-эйнштейновскому спектру с отличным от нуля химическим потенциалом:

$$F(\omega) \sim \omega^3 (e^{(\mu+\omega)/T} - 1)^{-1}.$$

Отклонение этого выражения от спектра черного тела наиболее значительно при малых частотах ( $\omega < T$ ). Однако в этой области спектр реликтового излучения хорошо изучен, и значительных отклонений от формулы Планка (т. е. от формулы с  $\mu = 0$ ) не обнаружено. Эти сообра-



жения позволяют для достаточно малых масс  $m_L$  запретить  $\tau > 3 \cdot 10^4$  с. С ростом массы ограничение становится более слабым, так как плотность тяжелых лептонов (6.2) является убывающей функцией массы. Область масс и времен жизни, запрещенная современными данными по спектру электромагнитного излучения, показана на рисунке (кривая II).

в) Нуклеосинтез<sup>23,28,29</sup>. Ограничения на число типов нейтрино, полученные<sup>7-9</sup> на основе анализа синтеза  $\text{He}^4$  в ранней Вселенной (см. гл. 3), наводят на мысль использовать аналогичные соображения для анализа ограничений на свойства тяжелого лептона. Существование тяжелого лептона влияет на синтез  $\text{He}^4$  двояким образом: 1) увеличением скорости расширения Вселенной  $\xi \sim \dot{R}/R$  и в силу этого увеличением величины отношения концентраций нейтронов и протонов; 2) увеличением общей плотности нуклонов (или уменьшением энтропии на барион) в момент нуклеосинтеза по сравнению с принятой в стандартной модели. Последнее объясняется тем, что распады  $L$  по каналам  $\nu\bar{\nu}$ ,  $e^+e^-\nu$ ,  $\mu^+\mu^-\nu$  и т. п. после завершения нуклеосинтеза приводят к увеличению температуры фотонного газа и, следовательно, к меньшей величине отношения  $n_B/n_\gamma$  в настоящее время, чем это было во время нуклеосинтеза. При обычных же расчетах предполагается, что  $n_B/n_\gamma$  от периода нуклеосинтеза до настоящего времени меняется лишь за счет некоторого подогрева фотонного газа аннигиляцией  $e^+e^-$ -пар. Оба эффекта (рост  $\xi$  и  $n_\gamma/n_B$ ) приводят к увеличению количества  $\text{He}^4$ . Однако величина эффекта в области значений  $\tau_L$  и  $m_L$ , которая представляет интерес, оказывается сравнительно малой. Это утверждение согласуется с результатами работ<sup>24,28</sup> и противоречит работам<sup>23,29</sup>. Для оценки влияния величины  $\xi = \dot{V}/V = \dot{\rho}/\rho_{\text{stand}}$  вспомним, что современные данные о количестве  $\nu$  не противоречат существованию еще пяти новых типов безмассовых нейтрино (для консервативной оценки содержания  $\text{He}^4$ :  $R(\text{He}^4) < 0,29$ ). Как отмечалось выше,  $\xi$  определяет закаленное значение относительных концентраций  $n(n)/n(p)$ , причем температура закалики составляет  $T_f \approx 1$  МэВ. Поэтому отношение вкладов в  $\rho$  от тяжелого лептона и от  $k$  новых типов нейтрино равно  $\eta = 2n_L m_L / k n_\nu T_f$ , где  $n_L$  определяется формулами (2.11) и (6.4). При  $k = 5$  величина  $\eta$  оказывается меньше 1 для любых  $m_L$ , так что изменение  $\xi$  за счет  $L$  не оказывает заметного влияния на синтез  $\text{He}^4$ .

Изменение отношения  $h = n_B/n_\gamma$  легко подсчитать, если учесть, что энтропия в сопутствующем объеме сохраняется при расширении Вселенной (см. книгу<sup>3</sup>, гл. 15, § 6). Для  $\delta h$  — изменения величины  $h$  за счет подогрева плазмы распадами  $L$  — получим

$$\frac{\delta h}{h_0} = \text{const} \cdot \frac{m_L}{T} r_L,$$

где  $\text{const} = O(1)$ ,  $r_L$  определяется (2.11) и (6.4), а  $T$  — температура в момент распада. Напомним, что неопределенность в величине  $h_0$  порядка 100, что приводит к неопределенности в концентрации первичного гелия  $\delta R(\text{He}^4) \approx 0,04$ . Таким образом, в величине  $\delta h/h_0$  также допустима неопределенность  $\sim 100$ . Даже для  $m_L \approx 1$  МэВ, когда произведение  $m_L r_L$  максимально, температура в момент распада должна быть меньше  $0,01 m_L = 10^{-2}$  МэВ, что означает, что  $\tau_L < 10^4$  с. Это ограничение того же порядка, что и полученное выше на основании анализа спектра электромагнитного излучения.

Таким образом, рассмотрение синтеза  $\text{He}^4$  не дает возможности сильно расширить запрещенную область на  $\tau_L$ ,  $m_L$ -диаграмме (см. рисунок).

Однако космическое содержание дейтерия весьма чувствительно к возможному существованию тяжелого лептона. Расчеты влияния  $L$  на содержание различных ядер проводились в работах <sup>28,29</sup>. Как известно, предсказание содержания  $\text{He}^4$  явилось одним из триумфов горячей модели, а так как расчеты рождения других элементов на горячей стадии используют фактически те же предположения, то полученные результаты представляются достаточно надежными. Из современных наблюдений и оценки процессов в звездах следует, что содержание первичного дейтерия по отношению ко всему веществу,  $n(\text{H}^2)/n(B)$ , больше  $10^{-5}$ . Что же касается других элементов, то на неизвестном фоне их позднего рождения в звездах (оценка последнего более сложна, чем для  $\text{H}^2$ ) наблюдения не позволяют выделить вклад горячей стадии. Поэтому в дальнейшем мы будем интересоваться только дейтерием. Увеличение скорости расширения из-за вклада  $L$  в плотность энергии приводит к увеличению количества  $\text{H}^2$ , так как в этом случае  $\text{H}^2$  в меньшей степени успевает превратиться в  $\text{He}^4$ . В случае, если  $L$  стабилен или распадается на  $\nu\nu$ , это — единственный эффект, влияющий на содержание  $\text{H}^2$ . Однако при этом концентрация  $\text{H}^2$  меняется незначительно, и никаких ограничений на свойства  $L$  получить не удастся. Если же  $L$  распадается по каналам  $\nu\gamma$ ,  $\nu e^+e^-$  и т. п., то, как отмечалось выше, меняется отношение  $h = n_B/n_\gamma$  в момент нуклеосинтеза, причем, в отличие от  $\text{He}^4$ , содержание  $\text{H}^2$  сильно зависит от  $h$ . Детальные расчеты этого эффекта были проведены в работе <sup>28</sup>. Полученные там ограничения на  $(\tau_L - m_L)$  приведены на рисунке (кривая III).

г) Эволюция звезд <sup>30,31</sup>. Если  $m_L$  меньше внутризвездной температуры, то его существование может влиять на эволюцию звезд, и, используя астрономические наблюдения, можно также получить некоторые ограничения на свойства  $L$ . Они, разумеется, будут относиться только к достаточно легким  $L$ , но их достоинством является то, что при их выводе не нужно столь далеко забираться вглубь веков, как в предыдущих случаях. В частности, полученные ниже результаты справедливы как в модели горячей, так и в модели холодной Вселенной.

Довольно сильное ограничение на время жизни электронного нейтрино, если оно распадается по каналу  $\nu_e \rightarrow \gamma + X$ , может быть получено из анализа рентгеновского излучения Солнца <sup>30</sup>. Согласно существующим оценкам, солнечные термоядерные реакции должны давать на Земле поток нейтрино около  $10^{11}/\text{см}^2$  с со средней энергией нейтрино около 200 кэВ. Распад нейтрино привел бы к интенсивной рентгеновской радиации, которая по современным наблюдениям меньше  $10^{-4}/\text{см}^2$  с. Это дает ограничение  $\tau_\nu > 5 \cdot 10^{17}$  с или  $\tau_\nu < 1$  с. Последнее условие привело бы к тому, что большая часть  $\nu$  распалась внутри Солнца, однако, лабораторные данные исключают эту возможность.

Более сильное ограничение, причем справедливое для любого типа нейтрино с  $m_L \lesssim 10$  МэВ, может быть получено на основе изучения сверхновых <sup>30,31</sup>. Как известно, при образовании сверхновой нейтрино со средней энергией  $\sim 10$  МэВ уносят около  $10^{53}$  эрг. Их распад привел бы к значительному потоку  $\gamma$ -квантов, для которого существует ограничение  $\sim 10^{-3}/\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{стер}$ . Это требует, чтобы нейтральный лептон был достаточно долгоживущим <sup>30</sup>,  $\tau > 3 \cdot 10^{23}$  с, или же распадался бы еще внутри звезды <sup>31</sup>, т. е.  $\tau < 10^3 \cdot \epsilon^{-1}$ , где  $\epsilon = E_L/m_L = 10$  МэВ/ $m_L$ ; здесь коэффициент  $10^3$  с получается из того, что размер красного гиганта, представляющего сверхновой, составляет  $\gtrsim 3 \cdot 10^{13}$  см. Заметим, что лабораторные ограничения снизу на  $\tau_\nu$ , применимы только к  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  и могут не выполняться для новых нейтральных лептонов.

Верхнюю границу на  $\tau$  можно еще усилить<sup>31</sup>, если учесть, что видимая энергия сверхновой составляет около  $10^{51}$  эрг. Это означает, что не более 1% лептонов могут распадаться вне кора сверхновой, что в свою очередь означает, что  $\tau < \varepsilon^{-1} R_c \approx 10^{-3} \text{с} \varepsilon^{-1}$  (здесь  $R_c = 10^7$  см — радиус кора сверхновой). Эти границы на  $\tau$  в зависимости от  $m_L$  приведены на рисунке (кривые IV и V).

Завершая эту главу, заметим, что хотя не вся площадь на рисунке является запретной, тем не менее, кажется привлекательным, что массы всех нейтральных лептонов строго равны нулю и они стабильны.

## 8. ВЫРОЖДЕНИЕ НЕЙТРИНО

В рассуждениях предыдущей главы молчаливо предполагалось, что Вселенная нейтральна по всем сохраняющимся квантовым числам, таким, как электрический заряд ( $Q$ ), электронный заряд ( $E$ ), мюонный заряд ( $M$ ) и возможный заряд, связанный с новым  $\tau$ -лептоном ( $T$ ). Исключение представляет барионный заряд, о котором известно, что он отличен от нуля, хотя и весьма мал:  $[n(B) - n(\bar{B})]/n(\gamma) = 10^{-8} - 10^{-10}$ . Известно также, что электрический заряд Вселенной с колоссальной точностью равен нулю, так как нескомпенсированный заряд приводит к в  $10^{18}$  раз более сильному взаимодействию, чем гравитационное. В открытой модели отличная от нуля плотность заряда не совместима с однородностью. Заметим, что для замкнутой Вселенной полный электрический заряд должен быть тождественно равен нулю. Что касается лептонных зарядов, то наблюдения не противоречат значительной величине последних, так как, насколько известно, с этими зарядами не связаны дальнейшие силы (см. гл. 10). В частности, не запрещено  $[n(\nu_e) - n(\bar{\nu}_e)]/n(\gamma) \gtrsim 1$ . Гипотеза об исчезающе малых  $E$ ,  $M$  и  $T$  кажется, однако, естественной в свете того, что заряды, измерение которых возможно (т. е.  $Q$  и  $B$ ), являются весьма малыми.

В последнее время были предприняты попытки вычисления барионной асимметрии Вселенной в рамках единых теорий сильного и электромагнитно-слабого взаимодействия<sup>32,33</sup> (см. гл. 12). Хотя величина барионного заряда, получаемого в этих моделях, скорее маловата по сравнению с наблюдаемой, не исключено, что дальнейшая работа в этом направлении позволит получить правильный результат. Однако кажется совершенно невероятным, чтобы в моделях подобного рода, в которых не сохраняются ни барионный, ни лептонный заряды, удалось бы получить лептонный заряд много больше барионного. Таким образом, в модели горячей Вселенной естественно ожидать, что избыток лептонов над антилептонами (или наоборот) был того же порядка, что и избыток барионов над антибарионами. Разумеется, лептонные заряды, столь же малые, как барионный, никак не повлияют на выводы, сделанные в предыдущих главах. Ниже, однако, мы откажемся от гипотезы о малости лептонных зарядов и обсудим, какие ограничения существуют для химического потенциала нейтрино и как наличие вырожденного нейтринного газа скажется на полученных выше результатах.

Наилучший предел на химический потенциал всех типов нейтрино следует из ограничения на полную плотность энергии во Вселенной (см. гл. 2):

$$\sum \rho(\nu_i) \approx \frac{1}{8\pi^2} \sum \mu^4(\nu_i) < \rho_{\max}.$$

Это выражение получено в предположении, что  $\xi \equiv \mu(\nu_i)/T \gg 1$ . Отсюда  $\mu < 0,01$  эВ для любого типа нейтрино. Граничному значению  $\mu$

отвечает плотность реликтовых нейтрино примерно  $10^6 \text{ см}^{-3}$ , что на три порядка выше современной плотности реликтовых фотонов. Если учесть, что современная температура реликтовых нейтрино порядка 2К, то для параметра  $\xi$  получим ограничение <sup>3</sup>

$$|\xi(\nu_i)| < 45. \quad (8.1)$$

Заметим, что химический потенциал нейтрино при свободном расширении нейтринного газа пропорционален температуре, и поэтому величина  $\xi$  является постоянной.

Более сильное ограничение на величину химического потенциала, но справедливое лишь для электронных нейтрино, можно получить, рассматривая синтез легких элементов в ранней Вселенной. Анализ рождения  $\text{He}^4$ ,  $\text{H}^2$ ,  $\text{Li}^7$  в предположении произвольных химических потенциалов нейтрино, ограниченных лишь условием (8.1), был проведен в работах <sup>40,41</sup> (см. также более раннюю работу <sup>42</sup>). Вырождение  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  и т. п. оказывает влияние на нуклеосинтез лишь за счет увеличения общей плотности энергии и в силу этого — ускорения расширения Вселенной. Оно аналогично в этом смысле наличию новых типов нейтрино (см. обсуждение в гл. 3). Что касается ненулевого химического потенциала электронного нейтрино, то, помимо вклада в  $\rho$ , он непосредственно и сильно влияет на равновесную долю нейтронов. Действительно, так как в равновесии  $\mu(n) - \mu(p) = \mu(e^-) - \mu(\nu_e)$ , а в силу электронейтральности  $\mu(e^-) \ll T$ , то

$$\frac{n(n)}{n(p)} \approx \left[ 1 + \exp\left(\frac{\Delta m}{T} + \xi(\nu_e)\right) \right]^{-1}. \quad (8.2)$$

На основе анализа образования  $\text{He}^4$  в работах <sup>40,41</sup> был сделан вывод, что

$$-0,25 < \xi(\nu_e) < 1,8. \quad (8.3)$$

Это ограничение было получено в предположении, что сегодняшняя плотность барионов во Вселенной заключена в пределах  $10^{-31} \text{ г/см}^3 < \rho_B < 10^{-26} \text{ г/см}^3$  и что  $|\xi(\nu_\mu)| < 50$ . Если, кроме  $\nu_\mu$ , существуют и другие нейтрино, то последнее условие надо заменить на  $[\sum \xi(\nu_i)^4]^{1/4} < 50$ .

Возможность ненулевого лептонного заряда Вселенной послужила исходным пунктом для критики <sup>43</sup> ограничения на число новых типов нейтрино (см. гл. 3). Действительно, хорошо известно, что небольшим увеличением  $\xi$  можно скомпенсировать рост закаленной концентрации нейтронов, связанный с новыми типами нейтрино. (Заметим, впрочем, что ограничение (8.3) остается справедливым, независимо от существования новых типов нейтрино. Действительно, новые нейтрино влияют на нуклеосинтез лишь изменением скорости расширения Вселенной, но этот эффект уже учтен параметром  $\sum \xi(\nu_i)^4$ .)

Таким образом, ограничение  $k(\nu) < 5$ , строго говоря, несправедливо, если имеется избыток нейтрино над антинейтрино того же порядка, что и плотность реликтовых нейтрино (т. е.  $\xi > 0$  и  $|\xi| \approx 1$ ). Разумеется, некоторое (хотя и слабое) ограничение на число типов безмассовых частиц можно получить <sup>43</sup> из условия  $\rho < \rho_{\text{max}}$

$$k(\nu) < 10^5. \quad (8.4)$$

Это неравенство можно улучшить, если рассмотреть образование первичного дейтерия. Результат, однако, существенно зависит от плотности барионов во Вселенной  $\rho_B$ , которая известна в настоящее время с точностью примерно в два порядка. Действительно, концентрация  $\text{H}^2$ , в отличие

от  $\text{He}^4$ , сильно зависит от величины  $\rho_B$ . В стандартной модели справедлива оценка <sup>44</sup>:

$$\frac{R(\text{H}^2)}{R_0(\text{H}^2)} = \frac{10^{-30} \text{ г/см}^3}{\rho_B (\text{г/см}^3)};$$

здесь  $R_0(\text{H}^2)$  наблюдаемая сегодня относительная концентрация дейтерия, а  $R(\text{H}^2)$  — концентрация  $\text{H}^2$ , рожденного на горячей стадии. С ростом  $\rho_B$  увеличивается скорость реакции перехода дейтерия в гелий-4, поэтому  $R(\text{H}^2)$  падает при увеличении  $\rho_B$ . Увеличение плотности энергии  $\rho$  за счет вклада новых частиц или за счет вырождения нейтрино приводит к росту  $R(\text{H}^2)$ , так как связанное с ростом  $\rho$  ускорение расширения Вселенной приводит к тому, что большая часть  $\text{H}^2$  не успевает соединиться в  $\text{He}^4$ . Таким образом, ограничение на  $k(\nu)$  будет более сильным при малых  $\rho_B$ . Согласно результатам работы <sup>43</sup>  $k(\nu) < 10^4$  при  $\rho_B = 10^{-29} \text{ г/см}^3$  и  $k(\nu) < 30$  при  $\rho_B = 10^{-30} \text{ г/см}^3$ . Следует, однако, отметить, что по наблюдаемой сегодня концентрации дейтерия довольно трудно сделать вывод о его количестве в первые секунды существования мира, так как процессы образования или разрушения  $\text{H}^2$  на более поздних стадиях плохо поддаются оценке.

В заключение укажем, что гипотеза о сильном вырождении нейтринного газа приводит к улучшению ограничения на массу нейтрино. Пусть  $m_0(\nu)$  — верхняя граница на массу нейтрино, полученная в предположении нулевого лептонного заряда Вселенной. По нашим оценкам  $m_0 \approx 40 \text{ эВ}$  (см. гл. 4). Если же химический потенциал  $\nu$  отличен от нуля, то новое ограничение имеет вид (при  $\xi \gg 1$ )

$$m(\nu) < \frac{9\zeta(3)}{2} \xi^{-3} m_0(\nu) = 5,4 \cdot \xi^{-3} m_0(\nu); \quad (8.5)$$

здесь  $\zeta(3) = 1,2$  ( $\zeta$ -дзета-функция Римана). Для граничного значения  $\xi = 45$  получим  $m(\nu) < 2 \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$ .

Заканчивая этот раздел, еще раз отметим, что космологические данные не противоречат значительному, т. е.  $|n_\nu - n_{\bar{\nu}}|/n_\nu \gtrsim 1$ , вырождению нейтринного газа и как следствие не противоречат возможности существования большого ( $30-10^4$ ) числа типов безмассовых нейтральных частиц. Однако, в силу сказанного выше, эта возможность представляется маловероятной.

## 9. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ МАССИВНОГО НЕЙТРАЛЬНОГО ЛЕПТОНА

Выше были рассмотрены ограничения на свойства лептонов, которые могут быть получены с помощью астрофизики. В этой главе мы посмотрим на предмет с другой стороны, а именно, обсудим, как гипотеза о существовании массивного нейтрального лептона помогает разрешить некоторые астрофизические проблемы.

Тяжелое нейтрино является замечательным кандидатом на роль носителя недостающей массы галактик. Как известно, отношением массы к испускаемому свету для галактик оказывается заметно выше, чем в среднем для типичной звезды. Масса галактик определяется при этом по гравитационному притяжению между ними. Другой способ определения массы галактик состоит в определении закона изменения скоростей при удалении от центра. Эти измерения тоже свидетельствуют в пользу того, что значительная часть вещества галактик находится вне области, где уже не видны никакие светящиеся объекты. Таким образом, динамика галактик определяется каким-то темным, ненаблюдаемым непосредственно

веществом. В работе <sup>13</sup> предполагалось, что нейтрино с массой около 10 эВ решают проблему недостающей массы. Эта идея рассматривалась также в работах <sup>14, 24, 45, 46</sup>. Были приведены аргументы в пользу того, что большая часть нейтрино собирается вокруг галактик, образуя галактические гало. Из условия

$$\Omega^* = \frac{\text{плотность вещества галактик}}{\rho_{\text{max}}} < 0,05$$

можно сделать вывод <sup>46</sup>, что  $\sum m_{\nu_i} < 2$  эВ (в работе <sup>46</sup> был сделан более сильный вывод, что  $m_{\nu} < 0,6$  эВ). С другой стороны, анализ динамики нейтрино в рамках кинетического уравнения Власова приводит авторов работы <sup>46</sup> к выводу, что максимум плотности в фазовом пространстве для функции распределения массивных нейтрино не может превосходить  $2g_{\nu}$ . Здесь  $g_{\nu} = 1$  для безмассовых нейтрино с одним разрешенным состоянием поляризации; для массивных частиц, у которых присутствуют оба спин-овых состояний,  $g_{\nu} = 2$ . Предполагается, что  $g_{\nu_e} = g_{\nu_{\mu}} = g_{\nu}$ . Считая, что распределение нейтрино в галактических гало является максвелловским, авторы <sup>46</sup> нашли по известному значению максимальной плотности, что  $m_{\nu} \gtrsim 10$  эВ. Противоречие между верхней и нижней границами для  $m_{\nu}$  заставляет заключить, что легкие лептоны не могут решить проблему недостающей масс. Однако это могут сделать лептоны с массой в несколько гигаэлектрон-вольт. Не исключено, впрочем, что заметная часть нейтрино не собрана вокруг галактик, а более или менее равномерно распределена в пространстве. Если это так, то выводы работы <sup>46</sup> несправедливы. Заметим, что в последнем случае масса нейтрино не обязана удовлетворять условию  $\sum m_{\nu} < 2$  эВ, а может быть существенно выше. Разумеется, условие  $\sum m_{\nu} < 40$  эВ (4.2) должно выполняться. Если при этом  $\sum m_{\nu} > 20$  эВ, то из-за вклада легких массивных нейтрино общая плотность энергии во Вселенной превзойдет критическую и Вселенная окажется закрытой. Невидимое и неосязаемое никакими способами вещество заставит расширение мира смениться сжатием назад к горячей сингулярности, однако ценой уменьшения возраста Вселенной.

Интересным вопросом, связанным с наличием тяжелого лептона  $L$ , является возможность существования аномальных звезд. В работе <sup>24</sup> отмечалось, что из-за слабости своего взаимодействия лептоны очень неохотно теряют энергию, поэтому наличие большого количества  $L$  в звездах маловероятно. Однако учет переменности гравитационного поля, как упоминалось в гл. 6, меняет положение. Эволюция лептонных звезд должна быть существенно иной, чем обычных. С одной стороны, процесс  $L\bar{L} \rightarrow e^+e^- \rightarrow$  фотоны дал бы дополнительные по отношению к ядерным реакциям  $\gamma$ -кванты, нагревающие звезду. С другой стороны, реакция  $L\bar{L} \rightarrow \nu\bar{\nu}$  приводила бы к большой потере энергии за счет нейтринного излучения. Все эти вопросы требуют более детального рассмотрения.

Тяжелые лептоны могли бы явиться причиной, вызывающей взрыв сверхновых. Так как температура ядра сжимающейся звезды достигает нескольких мегаэлектрон-вольт, то при  $m_L \lesssim 1$  МэВ лептоны интенсивно рождались бы в центре звезды и беспрепятственно выходили бы к периферии. Если  $\tau_L = 1 - 10$  с, то лептоны  $L$  распадались бы в оболочке и, таким образом, служили бы прекрасным переносчиком энергии от коры к оболочке, вызывая ее отделение.

С помощью  $L$  была сделана попытка разрешить проблему фона космических  $\gamma$ -квантов <sup>47</sup>. Именно, предполагалось, что аннигиляция  $L\bar{L}$  служит источником  $\gamma$ -фона. Оценки, однако, дают отрицательный резуль-

тат. Аннигиляция фоновых лептонов и лептонов в гало далеких галактик дает менее 1% общей интенсивности  $\gamma$ -фона; а аннигиляция  $L\bar{L}$  в гало нашей Галактики приводит к неізотропному распределению.

#### 10. НЕМНОГО И О ДРУГИХ ЧАСТИЦАХ (ХИГГСОВСКИЕ МЕЗОНЫ, АКСИОНЫ, МАГНИТНЫЕ МОНОПОЛИ И ПР.)

Соображения в предыдущих главах можно непосредственно применить и к другим типам элементарных частиц. Ниже мы кратко обсудим, как космология позволяет сузить область разрешенных параметров различных гипотетических частиц и взаимодействий. Заметим, что пока эти частицы не наблюдаются в лабораторных экспериментах, астрономические наблюдения являются единственным источником сведений о них. Чтобы быть верным хронологии, следует начать с пункта:

а) В работе Ли и Янга<sup>48</sup> был поставлен вопрос о возможности существования барионных фотонов, т. е. безмассовых векторных частиц, взаимодействующих с барионным зарядом аналогично тому, как фотон взаимодействует с электрическим зарядом. Позднее Окунь<sup>49</sup> рассмотрел гипотезу о том, что каждый сохраняющийся заряд является источником своего типа фотонов: барионных, электронных, мюонных и т. п. Очень сильное ограничение на константы связи барионных и электронных фотонов следует из равенства гравитационной и инертных масс свинца и меди, измеренного в работе<sup>50, 116</sup>. Это ограничение было получено в работах<sup>48, 49</sup> и составляет соответственно для барионных и лептонных фотонов

$$\alpha(B) \lesssim 10^{-43} \alpha(Q), \quad \alpha(E) \lesssim 10^{-45} \alpha(Q), \quad (10.1)$$

где  $\alpha(Q) \equiv \alpha = 1/137$  — константа связи с электрическим зарядом.

Для мюонного заряда эти соображения неприменимы, так как не существует макроскопических образцов с ненулевым мюонным зарядом. Лабораторные данные приводят к довольно слабой оценке

$$\alpha(\mu) < (10^{-3} - 10^{-4}) \alpha(Q).$$

Однако данные о светимости звезд позволяют продвинуться существенно дальше. Дело в том, что взаимодействие с мюонным фотоном приведет к возникновению у мюонного нейтрино индуцированного электромагнитного взаимодействия за счет перехода мюонного фотона через виртуальную  $\mu^+\mu^-$ -петлю в обычный фотон. Величина индуцированного заряда составляет по порядку величины  $\epsilon_{\text{инд}} \approx e\alpha(\mu) \ln(\Lambda/m_\mu)$ . Эта оценка, однако, опирается на расходящийся фейнмановский интеграл и зависит от дополнительных требований, налагаемых на теорию. Она, впрочем, должна быть справедливой, если в теории нет специального условия отсутствия индуцированного заряда. Теперь, используя результаты работ<sup>34-38</sup> и пренебрегая логарифмическим членом, легко получить

$$\alpha(\mu) < 10^{-13}, \text{ если } m(\nu_\mu) < 150 \text{ эВ (Солнце),}$$

$$\alpha(\mu) < 3 \cdot 10^{-12}, \text{ если } m(\nu_\mu) < 20 \text{ кэВ (белые карлики).}$$

Анализ реликтового фона нейтрино (гл. 5) показывает, что  $m_\nu < 40$  эВ, если нейтрино не обладает каким-либо новым относительно сильным взаимодействием. Поэтому, если окажется, что масса нейтрино выше этой границы, это будет указанием на существование аномального взаимодействия нейтрино. Отсюда можно получить ограничение снизу на величину  $\alpha(\mu)$  для тяжелых  $\nu_\mu$ :

$$\alpha(\mu) > 3,3 \cdot 10^{-7} \frac{m_\nu}{m_p} \left( 1 + \frac{1}{42} \ln \frac{\pi \alpha^2(\mu) m_p}{m_\nu} \right)^{-1/2}. \quad (10.2)$$

Это неравенство относится к случаю  $m_\nu > 40$  эВ. Если же  $m_\nu < 40$  эВ, то  $\alpha$  ( $\mu$ ) может быть равным нулю, что, по-видимому, и имеет место в действительности.

б) **Хиггсовские мезоны, аксион.** Скалярное хиггсовское поле  $\chi$ , по-видимому, является необходимым ингредиентом современной теории электромагнитно-слабого взаимодействия \*). Приобретая ненулевое вакуумное среднее, оно обеспечивает спонтанное возникновение массы промежуточных векторных бозонов и фермионов. Масса  $\chi$  является свободным параметром теории. По отсутствию распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \chi^0$  можно заключить, что  $m(\chi) > 300$  МэВ. Имеются теоретические соображения<sup>51-52</sup> в пользу того, что нижняя граница для массы  $\chi$  примерно на порядок выше. При выводе последнего ограничения предполагалось, однако, что массы фермионов малы, много меньше масс промежуточных бозонов ( $m_f \ll m_W$ ). Если же  $m_f \gtrsim m_W$ , то масса хиггсовского бозона может быть, вообще говоря, любой. При этом спонтанное нарушение симметрии происходит так, что возникает ограничение сверху на массы кварков  $m_f < 76$  ГэВ<sup>39, 53</sup>. Независимо от теории масса хиггсовских частиц должна быть больше несколько сотен мегаэлектронвольт (если они вообще существуют). Если  $\chi$ -мезоны столь тяжелые, то их время жизни должно быть весьма малым: например, для  $m_\chi = 500$  МэВ  $\tau = 10^{-16}$  с. В этом случае космология не дает никаких ограничений на свойства хиггсовских мезонов. Имеющиеся в литературе ограничения<sup>54, 55</sup> относятся к нереальному случаю весьма легких скалярных частиц, распадающихся на два фотона со временем жизни  $\tau \approx 7 \cdot 10^7 (1 \text{ кэВ}/m_\chi)^3$  с. Независимо от теории, однако, полученные результаты представляют интерес, так как лабораторные ограничения в этой области масс и силы взаимодействия отсутствуют.

На основе анализа спектра теплового космического излучения авторы<sup>54</sup> сделали вывод, что область масс  $0,1 \text{ эВ} < m_\chi < 400 \text{ эВ}$  является запрещенной. Можно расширить эту область, если вспомнить аргументы п. б) гл. 5, согласно которым планковский характер спектра космического теплового фона, нарушенный распадом  $\chi \rightarrow 2\gamma$ , не успевает восстановиться до настоящего времени, если  $\tau(\chi) > 3 \cdot 10^4$  с. Это позволило бы исключить область масс  $0,1 \text{ эВ} < m_\chi < 10 \text{ КэВ}$ . Следует, однако, учесть, что использованное в работе<sup>54</sup> выражение для времени жизни  $\chi$  примерно на два порядка завышено (см. ниже). Поэтому верхняя граница запрещенной области сдвигается до 1 кэВ. Основываясь на анализе эволюции звезд, ниже мы получим более сильные ограничения на массы легких скалярных и псевдоскалярных мезонов, полуслабо взаимодействующих с фермионами<sup>31, 55-57</sup>.

Существование легкой псевдоскалярной частицы — аксиона<sup>58, 59</sup> — требуется при попытках естественного объяснения  $P$ -инвариантности сильных взаимодействий в рамках квантовой хромодинамики<sup>60</sup>. Аксион возникает в результате спонтанного нарушения  $U(1)$ -симметрии лагранжиана как голдстоуновский бозон и приобретает небольшую массу в результате взаимодействия с инстантонами. По оценкам работ<sup>58, 59</sup> масса аксиона заключена в пределах  $10 \text{ кэВ} < m_a < 1 \text{ МэВ}$ .

Взаимодействие аксионов, а также хиггсовских скалярных бозонов с фундаментальными фермионами (лептонами и кварками) в стандартной модели имеет вид

$$\sqrt{G} m_f [\bar{\psi} \gamma_5 \psi_a + \bar{\psi} i \psi], \quad (10.3)$$

\*) В недавней работе Димопулоса и Сасскинда<sup>58</sup> была сделана попытка обойтись без хиггсовских частиц.



где  $m_f$  — масса фермиона,  $G = 10^{-5} m_p^{-2}$ ,  $a$  — оператор поля аксионов,  $\chi$  — оператор поля скалярных бозонов. Если  $m_{a,\gamma} < 2m_e$ , то основной модой распада для  $a$  ( $\chi$ ) будет распад в  $2\gamma$ . Время жизни для этого распада определяется известной треугольной диаграммой и легко вычисляется:

$$\tau \approx 10^{-3} N^{-2} \left( \frac{1 \text{ МэВ}}{m} \right)^3 \text{ с}; \quad (10.4)$$

здесь  $N = \sum Q_i^2$ , суммирование по зарядам всех кварков и лептонов (для принятой сейчас схемы для трех лептонов и шести кварков  $N = 8$ ),  $m$  — масса  $\chi$  или  $a$ . Наличие фактора  $N^{-2}$  связано с тем обстоятельством, что все фермионы (если  $m \ll m_f$ ) вносят одинаковый вклад в вероятность распада, так как константа взаимодействия  $a$  ( $\chi$ ) с фермионами пропорциональна массе последних. Поиски распада  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm a$ , а также рождения аксионов в пучке реакторных нейтрино указывают, что такой частицы нет, однако, окончательный приговор выносить, по-видимому, пока рано.

Если легкие частицы, имеющие взаимодействие (10.3), существуют, то они должны рождаться в недрах звезд за счет реакций  $\gamma e \rightarrow e a$  ( $e\chi$ ),  $\gamma\gamma \rightarrow \chi$  ( $a$ ). Сечения фотообразования  $\chi$  и  $a$  на электроне вблизи порога равны

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma e \rightarrow \chi e) &= \frac{\alpha G}{4} \sqrt{1 - \frac{m_\chi^2}{\omega^2}} \left[ \left( \frac{m_\chi}{m_e} \right)^2 + 2 \left( 1 - \frac{m_\chi^2}{\omega^2} \right) \right], \\ \sigma(\gamma e \rightarrow a e) &= \frac{\alpha G}{4} \left( \frac{m_a}{m_e} \right)^2 \sqrt{1 - \frac{m_a^2}{\omega^2}}; \end{aligned} \quad (10.5)$$

здесь  $\alpha = 1/137$ , а  $\omega$  — энергия фотона. При усреднении по энергии фотонов каждый фактор  $(1 - m_{\chi(a)}^2/\omega^2)$  переходит в  $2T/m_{\chi(a)}$ , где  $T$  — температура внутри звезды (если  $T \ll m_{\chi(a)}$ ).

Для солнечного ядра плотность  $\rho_c \approx 10^2 \text{ г/см}^3$  и температура  $T \approx 1 \text{ кэВ}$ , средняя же плотность Солнца  $\rho \approx 1 \text{ г/см}^3$ . Поэтому длина свободного пробега, связанная с реакцией фоторождения и (обратной реакцией) радиационного захвата, составляет

$$\begin{aligned} \lambda(a) &\approx \frac{1}{\sigma n_e} \approx 10^{11} \left( \frac{m_e}{m_a} \right)^2 \sqrt{\frac{m_a}{T}} \text{ см}, \\ \lambda(\chi) &\approx 10^{11} \sqrt{\frac{m_\chi}{T}} \left( 4 \frac{T}{m_\chi} + \frac{m_\chi^2}{m_e^2} \right)^{-1} \text{ см}. \end{aligned} \quad (10.6)$$

Это много больше радиуса Солнца  $R_\odot = 7 \cdot 10^{10} \text{ см}$ . Распадная длина аксионов (или  $\chi$ -частица) согласно формуле (11.4) составляет

$$\lambda_{\text{расп}} = 10^{14} N^{-2} \left( \frac{10 \text{ кэВ}}{m} \right)^3 \sqrt{\frac{T}{m}} \text{ (см)}. \quad (10.7)$$

Таким образом, при  $m < 100 \text{ кэВ}$  аксионы свободно выходят из центра Солнца и могут весьма эффективно переносить энергию от ядра к периферии. Удельные потери энергии за счет реакций  $\gamma e \rightarrow a e$  и  $\gamma\gamma \rightarrow a$  были вычислены в работе <sup>56</sup>; они в основном определяются последней реакцией и равны

$$q = 4 \cdot 10^8 m^{1/2} e^{-m/T} T^{3/2} \frac{N^2}{64} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \text{с}^{-1}; \quad (10.8)$$

здесь  $m \equiv m_{a,\chi}$  и  $T$  выражены в кэВ. Полная потеря энергии за счет легких  $a$  (или  $\chi$ )-частиц определяется выражением  $L = qM_c/\rho_c$ , где  $M_c = 10^{-2} M_\odot$  — масса ядра Солнца, а  $\rho_c = 10^2 \text{ г/см}^3$  — его плотность. Требуя, чтобы потери энергии за счет излучения аксионов (или  $\chi$ -частиц

не превышали фотонной светимости Солнца, получим

$$m_{a,\chi} > 25 \text{ кэВ.} \quad (10.9)$$

Так как при этом энергия аксионов в основном излучается в виде рентгеновского излучения с энергией больше 10 кэВ, то, используя данные <sup>61</sup> о потоке солнечного рентгеновского излучения на Земле, можно получить  $m > 50$  кэВ. В работе <sup>62</sup> таким образом было получено ограничение  $m > 100$  кэВ. Однако уже при  $m_a \approx 50$  кэВ распадная длина аксиона согласно (10.4) равна  $\lambda_{\text{расп}} \approx 4 \cdot 10^9$  см, и рентгеновские кванты от распада  $a \rightarrow 2\gamma$  в основном «застрянут» в Солнце, а при  $m = 100$  кэВ их количество на земной орбите окажется много ниже экспериментального предела. Мы не будем останавливаться на этом подробнее, так как более сильные, хотя и более зависящие от модели, ограничения на  $m$  можно получить из анализа красных сверхгигантов <sup>56</sup>, <sup>62</sup>. Температура ядра красного сверхгиганта  $T \approx 15$  кэВ <sup>63</sup>, что значительно выше температуры Солнца, а радиус ядра  $R_c \approx 10^{10}$  см  $\gg \lambda_{\text{расп}}$  при  $m_{a,\chi} > 100$  кэВ. Поэтому аксионная светимость ядра определяется излучением аксионов из внешнего слоя толщиной порядка  $\lambda_{\text{расп}}$ . Передача энергии аксионами из центральной области к периферии за гидродинамическое время не должна превышать энергии связи оболочки. Для характерных значений масс ядра  $M_c \approx 4M_\odot$ , оболочки  $M_{\text{об}} \approx 12M_\odot$  и радиуса оболочки  $R_{\text{об}} \approx 10^{12}$  см энергия связи составляет  $E_{\text{св}} \approx 10^{40}$  эрг. Поэтому из условия

$$\Delta E = L_a t_H = 2\pi R_c l_a q t_H < E_{\text{св}}, \quad (10.10)$$

где  $t_H \approx 10^4$  с — гидродинамическое время, а  $q$  определяется формулой (10.8), получим <sup>56</sup>

$$m_{a,\chi} > 200 \text{ кэВ.}$$

Близкое ограничение получается также из данных о времени жизни красных сверхгигантов <sup>56</sup>, <sup>62</sup>.

в) **Магнитный монополю.** Требование симметрии между электричеством и магнетизмом привело Дирака <sup>64</sup> к гипотезе о существовании элементарного магнитного заряда — магнитного монополя. Величина магнитного заряда связана с зарядом электрона условием квантования  $g/e = \alpha^{-1}k/2$ , где  $\alpha = 1/137$ , а  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . В модели Швингера <sup>65</sup> в условии квантования разрешены только четные  $k$ . Заряд монополя, таким образом, квантуется и определен. Масса его, однако, была неизвестна. В дальнейшем было показано, что в неабелевых калибровочных теориях со спонтанно нарушенной симметрией существуют устойчивые классические решения <sup>66</sup>, <sup>67</sup>, обладающие конечными размером и энергией и ненулевым магнитным зарядом. Масса монополя в этих моделях выражается через массу промежуточного бозона:

$$m(M) \approx \frac{m(W)}{\alpha} \approx 5 - 10 \text{ ТэВ.}$$

Несмотря на интенсивные поиски как на ускорителях, так и в космических лучах, монополи до сих пор не обнаружены. Единственный описанный в литературе кандидат на роль монополя <sup>68</sup> кажется сомнительным. Наблюдательные ограничения на плотность монополей во Вселенной собраны в работе <sup>69</sup>. Наилучшее ограничение следует из факта существования галактических магнитных полей <sup>69-71</sup>. Если бы плотность монополей была достаточно высока, то, ускоряясь в галактических магнитных полях, они привели бы к уничтожению поля. Из этих соображений следует, что

$$n(M) < 10^{-26} \text{ см}^{-3}. \quad (10.11)$$

Отметим сразу же, что из-за большой величины константы связи с электромагнитным полем, монополи очень сильно ускоряются в галактических магнитных полях, так что их средняя энергия составляет около  $10^{11}$  ГэВ. Рассеяние энергичных монополей реликтовым электромагнитным фоном рассматривалось в работе <sup>72</sup>, где на основе данных по потоку космических  $\gamma$ -квантов было показано, что плотность монополей меньше  $10^{-24}$  см<sup>-3</sup> для  $m(M) = 10$  ТэВ и меньше  $10^{-26}$  см<sup>-3</sup> для  $m(M) = 2,5$  ТэВ.

Ниже мы оценим плотность реликтовых монополей <sup>70, 73, 74</sup> аналогично тому, как в гл. 3 вычислили плотность реликтовых лептонов и нуклонов. Плотность монополей в момент их выхода из термодинамического равновесия,  $t = t_1$ , определяется выражением (2.11). Сечение аннигиляции монополей грубо оценим в предположении, что аннигиляция должна произойти, если расстояние между монополем и антимонополем таково, что их кинетическая энергия равна потенциальной. Поэтому радиус аннигиляции определяется условием

$$T = \frac{g^2}{4\pi r_0}, \quad (10.12)$$

где  $g = e/2\alpha$  — константа связи монополя с электромагнитным полем,  $e^2 = 4\pi\alpha$ . Отсюда для сечения аннигиляции получим оценку  $\sigma = \pi r_0^2 = \pi/16\alpha^2 T^2$ . Эта оценка в дальнейшем будет уточнена. Реальное сечение не растет столь быстро при падении температуры. Температура в момент нарушения термодинамического равновесия определяется формулой (2.10) и равна  $T_1 = 0,02m(M)$ . При такой температуре количество возбужденных степеней свободы в современных моделях элементарных частиц  $N_{DF} \approx 100$ . Учитывая сказанное, получим для концентрации монополей в момент нарушения термодинамического равновесия ( $t = t_1$ )

$$r(M) \approx 10^{-19}. \quad (10.13)$$

Если бы после нарушения термодинамического равновесия выгорание монополей прекратилось, то их современная концентрация достигала бы величины  $\sim 10^{-16}$  см<sup>-3</sup>. Однако и при  $t > t_1$  продолжает происходить заметная аннигиляция. Для оценки остаточной концентрации воспользуемся уравнением (2.8), в котором пренебрежем членом  $r_{eq}^2$ , так как при  $t > t_1$  равновесная концентрация монополей становится малой по сравнению с их реальной концентрацией. В качестве начального условия для  $r(M)$  примем выражение (10.13). Заметим сразу же, что этот результат является заниженным, так как при его выводе была использована слишком большая величина сечения аннигиляции  $\sigma_0$ . Впрочем, как будет видно, окончательный результат не зависит от начального условия. Уравнение (2.8) легко решается и дает для современной концентрации монополей

$$r_0(M) = r_1/(r_1 I + 1), \text{ где } I = \int_{t_1}^{t_0} \sigma v T^3 dt. \text{ Мы увидим, что } r_1 I \gg 1, \text{ поэтому}$$

$r_0(M) \approx I^{-1}$  независимо от величины  $r_1$ . Если подставить для сечения нашу первоначальную грубую оценку  $\sigma_0$ , то интеграл расходится при  $t_0 \rightarrow \infty$  как  $t_0^{1/4}$ . В качестве верхнего предела надо брать, однако, не возраст Вселенной  $t_0$ , а момент рекомбинации водорода в первичной плазме,  $t = 10^{12} - 10^{13}$  с и  $T = 3000$  К. До этого момента монополи находятся в кинетическом равновесии с плазмой и их температура совпадает с температурой плазмы. После этого начинается образование протозвезд и ускорение монополей, по-видимому, в возникающих магнитных полях. Описанная оценка дает  $I \approx 2 \cdot 10^{24}$ , что приводит к современной концентрации монополей  $n_0(M) \approx 10^{-22}$  см<sup>-3</sup>. Даже если бы выгорание монополей происходило так до настоящего времени  $t = t_0$ , то и в этом случае

их концентрация на два порядка превосходила бы существующий предел (11.11). В действительности положение еще более серьезно. Дело в том, что использованное ниже сечение аннигиляции монополей является сильно завышенным. Величина  $r_0 = g^2/4\pi T$  настолько велика, что в объеме  $V = (4/3)\pi r_0^3$  находится очень большое число частиц  $VT^3 \approx (16\alpha^3)^{-1} \gg 1$ . Поэтому аннигиляцию монополей надо рассматривать, вообще говоря, в диффузионном приближении. Длина свободного пробега монополей  $\lambda = (\sigma_{90}n)^{-1}$  (здесь  $\sigma_{90}$  — сечение многократного рассеяния монополей на  $90^\circ$ ,  $\sigma_{90} = 2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2 m(M)/T$ ) становится больше  $r_0$  при достаточно поздних временах  $t_2 = 10^{-5} \text{ с}$ . До этого момента вместо величины  $\sigma_0 = \pi r_0^2$  в выражение для  $I$  надо подставлять  $4\pi D r_0 = 4\pi \lambda \nu r_0/3$ . Тогда для концентрации в момент  $t_2$  получим  $r_2(M) \approx 10^{-21}$ . При  $t > t_2$  на столкновения монополей — антимонполей — не влияют другие частицы, так как  $\lambda > r_0$ ; поэтому, следуя работе <sup>74</sup>, оценим сечение их аннигиляции, исходя из условия, что захват происходит, если потери энергии за счет тормозного излучения порядка кинетической энергии монополей. Вычисления в классическом приближении дают  $\sigma = (T/M)^{0,6} \sigma_0$ . В результате интеграл  $I$  становится сходящимся и концентрация монополей почти не меняется при  $t > t_2$ . Окончательно получим  $n(M) \approx 5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-3}$ .

Эта оценка была получена в предположении, что масса монополя фиксирована и не зависит от температуры. Однако, как утверждается в работе <sup>75</sup>, при температуре  $T > m_W$  в теории не происходит спонтанного нарушения симметрии и масса промежуточных бозонов остается равной нулю. Частицы становятся массивными только при  $T < m_W$ . Следуя работам <sup>74, 75</sup>, мы примем  $m(M) = \alpha^{-1} [m^2(W) - T^2]^{1/2}$ . Температура, при которой происходит выход монополей из термодинамического равновесия, будет теперь примерно в три раза ниже, чем в случае  $m(M) = \text{const}$ :  $T'_1 \approx 0,9m(W)$  и  $r'_1 \approx \frac{1}{3}r_1$  (см. (10.13)).

Таким образом, концентрация реликтовых монополей оказывается неприемлемо огромной. Следует помнить, однако, что температуры, которые существенны при расчетах, порядка 100 ГэВ, и, возможно, наша экстраполяция в область столь высоких температур неверна. Так было бы, если бы, например, оказалась справедливой гипотеза Хагедорна о существовании предельной температуры. В связи с этим отметим интересную возможность, обсуждавшуюся Поляковым. Можно привести аргументы в пользу того, что в рамках квантовой хромодинамики с ростом температуры возникает фазовый переход. Пленение кварков при малых  $T$  сменяется освобождением. Для монополей же положение прямо противоположно, и при больших температурах монополи не существуют в свободном состоянии. Возможность фазового перехода связана с конденсацией глюонных струн при высоких температурах. Температура фазового перехода оценивается примерно в 1 ГэВ. При этом количество реликтовых монополей, которые могут существовать в свободном виде, оказывается чудовищно малым:  $n(M) \approx \exp[-m(M)/1 \text{ ГэВ}] \approx 10^{-4000}$ . Таким образом, замеченное выше противоречие снимается. Можно обратить аргументацию и считать, что отсутствие реликтовых монополей указывает на фазовый переход. Заметим еще, что использованная нами оценка для массы монополя  $m(M) \sim m(W)/\alpha \sim 10 \text{ ГэВ}$  является довольно оптимистической. Дело в том, что буквально в модели Вайнберга — Салама, основанной на группе  $SU(2) \times U(1)$ , монополи не обязаны возникать. Монополи возникают в теориях калибровочных полей, опирающихся на полупростую группу с одной константой связи. Такие группы рассматриваются сейчас в качестве основы для единой теории сильных и электромагнитно-слабых взаимодействий. Массы промежуточных бозонов  $m(X)$ , возникаю-

щие при нарушении исходной группы симметрии, оказываются в большинстве известных моделей чрезвычайно большими  $m(X) \sim 10^{16}$  ГэВ, что приводит к массе монополя порядка планковской массы. При этом расчет, приведенный выше, дает еще более высокую концентрацию монополей (грубо говоря,  $r_M \approx (m(M)/1 \text{ ГэВ}) \cdot 10^{-22}$ ). Возможно, однако, что сингулярность в решении уравнений ОТО сглаживается при приближении температуры к планковской из-за квантовых поправок к гравитационному взаимодействию. В силу этого столь высокие температуры могут никогда не достигаться и концентрация монополей будет подавлена больцмановским фактором  $\exp[-m(M) T_{\max}]$ , который может спасти положение. Если же исходная группа симметрии  $G$  нарушается таким образом, что электромагнитные взаимодействия описываются некоторой неабелевой полупростой подгруппой  $G'$  группы  $G$ , причем массы калибровочных бозонов, возникающие при нарушении  $G'$ , такие, что  $m(V) \ll m(X)$ , то  $m(M) \approx \alpha^{-1} m(V) \ll T_P$  и изложенные выше аргументы неприемлемы. Если окажется, что пленения монополей при высоких энергиях не происходит, то сказанное можно рассматривать как указанное на характер нарушения симметрии.

#### 11. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ СПОНТАННОГО НАРУШЕНИЯ СИММЕТРИИ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Принцип спонтанного нарушения симметрии оказался чрезвычайно плодотворным для физики частиц. Недавние успехи спонтанно нарушенных калибровочных моделей, по-видимому, подтверждают его правильность. Исходным пунктом теории является предположение о лагранжиане, инвариантном относительно некоторой группы преобразований. Основное состояние, однако, не является единственным. Его выбор осуществляется случайным образом, приводя к нарушению симметрии для физических состояний. Подобная схема имеет важные следствия для космологии. Дело в том, что характер осуществляющегося состояния, соответствующего минимуму свободной энергии, зависит от температуры. При низких температурах симметрия нарушена, а при высоких — восстанавливается<sup>85</sup>. В случае, если исходная симметрия была дискретной, симметричное состояние вблизи космологической сингулярности при уменьшении температуры перейдет в одно из нескольких возможных вырожденных вакуумных состояний. В причинно несвязанных областях ранней Вселенной вакуумные состояния будут, вообще говоря, различны. В силу этого возникнет доменная структура Вселенной. Космологические следствия подобной картины рассматривались в работе<sup>86</sup>. Доменная структура оказывается энергетически невыгодной, и каждый домен стремится расшириться и поглотить другие. Это приводит к движению стенок домена почти со скоростью света, так что размеры доменов должны быть порядка горизонта. Однако поверхностная энергия, заключенная в стенках домена, оказывается чрезвычайно большой (при разумных значениях параметров), и наличие доменной структуры (даже для доменов с размерами порядка времени жизни Вселенной) нарушит наблюдаемую изотропию. Этот результат является сильным аргументом против спонтанного нарушения  $CP$ -симметрии, предложенного в работе<sup>87</sup>.

Космологические следствия моделей со спонтанным нарушением непрерывных групп симметрии подробно рассматриваются в обзоре<sup>88</sup>. Ниже мы лишь кратко опишем их. Прежде всего упомянем о возникновении вихревых нитей при спонтанном нарушении  $U(1)$ -симметрии и магнитных монополей при нарушении неабелевой группы симметрии. Как утверждается в работе<sup>88</sup>, нити не приводят к заметным космологическим

эффектам \*). Что касается монополей, то их космологическая концентрация обсуждалась выше в гл. 10, где было показано, что она неприемлемо велика. Нужно, однако, отметить, что факт восстановления симметрии зависит не только от температуры, но и от фермионного числа ( $F$ ), т. е. от разности между количеством фермионов и антифермионов. Для некоторых моделей при  $F \neq 0$  фазовый переход (переход от несимметричной к симметричной фазе) не происходит независимо от величины температуры<sup>88</sup>. Такие модели могут объяснить отсутствие монополей и доменов. Заметим, что единственным источником фермионного числа могут быть только нейтрино. Согласно оценкам Линде, относительного избытка  $(n_\nu - n_{\bar{\nu}}) \approx n_\nu$  может быть достаточно для уничтожения фазового перехода (см., впрочем, обсуждение в гл. 8).

В зависимости от величины  $F$  возможны два сценария развития Вселенной при малых  $t$ . Если  $F = 0$ , то при  $T > T_{\text{кр}}$  все массы, кроме массы хиггсовского скаляра, обращаются в нуль и Вселенная — горячая. Другая возможность состоит в том, что Вселенная имеет большой лептонный заряд и при  $t \rightarrow 0$ ,  $T \rightarrow \infty$  минимум эффективного потенциала хиггсовского поля стремится к  $-\infty$ . В этом случае все массы стремятся к бесконечности и частицы оказываются нерелятивистскими.

Интересная возможность возникает, когда слабые заряды лептонов и барионов взаимно компенсируются, так что можно не учитывать взаимодействие нейтральных токов. В этом случае на начальной стадии Вселенная может представлять собой плотную холодную среду из барионов и лептонов. Затем при расширении плотность фермионов убывает и возможен фазовый переход из симметричного в несимметричное состояние. При этом выделяется большое количество энергии, связанное с тем, что новое вакуумное состояние энергетически более выгодно, и Вселенная становится горячей. В такой модели<sup>88</sup> нетрудно получить наблюдаемое отношение  $n_B/n_\nu \approx 10^{-8} - 10^{-10}$ .

В рассмотренных в литературе моделях эффективный потенциал имел два минимума, относительное положение которых зависело от температуры и массы хиггсовской частицы. Оказывается возможной такая ситуация, когда Вселенная находилась в начальный момент в абсолютном минимуме, но с падением температуры этот минимум поднимался и переставал быть абсолютным. В этом случае возможно туннелирование на энергетически выгодный более низкий вакуум. Как раз такой пример нагревания холодной Вселенной был описан в предыдущем абзаце. Возможность туннелирования зависит от массы хиггсовской частицы. В принципе, возможно, хотя в это и трудно поверить, что мы живем в метастабильном мире. Обнаружение хиггсовского мезона и измерение его массы позволило бы в какой-то степени успокоиться относительно стабильности Вселенной.

Закljučая, мы хотели бы отметить, что выводы этой главы зависят от модели спонтанного нарушения симметрии. Рассмотренные здесь случаи опирались на хиггсовский механизм нарушения симметрии. Картина может сильно измениться, если, например, справедлива схема работы<sup>89</sup>, согласно которой нарушение симметрии электромагнитно-слабого взаимодействия связано с голдстоуновским бозоном в мире сверхтяжелых ( $m \approx 10^4$  ГэВ) частиц. Космологические следствия модели<sup>89</sup> пока не разобраны и представляют собой богатую область для исследований.

\*) Недавно Зельдович рассмотрел вихревые нити с параметрами, которые возникают в единых теориях сильного и электромагнитно-слабых взаимодействий ( $m \approx 0,01 \cdot m_{\text{Pl}}$ ). Возможно, с их помощью можно объяснить возмущения, возникающие в первоначально фридмановской Вселенной при охлаждении (направлено в «Monthly Notices of the Royal Astronomical Society»).

## 12. БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ

В предыдущих главах (кроме, впрочем, гл. 8) мы рассматривали красивую зарядово-симметричную Вселенную, содержащую равное количество частиц и античастиц. Это было оправдано, так как, когда вклад барионов в плотность энергии был существен, их относительный избыток был ничтожно мал,  $|n_B - n_{\bar{B}}|/n_B \approx 10^{-9 \pm 1}$ . В дальнейшем, однако, основная масса барионов сгорела за счет взаимной аннигиляции, и тот мир, который мы видим сейчас, построен из этого ничтожного избытка. Наблюдения показывают, что видимая Вселенная состоит из барионов, количество же антивещества ничтожно (см., например, книгу <sup>2</sup>). Простейшей гипотезой, объясняющей это, было бы предположение о небольшом барионном заряде Вселенной с «самого начала». Если  $B$  сохраняется, в чем до недавнего времени не было сомнений, то избыток барионов сохранился бы до настоящего времени и привел бы к наблюдаемой картине. Это предположение, естественное для холодной Вселенной, выглядит эстетически не слишком привлекательным в модели большого взрыва. В последнем случае гораздо более увлекательной кажется идея о симметричном в некоторый момент мире, в котором доминантность барионов над антибарионами возникла динамически.

В литературе обсуждались следующие возможности объяснения барионной асимметрии Вселенной:

1. Первоначально холодная зарядово-несимметричная Вселенная и последующее значительное производство энтропии <sup>88, 90, 91</sup> (см. также книги <sup>2, 3</sup>), приводящее к наблюдаемому отношению  $n_B/n_\gamma \approx 10^{-8} - 10^{-10}$ .

2. Пространственное разделение вещества и антивещества в большом масштабе <sup>92</sup>, так что, хотя барионный заряд мира в целом и равен нулю, в различных областях имеется избыток барионов над антибарионами или наоборот.

3. Генерация барионного заряда при возникновении и последующем испарении первичных черных дыр <sup>90, 93, 94</sup>.

4. Несохранение барионного заряда и нарушение  $C$ - и  $CP$ -инвариантности во взаимодействиях элементарных частиц <sup>94-104</sup>. При этом в статистически неравновесной ситуации <sup>105</sup>, которая возникает за счет расширения Вселенной, теория должна дать избыток барионов над антибарионами.

5. Несохранение барионного заряда и нарушение также  $CPT$ -инвариантности во взаимодействиях элементарных частиц, приводящие к различию масс и/или времен жизни протона и антипротона <sup>106-108</sup>.

Ниже мы с разной степенью подробности обсудим эти возможности, предположив последним трем некоторые общие теоремы о возникновении зарядовой асимметрии. Заранее заметим, что наши соображения расходятся с рядом опубликованных в литературе утверждений.

а) Холодная Вселенная и производство энтропии. Общей чертой работ на эту тему является предположение о начальной стадии как о холодной барионной жидкости с малой удельной энтропией на барион  $s_0 \approx 1$ . Впоследствии происходит выделение большого количества тепла, Вселенная становится горячей и энтропия возрастает. В качестве источника нагрева предлагались <sup>2</sup> возбуждение и диссипация звуковых колебаний, возникающих при неоднородностях плотности и метрики. Для предельно жесткого уравнения состояния <sup>109</sup> барионной жидкости,  $\epsilon = P$ , относительная величина неоднородности должна составлять около  $10^{-4}$ , чтобы получить наблюдаемое значение энтропии на барион  $s_0 \approx 10^8 - 10^{10}$ . Для однородных и изотропных космологических моделей рост энтропии за счет объемной вязкости <sup>3</sup> и про-

процесса конденсации кварков в адроны<sup>110</sup> оказывается ничтожным по сравнению с необходимым значением  $s_0$ . Достаточно мощным источником энтропии могло бы служить испарение первичных черных дыр<sup>90, 91</sup>. По оценкам работы<sup>91</sup> вся наблюдаемая сегодня энтропия  $s_0$  могла бы возникнуть за счет этого эффекта, если бы примерно половина вещества в первоначально холодной Вселенной коллапсировала в черные дыры с массой  $M \approx 10^{-4} \Omega^{-1}$  г. Интересная возможность генерации энтропии рассматривалась в работе<sup>88</sup>, согласно которой в начальный момент энергия в основном была сосредоточена в космологическом члене. Последний был связан с локальным (не абсолютным) минимумом потенциала хиггсовских полей вблизи  $\chi = 0$  (см. гл. 14). При расширении Вселенной происходит образование конденсата поля  $\chi$  (спонтанное нарушение симметрии). При этом вакуумное состояние становится иным, с более низкой энергией, чем исходный вакуум. Энергия первоначального вакуума (или космологического члена) переходит в энергию вещества. Таким образом в принципе можно получить наблюдаемое значение  $s_0$ , так как выделявшаяся энергия в конце концов перешла бы в фотоны, а количество барионов не изменилось бы.

б) Пространственное разделение вещества и антивещества. Гипотеза об отталкивании нуклонов от антинуклонов была подвергнута серьезной критике. За подробностями можно обратиться к книге<sup>2</sup> (гл. 6, § 23). Отметим только более позднюю работу<sup>111</sup>, где приводятся аргументы в пользу притяжения между нуклонами и антинуклонами. Отметим также, что согласно современным воззрениям при температуре выше 300 МэВ, где по Омнесу<sup>92</sup> происходит разделение  $N$  и  $\bar{N}$ , в первичную плазму входят не нуклоны, а свободные кварки, взаимодействие которых в рамках квантовой хромодинамики не приводит к разделению вещества и антивещества. Таким образом, эта возможность, по-видимому, не осуществляется в природе.

в) Некоторые общие теоремы, которые будут использованы в следующих пунктах. Часть этих утверждений является известной. Сначала рассмотрим условия возникновения зарядовой асимметрии на уровне элементарных частиц. Очевидно, необходимым условием является нарушение  $C$ -инвариантности. Однако, если при этом  $CP$  сохраняется, то избытка частиц над античастицами не возникает. Нарушение  $C$  при сохранении  $CP$  приводит к корреляции спинов или угловых моментов с импульсами частиц или к  $T$ -нечетным тройным векторным произведениям импульсов. Количество частиц и античастиц в разных областях фазового пространства того или иного процесса может быть различным, но при суммировании по спинам и интегрировании по фазовому объему это различие исчезает и полные вероятности процессов  $i \rightarrow f$  и  $\bar{i} \rightarrow \bar{f}$  с участием частиц и античастиц оказываются равными,  $\Gamma_{if} = \Gamma_{\bar{i}\bar{f}}$ . Поэтому для возникновения различия  $\Gamma_{if} \neq \Gamma_{\bar{i}\bar{f}}$  необходимо совместное нарушение  $C$  и  $CP$ . Факт нарушения  $C$  и  $CP$  установлен экспериментально. В распадах нейтральных  $K$ -мезонов наблюдается различие вероятностей зарядово-сопряженных каналов  $K^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$  и  $K^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ . Поэтому в принципе можно ожидать несимметричного результата при эволюции симметричного начального состояния.

Дальнейшие ограничения на динамику возникновения зарядовой асимметрии можно получить, если вспомнить о  $CPT$ -теореме, согласно которой амплитуда зарядово-сопряженного процесса (переход от частиц к античастицам) равна амплитуде обращенного по времени и рассматри-



ваемого в зеркало процесса с частицами. В силу этой теоремы полные ширины распадов частиц и античастиц и полные сечения взаимодействия частиц и античастиц равны,  $\sum_f \Gamma_{if} = \sum_{\bar{f}} \Gamma_{i\bar{f}}$ . Таким образом, для

возникновения различия между частицами и античастицами на уровне вероятностей элементарных процессов необходимо несколько (два или более) открытых неупругих канала реакции. Это утверждение легко доказывается с помощью условия унитарности:

$$i(T_{if} - T_{i\bar{f}}^+) = - \sum_n T_{in} T_{nf}^+ = - \sum_n T_{in}^+ T_{n\bar{f}}, \quad (12.1)$$

где  $T_{if}$  — амплитуда перехода из состояния  $i$  в состояние  $f$ , связанная с  $S$ -матрицей равенством

$$S = 1 + iT.$$

Условие (12.1) является следствием равенств  $SS^+ = S^+S = 1$ . Суммирование по реальным промежуточным состояниям  $n$  включает интегрирование по фазовому объему. В силу  $CPT$ -инвариантности  $T_{fi} = T_{i\bar{f}}$ , где тильда означает  $PT$ -преобразование над переменными, т. е. изменение знака спиновых переменных. Далее, учитывая тождество  $T_{if}^+ \equiv T_{i\bar{f}}^*$ , получим  $T_{if} = \tilde{T}_{i\bar{f}}$ , если можно пренебречь правой частью в (12.1). Отсюда следует, что в борновском приближении просуммированные по спинам вероятности взаимодействия частиц и античастиц равны друг другу, т. е.  $\Gamma = \bar{\Gamma}$ . Можно доказать и более сильное утверждение, что если открыты только два канала реакции  $i$  и  $f$ , то независимо от перерасеяния, по-прежнему,  $\Gamma = \bar{\Gamma}$ . Действительно, из (12.1) в этом случае следует

$$2\text{Im } T_{ii} \{\lambda\} = \int |T_{ii}(\lambda)|^2 d\tau_i + \int |T_{if}(\lambda)|^2 d\tau_f,$$

где  $\lambda$  — набор спиновых переменных (спиральностей), а  $d\tau$  — элемент фазового объема. В силу  $CPT$ -теоремы, как уже отмечалось,  $T_{ii}(\lambda) = T_{i\bar{i}}(-\lambda)$ . Поэтому если просуммировать по поляризациям,  $\Gamma_{if} = \Gamma_{i\bar{f}}$ . Таким образом, чтобы нарушить равенство  $\Gamma = \bar{\Gamma}$ , необходимо, чтобы были открыты по крайней мере три неупругих канала реакции:  $i \leftrightarrow f$ ,  $i \leftrightarrow k$ ,  $k \leftrightarrow f$ .

Рассмотрим далее распад нейтральной частицы  $\kappa$  по каналам  $\kappa \rightarrow f$  и  $\kappa \rightarrow \bar{f}$ , где  $\bar{f}$  — некоторый набор конечных состояний, а  $\bar{f}$  — аналогичный набор из античастиц. Тогда, если нет переходов  $f \leftrightarrow \bar{f}$ , то

$$\sum_i \Gamma(\kappa \rightarrow f) = \sum_{\bar{f}} \Gamma(\kappa \rightarrow \bar{f}). \quad (12.2)$$

Действительно, вероятность распада по каналу  $f$  определяется выражением

$$\Gamma(\kappa \rightarrow f) = \langle \kappa | H | f \rangle_{\text{out out}} \langle f | H | \kappa \rangle,$$

где  $|f\rangle_{\text{out}}$  — как обычно, состояние расходящихся волн при  $t \rightarrow +\infty$ . (Заметим, что для одночастичных состояний  $|\kappa\rangle_{\text{in}} = |\kappa\rangle_{\text{out}}$ .) В силу  $CPT$ -инвариантности

$$\Gamma(\kappa \rightarrow f) = \langle \kappa | H | \bar{f} \rangle_{\text{in in}} \langle \bar{f} | H | \kappa \rangle. \quad (12.3)$$

Вставляя в (12.3) полный набор промежуточных состояний и суммируя по  $f$ , получим

$$\sum_f \Gamma(\kappa \rightarrow f) = \sum_{k, l, f} \langle \kappa | H_I^\dagger | k \rangle_{\text{out out}} \langle k | \bar{f} \rangle_{\text{in in}} \langle \bar{f} | l \rangle_{\text{out out}} \langle l | H | \kappa \rangle,$$

где мы воспользовались тем, что  $\sum_k |k\rangle \langle k| = 1$ .

Если нет переходов из  $f$  в  $\bar{f}$ , то, во-первых, наборы  $k$  и  $l$  совпадают с  $\bar{f}$  и, во-вторых,  $S$ -матрица  ${}_{\text{out}} \langle k | \bar{f} \rangle_{\text{in}}$  унитарна отдельно в подпространствах  $f$  и  $\bar{f}$ . Отсюда  $\sum_f {}_{\text{out}} \langle k | \bar{f} \rangle_{\text{in in}} \langle \bar{f} | l \rangle_{\text{out}} = \delta_{kl}$  и, очевидно, справедливо равенство (12.2).

Приведенные аргументы непосредственно неприменимы, если имеются два вырожденных уровня, аналогичных системе  $(K^0 - \bar{K}^0)$ , между которыми возможны взаимные переходы. Диагонализация такой системы приводит к состояниям  $\kappa_L$  и  $\kappa_S$ , которые не являются собственными функциями  $CPT$ -оператора, если нарушается  $CP$ -инвариантность (см., например, <sup>112</sup>). Это является причиной возникновения зарядовой асимметрии при отсутствии явного неупругого перераспределения. Известным примером является зарядовая асимметрия в распадах  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$  и  $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ .

Таким образом, на уровне взаимодействий элементарных частиц возникает асимметрия, приводящая к различию числа частиц и античастиц. Подобный механизм поэтому мог бы быть ответственным и за избыток барионов во Вселенной. Разумеется, для этого нужно, чтобы барионный заряд не был строго сохраняющимся квантовым числом, хотя наблюдаемая стабильность потона убеждает нас в обратном. Совместить несохранение  $B$  с большим временем жизни протона,  $\tau_p > 10^{30}$  лет, можно, если несохраняющее  $B$  взаимодействие включается при очень высоких энергиях. Однако при высокой температуре в игру вступает важный фактор, приводящий к выравниванию зарядовой асимметрии. Дело в том, что при высоких плотностях (и температурах) первичная плазма находится в состоянии статистического равновесия. Это означает, что существенной оказывается вся совокупность процессов, происходящих с какой-либо частицей. Пусть, например, барионный заряд генерируется в распадах нейтрального бозона  $\kappa$ , распадающегося по каналам  $\kappa \rightarrow \bar{B}L$  и  $\kappa \rightarrow \bar{B}L$ , где  $B$  — барион, а  $L$  — лептон, причем  $\Gamma(\bar{B}L) > \Gamma(BL)$ . В статистическом равновесии, кроме распадов  $\kappa$ , необходимо учитывать также обратные процессы  $\bar{B}L \rightarrow \kappa$ ,  $\bar{B}L \rightarrow \kappa$  и непосредственное рассеяние  $B\bar{L} \rightleftharpoons \bar{B}L$ . Учет всех возможных процессов приведет к выравниванию количества частиц и античастиц. Отсутствие зарядовой асимметрии в состоянии статистического равновесия отмечалось в работах <sup>105</sup>, <sup>113</sup> и позднее в ряде работ, посвященных обсуждаемому здесь механизму возникновения барионной асимметрии Вселенной. Ниже мы проследим, как классические зарядово-симметричные равновесные распределения удовлетворяют кинетическим уравнениям и при отсутствии  $T$ -инвариантности, т. е. при нарушении детального баланса, а пока отметим, что вследствие расширения Вселенной равновесие нарушается и нарушается баланс реакций, поддерживающих условие  $B = 0$ . Для упомянутого выше примера распадов  $\kappa$ -мезона процессы столкновений  $B\bar{L} \rightarrow \kappa$ ,  $\bar{B}L \rightarrow \kappa$  и  $B\bar{L} \rightarrow \bar{B}L$  могут стать редкими, а распад остаться существенным. В итоге равенство количества барионов и антибарионов нарушится. Таким образом, на неравновесной стадии, возникающей за счет расширения Вселенной, может возникнуть отличный от нуля средний барионный заряд.

Красота подобной модели состоит в том, что результат не зависит от начальных условий. Вначале может быть  $B = 0$  или  $B \neq 0$ , но на равновесной стадии происходит выравнивание и избыток (или недостаток) барионов исчезает. Последующее возникновение избытка барионов происходит на неравновесной стадии и полностью определяется динамикой.

Заметим, что встречающееся в литературе утверждение, что в равновесии избыток барионов, который возникает при распадах  $\kappa \rightarrow B\bar{L}$ ,  $\kappa \rightarrow \bar{B}L$ , компенсируется обратными процессами  $B\bar{L} \rightarrow \kappa$  и  $\bar{B}L \rightarrow \kappa$ , является ошибочным. Действительно, вследствие *CPT*-теоремы

$$T(\kappa \rightarrow B\bar{L}) = \tilde{T}(\bar{B}L \rightarrow \kappa), \quad T(\kappa \rightarrow \bar{B}L) = \tilde{T}(B\bar{L} \rightarrow \kappa),$$

поэтому учет процессов рождения  $\kappa$  только увеличивает избыток протонов. Компенсация, однако, происходит за счет непосредственных процессов  $BX \leftrightarrow \bar{B}\bar{X}$ , которые согласно отмеченному выше должны существовать. Аналогичный парадокс возникает и при рассмотрении распадов вырожденных состояний  $\kappa_L$  и  $\kappa_S$ . Можно показать, что зарядовая асимметрия в распадах  $\kappa_L$  и  $\kappa_S$  должна иметь одинаковый знак, причем рассеяние в конечном состоянии здесь может отсутствовать. Поэтому, казалось бы, даже на равновесной стадии распады  $\kappa_L$  и  $\kappa_S$  привели бы к избытку барионов. Обратные процессы здесь, как и в предыдущем случае, только усугубляют дело. Противоречие разрешится, если учесть, что рождается когерентная смесь  $\kappa_L$ ,  $\kappa_S$  и интерференционные эффекты приводят к компенсации избытка барионов. В том, что это действительно так, легко убедиться, если рассмотреть ограничения, налагаемые *CPT*-инвариантностью на реакцию  $BX \rightarrow \kappa_{L,S} \rightarrow \bar{B}Y$  в случае, когда непосредственные переходы  $BX \rightarrow \bar{B}Y$  отсутствуют.

Теперь мы покажем, что и при нарушении детального баланса унитарность *S*-матрицы (в действительности несколько более слабое условие) гарантирует справедливость обычных равновесных статистических распределений<sup>94, 101, 102</sup>. Пусть имеются процессы взаимного превращения

$$a_i + b_i + c_i + \dots \rightarrow a_k + b_k + c_k + \dots$$

Рассмотрим изменение со временем полного числа частиц  $a_i$ :

$$\dot{N}(a_i) = \text{const} \sum_k \int d^4\mathcal{P} d\tau_i d\tau_k \left( \prod n_k |A_{ki}|^2 - \prod n_i |A_{ik}|^2 \right). \quad (12.4)$$

В этом разделе и ниже мы изменили обозначения:  $n$  — плотность частиц в фазовом пространстве,  $N$  — плотность частиц в единице объема.  $\prod n_k = n(a_k) n(b_k) n(c_k) \dots$ ,  $\mathcal{P} = p_a + p_b + \dots$  — суммарный импульс;  $d\tau_i = \delta^4(\mathcal{P} - \sum p_i) \prod d^3p_i / ((2\pi)^3 2E)$  — элемент фазового объема и  $A_{ik}$  — амплитуда перехода из состояния  $i$  в состояние  $k$ ;  $A_{ik}$  связана с определенной выше *T*-матрицей соотношением  $T_{ik} = (2\pi)^4 \delta^4(\mathcal{P} - \sum p_i) A_{ik}$ . В выражении (12.4) предполагалось, что числа заполнения малы и квантовые поправки несут незначительный технический усложнения и будет сделан ниже. Легко видеть, что бальцмановское распределение  $n(a_i) = n_0 \exp[(\mu_{a_i} - E_{a_i})/T]$  действительно является равновесным, т. е. обеспечивает условие  $\dot{N} = 0$ . Действительно, в силу сохранения энергии и химического потенциала (в равновесии)

$$\prod_i n_i = \prod_k n_k. \quad (12.5)$$

С учетом этого, равенство (15.4) можно переписать в виде

$$\dot{N}(a_i) = \text{const} \cdot \int d^4 \mathcal{P} d\tau_i \prod n_i \sum_k \int d\tau_k (|A_{ki}|^2 - |A_{ik}|^2). \quad (12.6)$$

В  $T$ -инвариантной теории  $|A_{ik}| = |A_{ki}|$  (детальное равновесие) и  $\dot{N}(a_i) = 0$ . Если же  $T$ -инвариантность нарушается, то равенство  $\dot{N}(a_i) = 0$ , по-прежнему, выполняется, но за счет более общего условия:

$$\sum_k \int d\tau_k (|A_{ki}|^2 - |A_{ik}|^2) = 0, \quad (12.7)$$

которое можно назвать условием циклического равновесия\*). Отметим сходство с циклическим равновесием электронного газа в магнитном поле.

Равенство (12.7) следует из условия унитарности  $S$ -матрицы  $SS^+ = S^+S = 1$ . В действительности необходима не полная унитарность, включающая в себя «зачуление» недиагональных элементов, а лишь условие того, что сумма вероятностей всех процессов равна единице:  $\sum_f W_{if} = 1$ , а также обратное условие  $\sum_i W_{if} = 1$ . Для вывода (12.7) можно отказаться от последнего равенства и потребовать выполнения лишь физически тривиального условия  $\sum_f W_{if} = 1$  и  $CPT$ -инвариантности.

Вывод о независимости вида равновесного распределения от  $T$ -инвариантности остается справедливым, когда числа заполнения не малы и равновесное распределение имеет вид

$$n_i = n_0 \frac{\exp[(E_i - \mu_i)/T]}{1 \pm \exp[(E_i - \mu_i)/T]}. \quad (12.8)$$

Теперь необходимо учитывать влияние плотности конечных частиц, что сводится к замене  $\prod_i n_i |A_{ik}|^2 \rightarrow \prod_i n_i \prod_k (1 \pm n_k) |A_{ik}|^2$  в равенстве (12.3) и  $d\tau_k \rightarrow d\tau_k \prod_k (1 \pm n_k)$  в равенстве (12.7). Учитывая, что для функций (12.8) справедливо соотношение

$$\prod_i n_i \prod_k (1 \pm n_k) = \prod_k n_k \prod_i (1 \pm n_i), \quad (12.9)$$

получим, что равенство  $\dot{N} = 0$  по-прежнему выполняется. Появление множителя  $(1 \pm n_k)$  связано с известным фактором  $\langle 1 + n | a^+ | n \rangle \sim \sqrt{n+1}$  для бозе-полей или принципом запрета для ферми-полей (здесь  $a^+$ , как обычно, оператор рождения частицы). Заметим, что зависимость от плотности начальных частиц,  $\prod_i n_i$ , имеет прежний вид независимо от чисел заполнения и того факта, что  $\langle n-1 | a | n \rangle \sim \sqrt{n}$ .

Обсудим теперь неравновесную ситуацию. Отклонения от равновесия возникают за счет расширения Вселенной. Это учитывается добавлением члена  $-3HN(a_i)$  в правую часть уравнения (12.6). Если  $H$  много меньше характерных скоростей реакций, то этим членом можно пренебречь и равновесие успевает следить за ходом расширения. Следуя работе<sup>101</sup>, рассмотрим пример, когда несохранение барионного заряда происходит в реакции типа (отметим сохранение цвета в отличие от<sup>95, 96</sup>)

$$qq \rightarrow \bar{q}l; \quad (12.10)$$

\*) Это равенство является лишь необходимым условием независимости вида равновесного распределения от  $T$ -инвариантности. Впрочем, естественно ожидать, что энтропия остается максимальной для бальмановского распределения.

здесь  $q$  — кварки, а  $l$  — лептон. Разумеется, для нарушения зарядовой симметрии должны, как отмечалось выше, быть открыты и другие неупругие каналы. Конкретный вид реакций, однако, для дальнейшего несуществен. Рассуждения носят общий характер и не зависят от типа реакций, в которых нарушается барионный заряд.

По мере расширения Вселенной первыми выходят из равновесия более медленные процессы. Поэтому, когда реакция (12.10) станет уже неравновесной, другие реакции, в которых участвуют  $q$  и  $l$ , идущие за счет обычных сильного и слабого взаимодействий, будут еще в равновесии. В силу последнего обстоятельства функция распределения, например, кварков, должна иметь вид

$$n(q) \sim \exp\left(\frac{\mu_q(t) - E}{T}\right), \quad (12.11)$$

и аналогично для  $\bar{q}$ ,  $l$  и  $\bar{l}$ . Квантовые поправки (см. (12.8)) не изменят результата, но удлинит формулы. В формуле (12.11) мы пренебрегли членами порядка  $H\tau_{\text{tot}}$ , где  $\tau_{\text{tot}}$  — характерное время реакций, в которых участвуют  $q$  и  $l$ ;  $\tau_{\text{tot}} \approx (\sigma_{\text{tot}} v n)^{-1}$ ,  $\sigma_{\text{tot}}$  — полное сечение взаимодействия. Эти члены мы учтем позднее. Наше замечание состоит в том, что даже после выхода из равновесия реакций с несохранением  $B$ , т. е. при  $H\tau_{\Delta B} \gg 1$  генерации барионного заряда не происходит, если частицы участвуют в других процессах, которые все еще равновесны, т. е.  $H\tau_{\text{tot}} \gg 1$ .

Неравновесность реакции (12.10) отражается тем обстоятельством, что равенство  $2\mu_q = \mu_{\bar{q}} + \mu_l$  не обязано быть справедливым. Однако, если в начальный момент  $t = t_0$  имело место условие  $\mu_q(t_0) = \mu_{\bar{q}}(t_0) = 0$ , обеспечивающее равное количество кварков и антикварков, то оно останется справедливым и после того, как процесс (12.10) станет неравновесным. Равенство  $\mu_q = \mu_{\bar{q}} = 0$  сохраняется до тех пор, пока в равновесии будут более быстрые, чем (12.10), процессы, обеспечивающие канонический вид распределения (12.11) и, в частности, равенство температур различных частиц. Действительно, пусть  $\mu_q(0) = \mu_{\bar{q}}(0) = 0$ . Очевидно, что при малых  $t - t_0$  (и соответственно малых  $\mu(t)$ ) имеет место пропорциональность  $\Delta N = N(q) - N(\bar{q}) \sim \mu(t)$ . Мы использовали здесь то обстоятельство, что  $\mu_q(t) = -\mu_{\bar{q}}(t) \equiv \mu(t)$ , пока быстрые процессы  $q\bar{q}$ -аннигиляции остаются равновесными. Из уравнения (12.6) следует при малых  $t - t_0$

$$\begin{aligned} \dot{N}(q) &= F(t) \mu(t), \\ \dot{N}(\bar{q}) &= \bar{F}(t) \mu(t). \end{aligned} \quad (12.12)$$

Вычитая эти уравнения друг из друга, получим  $\dot{\mu} = -\mu \cdot \text{const}$ . Единственным решением этого уравнения, такого, что  $\mu(t = t_0) = 0$ , является  $\mu \equiv 0$ . Так как  $\text{const} > 0$ , то этот результат устойчив относительно возмущений. Для появления барионной асимметрии достаточно, чтобы равновесие нарушилось лишь для одного типа из участвующих в реакции частиц. Это произойдет при  $H/\Gamma_{\text{tot}}^{\min} > 1$ , где  $H$ , как обычно, постоянная Хаббла, а  $\Gamma_{\text{tot}}^{\min}$  — наименьшая из полных вероятностей взаимодействия частиц, участвующих в реакции с несохранением  $B$ . Так как зависимость от времени для всех существенных величин — степенная, то, опуская численные множители для барионной асимметрии, можно получить оценку<sup>101</sup>

$$\Delta r(B) \equiv \frac{\Delta n(B)}{n(\gamma)} = r_h(t_1) \frac{\Delta \Gamma(t_1) - \bar{\Delta} \Gamma(t_1)}{\Gamma_{\text{tot}}^{\min}(t_1)}, \quad (12.13)$$

где  $\Delta\Gamma$  — вероятность процесса с несохранением барионного заряда;  $\Delta\bar{\Gamma}$  — то же для зарядово-сопряженных процессов;  $r_h$  — концентрация тяжелых частиц (т. е. с  $m > T(t_1)$ ), если они участвуют в обсуждаемых процессах. Время  $t_1$  определяется условием нарушения кинетического равновесия между различными частицами  $\Gamma_{\text{tot}}^{\text{min}}(t_1) t_1 \approx 1$ , а не условием выключения взаимодействий с  $\Delta B \neq 0$ , т. е.  $\Delta\Gamma \cdot t = 1$ . Различие этих условий существенно для моделей, в которых  $\Delta\Gamma \ll \Gamma_{\text{tot}}$ .

Заметим, что для  $m_q = m_e = 0$  барионная асимметрия не возникнет, так как для безмассовых частиц и после выключения взаимодействия температуры остаются равными<sup>94, 101, 102, 104</sup>. Из изложенных здесь результатов работы<sup>101</sup> следует, впрочем, более сильное утверждение, что равенство (12.13) дает  $\Delta n(B) = 0$  и для случая равных масс частиц (см. также работу<sup>104</sup>). Нужно, однако, сделать оговорку, что оба эти утверждения окажутся неверными, если одновременно, например, с отклонением лептонов произойдет аннигиляция каких-то массивных частиц с  $m \approx T(t_1)$ , которая подогреет газ кварков. В итоге нарушится равенство  $T_q = T_e$  и барионная асимметрия возникнет даже при  $m_q = m_e = 0$ . Эффект, однако, в этом случае будет мал.

Оценка (12.13) получена для  $\Gamma_{\text{tot}} t \approx 1$ . Барионная асимметрия может возникнуть и в более раннее время, когда  $\Gamma_{\text{tot}} t > 1$ , за счет отклонений концентрации от равновесных. Последние должны быть невелики, порядка  $(\Gamma_{\text{tot}} t)^{-1}$ . Однако если  $\Delta\Gamma$  растет с ростом температуры, то может оказаться выгодным для получения большого  $\Delta n(B)$  рассмотреть генерацию барионного заряда за счет этих отклонений от равновесия. Граничная величина  $t$  со стороны малых значений определяется условием замораживания несохраняющих  $B$ -реакций, т. е.  $\Delta\Gamma t_{\text{min}} \approx 1$ .

Для оценки барионного избытка в этом режиме поступим следующим образом. Учтем в уравнении (12.4) член  $-3HN$ , связанный с расширением Вселенной, и подставим  $n = n_{\text{eq}} + n'$ , где  $n_{\text{eq}}$  — равновесное при данной температуре значение концентрации. В результате получим

$$\dot{N}' = -3HN' + S(n_{\text{eq}} + n') - (3HN_{\text{eq}} + \dot{N}_{\text{eq}}), \quad (12.14)$$

где  $S$  — интеграл столкновений,  $S(n_{\text{eq}}) = 0$ . Так как известно, что в стационарном случае (т. е. при  $H = 0$ ) релаксация к положению равновесия происходит экспоненциальным образом, то с целью оценки заменим  $S(n_{\text{eq}} + n') \rightarrow -N'\Gamma_{\text{tot}}$ . Входит именно полная скорость реакций  $\Gamma_{\text{tot}}$ , ибо, как мы видели, равновесные распределения (12.11) обеспечиваются наиболее сильными взаимодействиями. С этой модельной подстановкой уравнение (12.14) нетрудно решить:

$$N'(t) = -e^{-t\Gamma_{\text{tot}}} \int_0^t e^{t'\Gamma_{\text{tot}}} (3HN_{\text{eq}} + \dot{N}_{\text{eq}}) dt'; \quad (12.15)$$

здесь мы пренебрегли  $H$  по сравнению с  $\Gamma_{\text{tot}}$ . Так как  $N_{\text{eq}}$  дается выражением

$$N_{\text{eq}} = \frac{g_s T^3}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{\exp[\sqrt{x^2 + (m^2/T^2)}] \pm 1},$$

где  $T$  меняется со временем по закону  $\dot{T} = -HT$ , то

$$F(t) \equiv 3HN_{\text{eq}} + \dot{N}_{\text{eq}} = 2\left(\frac{m}{T}\right)^2 HT^3 \frac{\partial I}{\partial z}, \quad (12.16)$$

где

$$I(z) = \int_0^{\infty} \frac{x^2 dx}{\exp\{\sqrt{x^2 + z}\} \pm 1}, \quad z = \left(\frac{m}{T}\right)^2.$$

Отметим наличие множителя  $(m/T)^2$ , показывающего отсутствие отклонений от равновесного распределения при  $m = 0$ .

Нас интересует возникновение избытка барионов, т. е. разность числа частиц и античастиц  $\Delta = N' - \bar{N}'$ . Для этой разности имеет место уравнение

$$\dot{\Delta} = -3H\Delta - \Delta\Gamma_{\text{tot}} + N'(t)(\Delta\Gamma - \Delta\bar{\Gamma}). \quad (12.17)$$

Решение (12.17) имеет вид

$$\Delta = -e^{-\Gamma_{\text{tot}} t} \int_0^t e^{\Gamma_{\text{tot}} t'} [\Delta\Gamma(t') - \Delta\bar{\Gamma}(t')] N(t') dt', \quad (12.18)$$

где  $N'(t)$  определяется формулой (12.15).

Если  $\Delta\Gamma$  сильно растет с температурой, то для оценки величины  $\Delta$  надо в подынтегральном выражении брать минимально возможные  $t'$ , которые определяются условием  $\Delta\Gamma \cdot t_2 = 1$ . В этом случае легко получить оценку

$$\Delta r_B = \frac{\Delta\Gamma(t_2)}{\Gamma(t_2)} \frac{1}{\Gamma_{\text{tot}}(t_2) t_2} F\left(\frac{m}{T(t_2)}\right), \quad (12.19)$$

где  $F(m/T)$  определяется равенством (12.16);  $F(m/T) \sim \frac{m^2}{T^2}$  при  $m \ll T$ ,  $F(m/T) \approx 1$  при  $m \approx T$  и  $F(m/T) \sim \exp(-m/T)$  при  $m \gg T$ . Отметим исчезновение  $\Delta r$  при  $m = 0$ <sup>94, 102</sup>.

Для моделей, в которых  $\Delta\Gamma \approx \Gamma$ , выражения (12.13) и (12.19) дают одинаковый ответ. При  $\Delta\Gamma \ll \Gamma$  с помощью (12.19) можно получить оценку  $\Delta r(B) \approx (\Delta\Gamma - \Delta\bar{\Gamma}) \Delta\Gamma \cdot F(m/T) / \Gamma_{\text{tot}}^2$ . Этот результат второго порядка малости по  $\Delta\Gamma/\Gamma$ , но, в отличие от (12.13),  $\Delta\Gamma$  здесь берется при более ранних временах  $t_2$  и, следовательно, более высоких температурах, поэтому  $\Delta\Gamma(t_2) > \Delta\Gamma(t_1)$ . Результаты этого пункта используются ниже в п. 4 и 5 при обсуждении конкретных моделей.

г) Уход (анти)барионного заряда в черные дыры. Обнаруженное Хоукингом<sup>90</sup> явление квантового испарения черных дыр делает возможным возникновение барионной асимметрии мира при симметричном начальном состоянии и сохранении барионного заряда на уровне элементарных частиц. В работе<sup>94</sup>, однако, утверждается, что при микроскопическом сохранении барионного заряда полный поток барионов, испускаемых черной дырой, в среднем равен полному потоку антибарионов, так что за счет этого механизма барионная асимметрия не возникает. Мы не согласны с этим утверждением, и явный пример<sup>93</sup>, разбираемый ниже, показывает, как может возникнуть избыток барионов. Пусть существует тяжелый нейтральный мезон  $A$ , который может распадаться по каналам  $A \rightarrow q\bar{h}$  и  $A \rightarrow qh$ , причем в силу нарушения  $C$  и  $CP$

$$\Gamma(\bar{h}q) > \Gamma(h\bar{q}); \quad (12.20)$$

здесь  $q$  — легкий кварк (или барион), а  $h$  — тяжелый. Как отмечалось в п. в), наличие каналов распада  $A \rightarrow X_j$  и реакций рассеяния  $X_j \leftrightarrow X_i$  обеспечивает в равновесной ситуации равное количество частиц и античастиц. Однако испарение черной дыры в пустое пространство — процесс

существенно неравновесный. В частности, реакции взаимного превращения частиц реально не происходят, так как их плотности малы вне черной дыры. Поэтому возможен избыток  $q$  над  $\bar{q}$ .

Суммарное количество барионов, возникающих при распаде  $A$ , равно количеству антибарионов. Однако, если массы таковы, что легкие барионы  $q$  — ультрарелятивистские, а тяжелые  $h$  — медленные, то возникает асимметрия, поскольку тяжелых антибарионов в силу неравенства (12.20) больше, чем легких. Дело в том, что вероятность обратного захвата гравитационным полем черной дыры больше для медленной частицы, чем для ультрарелятивистской. Поэтому черная дыра преимущественно захватывает антибарионы, а во внешнем пространстве накапливается барионный заряд.

Для численных оценок предположим, что температура черной дыры  $T_{\text{BH}} \approx m_A$  (при  $T_{\text{BH}} < m_A$  испускание  $A$ -мезонов будет подавлено фактором  $\exp(-m_A/T_{\text{BH}})$  (см., впрочем, <sup>117</sup>). Отсюда масса черной дыры равна

$$m_{\text{BH}} = \frac{1}{8\pi} (GT)^{-1} \approx \frac{m_{\text{Pl}}^2}{25m_A}, \quad (12.21)$$

где  $m_{\text{Pl}} = G^{-1/2} \approx 10^{19} m_p$  — планковская масса. Время испарения такой черной дыры составляет по порядку величины

$$t_{\text{исп}} \approx \frac{1}{(G^2 m_{\text{BH}}) T^4} \frac{1}{8\pi N_{\text{DF}}} = \frac{1}{N_{\text{DF}}} \frac{m_{\text{Pl}}^2}{m_A^3}, \quad (12.22)$$

где  $N_{\text{DF}}$  —, грубо говоря, количество различных элементарных частиц с массой меньше  $m_A$ . В современных моделях  $N_{\text{DF}} \approx 100$ . Для того чтобы описанный выше механизм мог работать, необходимо  $t_{\text{исп}} > \tau_A$ , где  $\tau_A$  — время жизни  $A$ -мезона. В схемах всеобщего объединения, если  $m_A$  — достаточно велика, справедлива оценка  $\tau_A = (\alpha M_A N_{\text{DF}})^{-1}$ , где  $\alpha \approx 10^{-2}$  — единая константа связи. Таким образом, получим

$$m_A < \sqrt{\alpha} m_{\text{Pl}}. \quad (12.23)$$

Использованная здесь оценка времени жизни  $A$ -мезона справедлива, если последний совпадает со сверхтяжелым калибровочным бозоном, который необходим в некоторых схемах всеобщего объединения <sup>114</sup>. Если  $A$  — другой природы, то оценка времени жизни может измениться, однако необходимо, чтобы условие  $\tau_A < t_{\text{исп}}$  выполнялось. При  $t = t_{\text{исп}}$  плотность энергии во Вселенной равна

$$\rho = C (G t_{\text{исп}}^2)^{-1} = C N_{\text{DF}}^2 m_A^5 m_{\text{Pl}}^{-2}, \quad (12.24)$$

где постоянная  $C$  зависит от уравнения состояния вещества. Для релятивистского газа  $C = 3/32\pi$ , а для предельно жесткого уравнения состояния  $C = 1/24\pi$  (см.<sup>2</sup>). Таким образом,  $C$  меняется довольно слабо. Непосредственно при испарении образуются частицы с энергией порядка  $T \approx m_A$  и плотностью частиц определенного типа  $n_i \approx \rho/(N_{\text{DF}} T)$ . В частности, плотность барионного заряда равна

$$B = c\delta\eta \left( \frac{N_{\text{DF}}^B}{N_{\text{DF}}} \right) N_{\text{DF}}^2 m_A^5 m_{\text{Pl}}^{-2}, \quad (12.25)$$

где  $N_{\text{DF}}^B$  — количество возбужденных барионных степеней свободы, мы примем  $N_{\text{DF}}^B/N_{\text{DF}} = 0,5 - 0,25$ ;  $\eta$  определяется различием вероятностей обратного захвата тяжелых и легких барионов черной дырой;  $\delta$  — величина зарядовой асимметрии в элементарном акте  $\delta = [\Gamma(q\bar{h}) - \Gamma(\bar{q}h)] \Gamma_{\text{tot}}^{-1}$ . Так как нарушение  $CP$  в борновском приближении не чув-



ствуется, то  $\delta$  должна быть мала. Ее величина зависит от модели и, строго говоря, произвольна для тяжелых, как мы увидим,  $\Lambda$ -мезонов. В существующих моделях нарушения  $CP$  (см. обсуждение в этой главе в конце п. д)) величина  $\delta$ , возможно, составляет  $\sim 10^{-8}$ .

После выделения энергии за счет испарения черных дыр установится термодинамическое равновесие с температурой  $T_e$ , определяемой условием

$$\rho = \frac{\pi^2}{15} N_{DF} T_e^4, \quad (12.26)$$

где  $\rho$  задано равенством (12.18). Обратная удельная энтропия на нескомпенсированный барион равна

$$s^{-1} = \frac{BT_e}{\rho} = c^{1/4} N_{DF}^{1/4} \frac{N_{DF}^B}{N_{DF}} \left( \frac{5}{\pi^2} \right)^{1/4} \left( \frac{m_A}{m_{P1}} \right)^{1/2} \eta \delta \approx 0,5 \left( \frac{m_A}{m_{P1}} \right)^{1/2} \eta \delta. \quad (12.27)$$

Видно, что можно получить наблюдаемую величину барионной асимметрии, если  $\eta \approx 1$  и  $m_A \approx (10^{-4} - 10^{-2}) m_{P1} \approx (10^{15} - 10^{17})$  Гэв. Несколько лет назад подобные массы казались несерьезно громадными, но теперь отношение к ним изменилось благодаря появлению единых схем сильных и электромагнитно-слабых взаимодействий, где требуется существование мезонов с близкими массами. При выбранных параметрах масса черной дыры должна составлять около 0,1 г. Космологические данные не противоречат существованию подобных первичных черных дыр<sup>91</sup>, хотя надежные оценки их количества затруднительны.

Возвращаясь к работе<sup>94</sup>, заметим, что различие наших результатов, по-видимому, связано с тем, что в их модели распространение частиц в гравитационном поле описывается лагранжианом  $\phi_i V_{ij}(x) \phi_j$ , приводящим к линейному уравнению движения. Этот лагранжиан не учитывает процессов с изменением числа частиц (таких, как распад). Если учесть подобные процессы, то уравнение будет нелинейным и вывод работы<sup>94</sup> не будет справедлив.

д) Б а р и о н н а я а с и м м е т р и я в  $C$  ( $CP$ ) - нечетной, несохраняющей  $B$  теории элементарных частиц. Эта возможность, пророчески указанная в работе<sup>95</sup>, в последнее время получила сильную поддержку в связи с развитием идей всеобщего объединения\*) (т. е. объединения сильного и электромагнитно-слабого взаимодействий). В большинстве подобных схем лептоны и кварки помещаются в один мультиплет той или иной группы симметрии и естественно возникает несохранение барионного заряда. Размерная оценка времени жизни протона дает  $\tau_p \approx \alpha^{-2} m_X^4 / m_p^5$ . При принимаемом в некоторых схемах объединения значений массы  $m_X \approx 10^{14} - 10^{15}$  Гэв получим  $\tau_p \approx 10^{29} - 10^{33}$  лет ( $\alpha \approx 10^{-2}$  — единая константа всех, кроме гравитационного, взаимодействий). С ростом энергии это сверхслабое несохраняющее  $B$  взаимодействие растет, и при  $E \approx m_X$  оно становится того же порядка, что и все

\*) Ранее Вайнберг отмечал, что нет безмассового векторного поля, которое обеспечивало бы сохранение барионного заряда. Он отметил также, что барионная несимметрия Вселенной, возможно, следует из несохранения заряда. Однако он связывал это с теорией стационарной Вселенной со спонтанным рождением барионов в вакууме. Позже Вайнберг отказался от идеи несохранения барионов и вернулся к ней лишь в 1979 г. Важнейший момент в работе<sup>95</sup> заключался в применении идеи высокой температуры и нестационарности горячей Вселенной. В связи с идеей несохранения барионного заряда отметим также работы т'Хоофта о нарушении  $B$  за счет инстантонов и Зельдовича о распаде протона с образованием черной дыры.

остальные взаимодействия. В частности, для распадов  $X$ -мезона  $\Delta\Gamma/\Gamma \approx 1$  ( $\Delta\Gamma$  — ширина распадов с  $\Delta B \neq 0$ ). Распады  $X$ -мезона в качестве источника барионной асимметрии мира предложены в работах <sup>102, 104</sup>. Предполагается, что  $m_X < m_{p1}$  ( $m_{p1} \approx 10^{19}$  ГэВ — планковская масса) и что при  $t < t_{p1} = m_{p1}^{-1}$  гравитационные взаимодействия являются сильными и обеспечивают статистически равновесное начальное состояние и, следовательно, условие  $\Delta B(t = t_{p1}) = 0$ . Заметим, что если модель такова, что при  $t > t_{p1}$  процессы с  $\Delta B \neq 0$  будут равновесны, то нет надобности в гипотезе о зарядовой симметрии при  $t \approx t_{p1}$ , так как на равновесной стадии барионный заряд диссипирует, независимо от начальных условий. Дальнейшее возникновение барионного избытка в нашем лучшем из миров будет связано только с взаимодействиями элементарных частиц и должно определяться микроскопическими параметрами. Барионный заряд в низшем порядке по  $\alpha$  нарушается в распадах  $X$ -мезона, для вероятности которого примем оценку

$$\Gamma_X = \alpha m_X^2 N_{DF} (m_X^2 + T^2)^{-1/2} \quad (12.28)$$

далее, в процессах рассеяния, связанных с обменом виртуальным  $X$ -бозоном, идущих со скоростью

$$\Gamma_c = \alpha^2 T^5 N_{DF} (T^2 + m_X^2)^{-2}. \quad (12.29)$$

Наконец, имеет место аннигиляция  $X\bar{X}$  в пару фермионов, для которой

$$\Gamma_a = \alpha^2 T N_{DF} r_X, \quad (12.30)$$

где  $r_X = n_X/T^3$  — относительная концентрация  $X$ -бозонов. При  $T < m_X$   $r_X \sim \exp(-m_X/T)$  вероятность аннигиляции мала по сравнению с вероятностью рассеяния, а при  $T > m_X$   $\Gamma_a \approx \Gamma_c$ . Заметим, что при  $T > m_X$  все взаимодействия одного порядка, а при  $T < m_X$  взаимодействия, связанные с обменом легкими частицами, имеют скорость (12.30), с  $r_X = 1$ , т. е. в  $(m_X/T)^4$  раз больше, чем для процессов с обменом  $X$ -мезонами (12.29).

Рассмотрим сначала случай, когда время, за которое температура падает до  $m_X$ , меньше времени жизни  $X$ -мезона  $\tau_X = \Gamma_X^{-1}$ , т. е.

$$\Gamma_X t(m_X) < 1. \quad (12.31)$$

Согласно равенству (2.6),  $t(T) \approx 0,2 N_{DF}^{-1/2} T_{p1} T^{-2}$ , поэтому для выполнения (12.31) необходимо  $m_X \geq 0,2 \alpha N_{DF}^{1/2} T_{p1}$ . При такой  $m_X$  изменение барионного заряда за счет рассеяния фермионов (12.29) и аннигиляции  $X\bar{X}$  (12.30) оказывается малым при всех временах;  $X$ -бозоны сразу же после  $t > t_{p1}$  отключаются от плазмы, и их концентрация будет постоянной вплоть до  $t \approx \tau_X$ . Далее, при  $t > \tau_X$  станут существенными распады  $X$ -бозонов, но процесс обратного рождения  $X$ -бозонов не будет происходить из-за большого фактора  $\exp(-m_X/T)$  (напомним, что мы рассматриваем случай  $T(\tau) < m_X$ ). Из-за несохранения  $C$ - и  $CP$ -барионный заряд, освобождаемый в распаде  $X$ , не равен барионному заряду, образованному в распаде  $\bar{X}$ . Этот избыток барионов сохраняется при расширении Вселенной и доживает до наших дней, создавая наблюдаемый мир. Относительная концентрация барионов равна

$$\Delta r_B = \frac{\Delta N(B)}{N(\gamma)} \approx \frac{\Delta\Gamma_X - \Delta\bar{\Gamma}_X}{\Gamma_X} \frac{N_X}{N_{tot}}; \quad (12.32)$$

здесь  $N_{tot}$  — общее число типов частиц, а  $N_X$  — число различных  $X$ -бозонов;  $N_X/N_{tot} \approx 0,1$ ,  $\Delta\Gamma/\Gamma_X$  — относительная величина барионного заряда, возникающего при распаде  $X$ ;  $\Delta\bar{\Gamma}/\Gamma_X$  — то же для  $\bar{X}$ . Разность

$\Delta\Gamma - \Delta\bar{\Gamma}$  зависит от конкретной модели нарушения  $CP$ . Если  $CP$  нарушается спонтанно за счет относительной фазы вакуумных средних хиггсовских полей, то восстановление симметрии при высокой температуре, если последнее происходит при  $T < m_X$ , приведет к занулению эффекта. Непосредственно во взаимодействие фермионов с калибровочными бозонами не удастся ввести нарушение  $CP$ , так как  $CP$ -нечетные фазы могут быть в этом случае оттрансформированы за счет переопределения волновых функций. При этом  $CP$ -неинвариантность возникает в массовой матрице. Это приводит к малой величине  $(\Delta\Gamma - \Delta\bar{\Gamma})$ . В работе <sup>102</sup> утверждается, что при естественном выборе параметров можно получить  $(\Delta\Gamma - \Delta\bar{\Gamma})/\Gamma \approx \approx 10^{-9}$ , в соответствии с наблюдаемой величиной  $\Delta B$ .

Недостатком рассмотренного здесь механизма является слишком большая величина  $m_X \approx 10^{18}$  ГэВ. В существующих моделях унификации требуется заметно меньшее значение массы. Кроме того, необходима гипотеза о симметричном начальном состоянии, так как в этой модели Вселенная никогда (кроме, быть может, неизвестной стадии при  $t < t_{pl}$ ) не находится в состоянии равновесия по процессам, нарушающим сохранение  $B$ .

Пусть теперь условие (12.31) несправедливо, т. е.  $m_X < 0,2\alpha\sqrt{N}T_{pl}$ . В этом случае существует некоторый интервал времени, в течение которого распады  $X$  и обратные процессы будут более быстрыми, чем расширение мира, и распределение  $X$ -мезонов будет близким к равновесному. Условия равновесия определяются равенствами  $\Gamma_{Xr_X}t > 1$ , при  $m_X < T$  и  $\Gamma_{Xr_X} (T/m_X) t > 1$  при  $m_X > T$ , которые приводят к следующей равновесной области температур (если это условие разрешать последовательными приближениями):

$$\eta^{1/3} > \frac{T}{m_X} > [\ln(\eta^{\frac{1}{3}} \ln^{5/2} \eta)]^{-1}, \quad (12.33)$$

где  $\eta = 0,2\alpha N_{DF}^{1/2} T_{pl} m_X^{-1} > 1$ . Интервал температур, для которого реакции (12.29) будут быстрыми, т. е.  $\Gamma_c > H \sim t^{-1}$ , определяется неравенствами

$$\alpha\eta > \frac{T}{m_X} > (\alpha\eta)^{-1/3}. \quad (12.34)$$

Эти условия совместны, если  $\alpha\eta > 1$ . Из сравнения (12.33) и (12.34) следует, что при  $\eta < 10^6$  процессы прямого и обратного распада  $X$ -мезонов позже выходят из равновесия, чем реакции (при этой оценке мы положили  $\alpha = 10^{-2}$ ). Поэтому при  $m_X > 0,2 \cdot 10^{-6} \alpha \sqrt{N_{DF}} T_{pl} = 2 \cdot 10^{-8} T_{pl}$  реакциями можно пренебречь и концентрация барионов определяется формулой (12.32) с

$$\frac{N_X}{N_{tot}} \approx 0,1 \left( \frac{m_X}{T_f} \right)^{3/2} e^{-m_X/T_f} = 0,1 [\ln(\eta \ln^{5/2} \eta)]^{3/2} (\eta \ln^{5/2} \eta)^{-1}. \quad (12.35)$$

Для граничной величины  $\eta = 10^6$ ,  $T_f = (1/20) m_X$  и  $N_X/N_{tot} \approx 10^{-8}$  и необходимо слишком большое различие каналов с  $\Delta B \neq 0$ :  $(\Delta\Gamma - \Delta\bar{\Gamma})/\Gamma \approx \approx 10^{-2}$ . При  $\eta > 10^6$  или  $m_X < 2 \cdot 10^{-8} T_{pl}$  нужно учитывать выгорание барионного заряда за счет непосредственных реакций между кварками и лептонами (12.29), которые находятся в равновесии дольше, чем процессы распада и образования  $X$ -мезонов. Это приведет к уменьшению  $r_B$  со скоростью

$$\dot{r}_B = -\Gamma_c r_B. \quad (12.36)$$

В качестве начального условия для этого уравнения надо взять величину  $r_B$ , которая возникает от распадов  $X$ -мезонов в момент замораживания

реакций с участием последних (см. (12.32) и (12.35)). В итоге получим неприемлемо малое  $r_B$ . Здесь наши результаты не совпадают с результатами работы <sup>103</sup>. Таким образом, можно заключить, что если барионный заряд Вселенной генерируется распадами калибровочного  $X$ -бозона, то его масса должна быть заведомо больше  $10^{11}$  ГэВ, и, скорее всего, находится в районе  $10^{18}$ — $10^{16}$  ГэВ. Необходимое значение массы  $m_X$  зависит от модели нарушения  $C$  ( $CP$ ) и тем больше, чем слабее это нарушение в распадах  $X$ -бозонов. Если, однако, кроме процессов с участием  $X$ -бозонов (реальных или виртуальных), существуют другие (несохранение  $B$ -реакции), которые вступают в игру на поздней стадии, то из-за этих процессов Вселенная «забывает» о барионном заряде, который был в эпоху  $X$ -мезонов. В этом случае можно модифицировать приведенные выше оценки, уже опираясь на эти новые реакции. Подобная ситуация реализуется, например, если во взаимодействиях хиггсовских бозонов не сохраняется барионный заряд <sup>100, 102</sup>. Приведенные выше рассуждения без труда переносятся на этот случай с заменой  $\alpha \rightarrow \alpha_H \approx (10^{-2} - 10^{-4}) \alpha$ . Заметим, что и в этом случае основными процессами являются распады и обратное рождение  $H$ -мезонов.

В литературе были рассмотрены и другие механизмы генерации барионного заряда <sup>97, 98</sup>. В работе <sup>97</sup> рассматривалось универсальное сверхслабое взаимодействие, нарушающее  $CP$  и сохранение  $B$ . Избыток барионов возникал в результате распадов скалярной частицы  $\chi$ , являющейся изоспинором относительно слабой группы Вайнберга — Салама. По нашему мнению, полученные в этой работе оценки завышены, так как авторы не учли выгорание  $\chi$  в реакции  $\chi\bar{\chi} \rightarrow (Z^0) \rightarrow l\bar{l}$ . В работе <sup>98</sup> обсуждалось возникновение барионной асимметрии за счет реакций  $qq \rightarrow q\bar{l}$ . Однако результаты и этой работы являются завышенными по причинам, указанным в п. в. Резюмируя, мы хотели бы отметить, что возможность объяснения существования нашего мира за счет микроскопических явлений нарушения  $C$  ( $CP$ ) и несохранения  $B$  и независимо от начального состояния кажется захватывающей. В этом случае космологические данные могут послужить критерием выбора той или иной группы всеобщего объединения и механизма нарушения  $C$  и  $CP$ .

е) Б а р и о н н а я а с и м м е т р и я з а с ч е т н а р у ш е н и я  $CPT$ . Разумеется, если  $CPT$ -инвариантность нарушается, то мы уже не в состоянии говорить о какой-либо последовательной схеме взаимодействия элементарных частиц. Стандартная равновесная статистика должна все же остаться справедливой, так как мы видели в п. в), что справедливость статистических распределений обеспечивается уже диагональной частью условия унитарности. При нарушении  $CPT$ , однако, барионная асимметрия может возникнуть и на статистически-равновесной стадии, так как теперь массы частиц и античастиц не обязательно совпадают. Разумеется, для возникновения избытка барионов при симметричных начальных условиях необходимо также и несохранение  $B$ . Заметим, что при сохранении  $B$  требование обращения в нуль среднего барионного заряда приводит к отличному от нуля химическому потенциалу барионов и антибарионов  $\mu(B) = -\mu(\bar{B}) \approx \delta m$ . Если же  $B$  не сохраняется, то, вообще говоря, в статистическом равновесии  $\mu_B = \mu_{\bar{B}} = 0$  и  $N_B^{-1}(N_B - N_{\bar{B}}) \sim \delta m/T$  при  $m > T$ , и  $(N_B - N_{\bar{B}})/N_B \approx (\delta m/T)(m/T)$  при  $m < T$ . Для разности масс  $p$  и  $\bar{p}$  известно ограничение  $\delta m_p/m_p < 10^{-4}$ . Поэтому в принципе существует возможность получения избытка барионов за счет разности масс  $p$  и  $\bar{p}$ , но величина эффекта должна быть мала.

В работе <sup>106</sup> была выдвинута гипотеза о нестабильности антипротона, что вместе с большим временем жизни протона (или вообще стабильности) привело бы к барионной асимметрии. Авторы <sup>106</sup> полагали, что время жизни антипротона может быть заключено в пределах  $10^{-8} \text{ с} < \tau_p < 10^{17} \text{ с}$ . В работах <sup>107</sup>, <sup>108</sup> были использованы космологические соображения для того, чтобы сузить этот интервал. Однако их результаты не согласуются друг с другом. Так, в работе <sup>107</sup> на основании требования, чтобы распад  $\bar{p}$  давал наблюдаемый барионный заряд мира, было получено, что  $3,8 \cdot 10^{-4} \text{ с} < \tau_p < 7,4 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ , а в работе <sup>108</sup>, что  $10^{-8} \text{ с} < \tau_p < 10^{-7} \text{ с}$ . По нашему мнению, однако, ни при каком значении времени жизни антипротона нельзя получить необходимое значение  $\Delta r_B$ . Дело в том, что протоны — сильно взаимодействующие частицы; при  $T \approx m_p$  характерная скорость аннигиляции  $\Gamma_a$  порядка  $10^{22} \text{ с}^{-1}$ , в то время как скорость расширения Вселенной ( $H$ ) при этом около  $10^6 \text{ с}^{-1}$ . В силу соображений, приведенных в п. в), отклонения от кинетического равновесия для протонов и антипротонов малы и поэтому мал и средний барионный заряд. С другой стороны, когда при падении температуры  $\Gamma_a$  и  $H$  сравниваются и отклонения от равновесных распределений становятся заметными, концентрация барионов из-за фактора  $\exp(-m/T)$  оказывается слишком малой и соответственно мал и избыток барионов. Используя формулу (15.19), можно получить для  $\Delta r_B$  оценку

$$\Delta r_B \approx (\sigma_a v T_{pl} T)^{-1}, \quad (12.37)$$

где  $\sigma_a$  — сечение аннигиляции. Эта формула справедлива, пока температура выше температуры замерзания  $pp$ -аннигиляции,  $T_f = m_p/40$ . Согласно (12.37) нестабильность  $\bar{p}$  может привести к содержанию протонов лишь на уровне  $10^{-19}$  от количества  $\gamma$ -квантов.

В заключение этой главы еще раз хочется отметить, что возможно, мы близки к решению гравитозной проблемы возникновения из симметричного и взрывоопасного начального состояния нашего устойчивого (относительно аннигиляции) мира.

Авторы благодарны С. С. Герштейну, А. Д. Линде, Л. Б. Окуню, Р. А. Сюняеву и М. Ю. Хлопову за полезные обсуждения.

Институт экспериментальной и теоретической  
физики, Москва  
Институт прикладной математики  
им. М. В. Келдыша

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Weinberg S. The First Three Minutes—N.Y.: Basic Books Publ., 1977.
2. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Стрoение и эволюция Вселенной.— М.: Наука, 1975.
3. Weinberg S. Gravitation and Cosmology.— N. Y.: J. Wiley and Sons, 1972.
4. Зельдович Я. Б.— ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 986.
5. Зельдович Я. Б., Окунь Л. Б., Пикельнер С. Б.— УФН, 1965, т. 84, с. 113.
6. Peebles P. J. E.— Phys. Rev. Lett., 1966, v. 16, с. 410.
7. Шварцман В. Ф.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 315.
8. Steigman G., Schramm D. N., Gunn J. E.—Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 66, p. 202.
9. а) Schramm D. N.— In: Neutrino-78: Conference Proceedings.—Purdue University, 1978.— P. 87.  
б) Olive K. A., Schramm D. N., Steigman G.—In: Proceedings of the Seminar on Proton Stability.—University of Wisconsin. Dec. 1978.
10. Schramm D. N., Wagoner R. V.—Ann. Rev. Nucl. Sci., 1977, v. 27, p. 37.
11. Reinebert M.—Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1976, v. 13, p. 113.
12. Герштейн С. С., Зельдович Я. Б.— Письма ЖЭТФ, 1966, т. 4, с. 174.

13. Cowsic R., McClelland J.—Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 669.
14. Szalay A. S., Marx G.—Astronomy and Astrophysics, 1976, v. 49, p. 437.
15. Particle Data Group.—Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 75, No. 1.
16. Chiu H. Y.—Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 712.
17. Jones L. W.—Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 1462.
18. Nakamura T., Miyama S., Sato K.—Progr. Theor. Phys., 1977, v. 58, p. 1052.
19. Dover C. B., Gaisser T. K., Steigman G.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 1117.
20. Висоцкий М. И., Долгов А. Д., Зельдович Я. Б.—Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 200.
21. Lee B. W., Weinberg S.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 165.
22. Hut P.—Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 69, p. 85.
23. Sato K., Kobayashi H.—Progr. Theor. Phys., 1977, v. 58, p. 1775.
24. Gunn J. E., Lee B. W., Lerche I., Schramm D. N., Steigman G.—Astrophys. J., 1977, v. 223, p. 1015.
25. Dicus D. A., Kolb E. W., Teplitz V. L.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 168.
26. Dicus D. A., Kolb E. W., Teplitz V. L.—Astrophys. J., 1978, v. 221, p. 327.
27. Goldman T., Stephenson G. J., Jr.—Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 2256.
28. Dicus D. A., Kolb E. W., Teplitz V. L., Wagoner R. V.—Ibid., 1977, v. 17, p. 1529.
29. Miyama S., Sato K. Kyoto University Preprint KUNS-451.
30. Cowsic R.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 784.
31. Falk S. W., Schramm D. N.—Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 79, p. 511.
32. Georgi H., Glashow S. L.—Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 438.
33. Fritsch H., Minkowski P.—Ann. Phys. (N.Y.), 1975, v. 93, p. 193.
34. Beg M. A. B., Marciano W. J., Ruderman M.—Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 1935.
35. Bernstein J., Ruderman M., Feinberg G.—Ibid., 1963, v. 132, p. 1227.
36. Sutherland P., Ng J. N., Flowers E., Ruderman M., Inman.—Ibid. Ser. D, 1976, v. 13, p. 2700.
37. Chiu C. W., Chiu H.-Y., Stothers R. B.—Ann. Phys. (N.Y.), 1966, v. 39, Ср. 280.
38. Stothers R. B.—Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 538.
39. Linde A. D. Triest Preprint TC-76-26/76.
40. Yahil A., Beaudet G.—Astrophys. J., 1976, v. 206, p. 26.
41. Beaudet G., Yahil A.—Ibid., 1977, v. 218, p. 253.
42. Wagoner R. V., Fowler W. A., Hoyle F.—Ibid., 1967, v. 148, p. 3.
43. Linde A. D.—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 83, p. 311.
44. Reeves H.—Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1974, v. 12, p. 437.
45. Marx G. Preprint ITP-376. —Budapest, 1977.
46. Tremaine S., Gunn J. E.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 407.
47. Stecker F. W.—Astrophys. J., 1978, v. 223, p. 1032.
48. Lee T. D., Yang C. N.—Phys. Rev., 1955, v. 98, p. 1501.
49. Окунь Л. Б.—ЯФ, 1969, т. 10, p. 358.
50. Dicke R. H.—Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 1580.
51. Линде А. Д.—Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 73.
52. Weinberg S.—Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 294.
53. Ансельм А. А.—Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 645.
54. Sato K., Sato H.—Progr. Theor. Phys., 1975, v. 54, p. 913.
55. Sato K., Sato H.—Ibid., p. 1566.
56. Висоцкий М. И., Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю., Чечеткин В. М.—Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 533.
57. Sato K.—Progr. Theor. Phys., 1978, v. 60, p. 1945.
58. Weinberg S.—Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 223.
59. Wilczek F.—Ibid., p. 279.
60. Peccei E. D., Quinn H. R.—Ibid., 1977, v. 38, p. 1440.
61. Womack E. A., Overbeck J. W.—J. Geophys. Res., 1970, v. 75, p. 1811.
62. Sato K.—Progr. Theor. Phys., 1978, v. 60, p. 1942.
63. Варшавский В. И., Тутуков А. В.—Научн. информ. Астрон. совета АН СССР, 1972, № 23, с. 47; 1973, № 26, с. 35.

64. Dirac P. A. M.— Proc. Phys. Soc., 1934, v. 133, p. 60; Phys. Rev., 1978, v. 74, p. 817.
65. Schwinger J.— Ibid., 1966, v. 144, p. 1087.
66. Поляков А. М.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 430.
67. Thooft G.— Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 79, p. 276.
68. Price P. B., Shirk E. K., Osborne W. Z., Pinsky C. S.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 1382; Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 487.
69. Bludman S. A., Ruderman M. A.— Ibid., 1976, v. 36, p. 840.
70. Домогацкий Г. В., Железных И. М.— ЯФ, 1969, т. 10, с. 1238.
71. Parker E. N.— Astrophys. J., 1970, v. 160, p. 383.
72. Osborne W. Z.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 1441.
73. Adams P. J., Canuto V., Chiu H. Y.— Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 61, p. 397.
74. Zeldovich Ya. B., Khlopov M. Yu.— Ibid., 1978, v. 79, p. 239.
75. Kirznitz D. A., Linde A. D.— Ibid., 1972, v. 42, p. 471.
76. Okun L. B., Zeldovich Ya. B.— Ibid., 1978, v. 78, p. 597.
77. Goldhaber A. S., Nieto M. N.— Rev. Mod. Phys., 1971, v. 43, p. 277.
78. Williams E. R., Faller J. E., Hil H.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 721.
79. Долгов А. Д., Захаров В. И.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 468.
80. Davis L., Jr., Goldhaber A. S., Nieto M. M.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1402.
81. Чибисов Г. В.— УФН, 1976, т. 119, с. 551.
82. Кузьмин В. А., Шапошников М. Е.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 665.
83. Barnes A.— Astrophys. J., 1979, v. 227, p. 1.
84. Волошин М. Б., Окунь Л. Б.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 156.
85. Киржниц Д. А.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 745.  
Kirzhnits D. A., Linde A. D.— Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 42, p. 471.
86. Зельдович Я. Б., Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 3.
87. Lee T. D.— Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 1226.
88. Linde A. D.— Repts. Progr. Phys., 1979, v. 42, p. 389.
89. Dimopoulos S., Susskind L. Columbia —Stanford Preprint ITP-626.— January 1979.
90. Hawking S. W.— Comm. Math. Phys., 1975, v. 43, p. 199.
91. Novikov I. D., Polnarev A. G., Starobinsky A. A., Zeldovich Ya. B.— Astron. and Astrophys., 1979, v. 80, p. 104.
92. Omnes R.— Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 38; Phys. Rev. Ser. D, 1970, v. 1, p. 728; Astron. and Astrophys., 1971, v. 10, p. 228; v. 11, p. 450; Phys. Rept., 1972; v. 36C, No. 1.
93. Зельдович Я. Б.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 29.
94. Toussaint D., Treiman S. B., Wilczek F., Zee J. A.— Phys. Rev., Ser. D, 1979, v. 19, p. 1036.
95. Сахаров А. Д.— Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 32.
96. Кузьмин В. А.— Ibid., 1970, т. 12, с. 335.
97. Ignatiev A. Yu., Krasnikov N. V., Kuzmin V. A., Tavkhelidze A. N.— Цит. в <sup>20</sup> сб.— P. 293.  
Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 76, p. 436.
98. Yoshimura N.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 281.
99. Dimopoulos S., Susskind L.— Phys. Rev. [Ser. D, 1979, v. 18, p. 4500.
100. Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V. CERN Preprint TH-2596.— November 1978; Erratum: February 1979.
101. Долгов А. Д.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 254.
102. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 850.
103. Dimopoulos S., Susskind L.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 81, p. 416.
104. Сахаров А. Д.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 1172.
105. Okun L. B., Zeldovich Ya. B.— Comm. Nucl. and Part. Phys., 1976, v. 6, p. 69.
106. Cline D., McIntyre P., Rubbia C.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 66, p. 429.
107. Sato K. Kyoto University Preprint KUNS 396.
108. Demaret J., Vandermeulen J.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 73, p. 471.
109. Зельдович Я. Б.— ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 1609.
110. Kazanas — Цит. в <sup>96</sup> сб.

111. Богданова Л. Н., Шапиро И. С.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 217.
112. Lee T. D., Wu C. S.— *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1966, v. 16, p. 471.
113. В работе <sup>101</sup> в этой связи цитируется: Aharony A.— In: *Modern Developments in Thermodynamics*. N.Y.: J. Wiley, 1973, No. 4, P. 95.
114. Список литературы по этому вопросу можно найти, например, в докладах Д. В. Нанопулоса, Дж. Пати и Р. Сланского в Трудах семинара по стабильности протона (Висконсинский университет, декабрь 1978 г.).
115. Thum C., Mezger P., Rangonin V. *Max-Planck-Inst. Preprint Nr. 64.*— 1979.  
Taylor T.— *Nature*, 1979, v. 282, p. 559.
116. Брагинский В. Б., Панов В. И.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 873.
117. Dolgov A. D.— *Preprint ITER-9.*—Moscow, 1980.