

52
3-50

МОСКОВСКИЙ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Я. Б. Зельдович, М. Ю. Хлопов

АСТРОФИЗИКА
И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ
ЧАСТИЦЫ

Конспекты лекций

Москва 1984

52
3-50

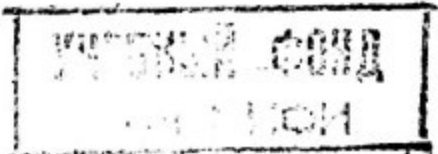
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Я.Б. Зельдович, М.Ю. Хлопов

**АСТРОФИЗИКА И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ
ЧАСТИЦЫ**

Конспекты лекций



Москва 1984

Зельдович Я.Б., Хлопов М.Ю. *Астрофизика и элементарные частицы: Конспекты лекций.* — М.: Изд. МИФИ, 1984. — 44 с.

Рассмотрены основные параметры космологии и стадии эволюции горячей расширяющейся Вселенной; структура неоднородностей современной Вселенной и теория элементарных частиц; физическая природа скрытой массы Вселенной; астрономические следствия ненулевой массы нейтрино; критические лабораторные эксперименты в современной космологии и астрофизике.

С

Московский инженерно-физический институт, 1984 г.

ВВЕДЕНИЕ

На всех этапах развития астрофизики и физики микромира можно проследить их взаимосвязь. Каждый новый виток теоретического описания структуры микрообъектов неизбежно сопровождался вопросом: а как это повлияет на представления о физических процессах во Вселенной, о структуре и эволюции Вселенной в целом? Открытие новых законов микромира, новых частиц, новых взаимодействий неизбежно влечет за собой определенные астрофизические следствия.

Современная теоретическая астрофизика строится на основе законов, проверенных в лабораторных экспериментах. Так, изучение ядерных реакций дало возможность построить детально разработанную теорию эволюции звезд и теорию образования химических элементов в астрофизических процессах, а развитие нейтринной физики позволило выявить механизм взрывов сверхновых звезд и образование нейтронных звезд — пульсаров. В этом, ставшем уже традиционным, подходе теоретической астрофизики астрофизические явления представляются как результат причудливого соединения установленных в лабораториях физических эффектов. В последнее время, особенно в связи с попытками единого описания фундаментальных взаимодействий элементарных частиц, в связи с моделями великого объединения сильного, слабого и электромагнитного взаимодействия элементарных частиц, выявляется иной аспект астрофизических следствий физических законов микромира. В целом ряде случаев такие следствия являются уникальным тестом модели. Вселенная начинает выступать как специфическая лаборатория элементарных частиц. В наших лекциях мы рассмотрим в основном именно эти аспекты взаимосвязи астрофизики и физики элементарных частиц. Более подробно некоторые из обсуждаемых вопросов рассмотрены в указанных в конце лекций монографиях и обзорах. Там же можно найти ссылки на оригинальные работы, результаты которых мы использовали в наших лекциях.

1. ГОРЯЧАЯ РАСШИРЯЮЩАЯСЯ ВСЕЛЕННАЯ

Основные параметры космологии горячей Вселенной

В основе современной космологической картины лежит представление об однородности и изотропии Вселенной в больших масштабах.

Расширение Вселенной происходит в соответствии с законом Хаббла

$$V = Hr, \quad (1)$$

где r — расстояние между объектами; V — скорость расширения; H — постоянная Хаббла. Значения современной величины постоянной Хаббла варьируются в астрономических наблюдениях в интервале $50 \div 100$ км/(с·Мпк). Величина постоянной Хаббла определяет величину так называемой "критической плотности"

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (2)$$

где G — гравитационная постоянная.

При $H = 50$ км/(с·Мпк) величина ρ_c составляет

$$\rho_c = 5 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3.$$

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

Данные наблюдений о величине ρ (и, следовательно, Ω) неоднозначны. Оценки средней плотности вещества, содержащегося в галактиках и скоплениях галактик, по их светимости дает величину $\rho \sim 1.5 \cdot 10^{-31}$ г/см³. С другой стороны, оценки массы скоплений галактик по распределению по скоростям галактик в скоплении с помощью теоремы вириала приводят к величинам на порядок выше, чем оценки массы светящегося вещества. Таким образом, имеет место так называемый парадокс "скрытой массы" — большая часть вещества во Вселенной должна быть скрыта в малосветящихся объектах. К некоторым аспектам этого парадокса мы вернемся в п. 8.

Важнейшим доказательством теории горячей Вселенной стало открытие изотропного микроволнового радиосфона — реликтового излучения. Поток этого излучения F_ν имеет тепловой спектр:

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

где T — температура фонового излучения; ν — его частота.

Расчеты температуры реликтового излучения для потока, наблюдаемого в различных направлениях, дают при фиксированной частоте ν совпадающие с точностью лучше чем 10^{-4} значения T . Но для различных ν значения T варьируются в интервале 2,65 — 2,9 К. Указанная неопределенность в величине T может быть связана с погрешностями измерений. Вариация значений T может отражать и реальные отклонения спектра реликтового излучения от равновесного теплового распределения. Все наше последующее рассмотрение будет основано на предположении о тепловом характере фонового излучения. Мы будем обсуждать, однако, и некоторые возможные физические процессы, приводящие к искажениям его теплового спектра.

Наличие во Вселенной теплового электромагнитного фона с указанными значениями температуры отвечает среднему числу фотонов в единичном объеме:

$$n_\gamma = 20 T^3 = 350 \div 500 \text{ 1/см}^3. \quad (4)$$

Среднее число барионов в единичном объеме составляет

$$n_B = \rho_B / m_p; \quad n_B = 10^{-6} \div 10^{-7} \text{ 1/см}^3, \quad (5)$$

где m_p — масса протона.

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

$$r_B = \frac{n_B}{n_\gamma} = 10^{-8} \div 10^{-10}. \quad (6)$$

Приведенный интервал значений r_B учитывает неопределенности в величине средней плотности барионов n_B и в величине температуры T реликтового излучения.

В ходе космологического расширения тепловой характер фонового излучения не меняется. Обращаясь вспять по времени, мы получаем все более высокие температуры. Таким образом, экстраполяция в прошлое приводит к картине, в которой вещество находилось в состоянии горячей плазмы в рав-

новесии с излучением. Основные характеристики такой системы довольно просты и определяются в соответствии с хорошо известными законами термодинамики. Это — краеугольный камень космологии горячей Вселенной.

Основные стадии эволюции горячей расширяющейся Вселенной

Дадим краткое изложение "сценария" горячей Вселенной. Все началось с "момента нуль", с которого ведется отсчет времени расширения. Недавно появились некоторые идеи о физической природе начала расширения. Разработанная количественная теория начала расширения пока отсутствует, качественный ответ на вопрос: почему расширяется Вселенная? — содержится в п.2.

Первым характерным моментом расширения является планковский момент времени

$$t_{pl} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} = 10^{-43} \text{ с}, \quad (7)$$

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

$$l_{pl} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} = 3 \cdot 10^{-33} \text{ см}. \quad (8)$$

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

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

Период $t_{pl} \leq t \leq 1 \text{ с}$ относится к очень ранней Вселенной. В рамках единых калибровочных теорий (ЕКТ) возникает принципиальная возможность ответить на вопрос о физических условиях во Вселенной в этот период. Эти условия нельзя определить однозначно, поскольку параметры ЕКТ, равно как и сама правильная модель ЕКТ, пока не установлены. Однако стан-

дартные предубеждения относительно недалекого прошлого, рассматривавшие этот период как белое пятно нашего знания, в настоящее время развеяны. История первой секунды расширения может быть восстановлена, и для определенного выбора модели ЕКТ и ее параметров картина эволюции будет однозначной. Такая тесная связь между физикой элементарных частиц и космологией очень ранней Вселенной позволяет провести проверку моделей ЕКТ по их космологическим следствиям.

Имеющиеся или достижимые в недалеком будущем экспериментальные данные на ускорителях позволяют проверить теоретическое описание физических процессов при температурах ниже ~ 100 ГэВ. Данные по взаимодействиям космических лучей, несмотря на их неопределенность, позволяют получить некоторую информацию о физике при температурах ниже $T < 10^6$ ГэВ. Физические процессы при более высоких температурах $T > 10^6$ ГэВ могут рассматриваться только в рамках ЕКТ.

Общее направление эволюции очень ранней Вселенной определяется законом расширения фридмановской Вселенной:

$$\rho = \frac{3}{32\pi G t^2} = \frac{4,5 \cdot 10^5}{t^2} \text{ г/см}^3 = \frac{3}{32\pi} \frac{m_{pe}^2}{t^2} \quad (\text{в ед. } \hbar = c = 1). \quad (9)$$

Здесь t — космологическое время. При очень высоких температурах все известные частицы (а также частицы, предсказываемые ЕКТ) были релятивистскими. Они находились в равновесии с излучением, и термодинамика релятивистского газа привела к следующему соотношению между плотностью энергии \mathcal{E} Вселенной и ее температурой T :

$$\mathcal{E} = \rho c^2 = \alpha \beta T^4, \quad (10)$$

где $\beta = \frac{\pi^2 k^4}{15 \hbar^3 c^3} = 7,57 \cdot 10^{-15} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{град}^4$; $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град.}$ — постоянная Больцмана, а α — число сортов релятивистских частиц (с учетом их статистического веса). Из (9) и (10) получаем

$$(kT)^4 = \frac{1}{\alpha} \frac{45}{32\pi^3} \frac{\hbar^3 c^5}{G t^2} \quad (11)$$

$$\text{и } T = \frac{1,3 \text{ МэВ}}{(t/1c)^{1/2} \alpha^{1/4}} = \frac{1,5 \cdot 10^{10} \text{ К}}{(t/1c)^{1/2} \alpha^{1/4}} = \left(\frac{45}{32\pi^3} \right)^{1/4} \frac{1}{\alpha^{1/4}} \sqrt{\frac{\pi m_{pe}}{t}} \quad (12)$$

(в ед. $\hbar = c = k = 1$)

ЮЛИ

$$t = \frac{1,7c}{(T/1\text{МэВ})^2 a^{1/2}} = \frac{2,25 \cdot 10^{20} c}{(T/1\text{К})^2 a^{1/2}} = \left(\frac{45}{32\pi^3}\right)^{1/2} \frac{1}{a^{1/2}} \frac{m_{pl}}{T^2} \quad (13)$$

(в ед. $\hbar = c = k = 1$).

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

$$n_r = \frac{\epsilon}{3kT} = t^{-3/2} a^{1/4} 0,01 \left(\frac{c}{\hbar G}\right)^{3/4} a^{1/4} \cdot 5 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-3} \quad (14)$$

В любой системе термодинамическое равновесие устанавливается, если скорость процессов, устанавливающих равновесие, превышает скорость изменения параметров системы (плотности, температуры и т.д.). В расширяющейся Вселенной эта последняя скорость совпадает со скоростью расширения. Если характерное время процесса превышает космологическое время (т.е. время от начала расширения), равновесие нарушается. Для частиц с концентрацией n и относительной скоростью v процесс с сечением σ и скоростью σv имеет характерное время

$$\tau = (n \sigma v)^{-1}, \quad (15)$$

так что равновесие относительно этого процесса устанавливается в расширяющейся Вселенной за космологическое время t , если выполнено условие

$$\tau < t. \quad (16)$$

Если для некоторых частиц условие равновесия (16) нарушено, происходит их "отщепление" или "закалка". Концентрация таких частиц относительно остальных частиц "замерзает", оставаясь неизменной во все последующие стадии расширения и не подчиняясь равновесному закону.

Все предшествовавшее рассмотрению очень ранней Вселенной основывалось на законе космологического расширения (9). Некоторые специфические черты этой стадии возникают в рамках ЕКТ.

В соответствии с ЕКТ после планковского момента времени t_{pl} при очень высоких температурах все частицы были безмассовыми. Частицы приобретали массы после перехода к фазе спонтанно нарушенной калибровочной симметрии, который должен был происходить во Вселенной, когда температура понижалась в ходе расширения до определенных критических значений. Даже в простейшей модели ЕКТ, основанной на калибровочной симметрии $SU(5)$, предсказываются два таких перехода.

1. При $T_{EKT} \sim 10^{15}$ ГэВ, т.е. при $t_{EKT} \sim 10^{-35}$ с должен был происходить фазовый переход ЕКТ от $SU(5)$ симметричной фазы к $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ фазе. После этого перехода сильное и единое электрослабое взаимодействия начинают различаться. До фазового перехода были возможны любые переходы между частицами. После фазового перехода калибровочные бозоны, вызывающие переходы с несохранением барионного числа, становятся очень массивными $\sim 10^{14}$ ГэВ так, что процессы, обусловленные обменом такими бозонами, становятся сильно подавленными и выходят из равновесия. Если до t_{EKT} во Вселенной был избыток барионов, то такой избыток должен был быть устранен равновесными процессами с несохранением барионного числа. Но после t_{EKT} , когда равновесное условие (16) нарушается для таких процессов, эффекты нарушения СР в них приводят к генерации избытка барионного заряда. Такой избыток сохраняется на всех последующих стадиях расширения, вследствие сильного подавления несохраняющих барионное число процессов на этих стадиях. Мы обсудим более подробно эти вопросы в п. 6.

2. При $T_{WS} \sim 300$ ГэВ, т.е. при $t_{WS} \sim 10^{-11}$ с происходит фазовый переход от $SU(2) \times U(1)$ симметричной фазы к $U(1)_{EM}$ фазе с близкоедействующим слабым взаимодействием (W - и Z - бозоны приобретают массу). Предполагается, что массы всех известных частиц генерируются в результате этого фазового перехода.

Период между t_{EKT} и t_{WS} может характеризоваться весьма сложной цепочкой различных превращений, определяемых параметрами моделей ЕКТ. Как космологические следствия таких моделей в этот период могли реализовываться различные фазовые переходы, стадии доминантности сверхмассивных метастабильных частиц, стадии доминантности аномального вакуума и т.д. (Эти возможности вместе с возможными способами их проверки обсуждаются в последующих параграфах.)

В период после t_{WS} можно полагать, что все известные типы кварков и антикварков (а также глюонов) и лептонов были в равновесии. Как только температура падала ниже величины массы частиц данного типа, такие частицы выходили из равновесия, аннигилировали (или распадались), так что приходившийся на эти частицы вклад в космологическую плотность перераспределялся между остальными более легкими частицами.

Следующим характерным моментом является $t_{QCD} \sim 10^{-5}$ с, когда температура сравнивается с $T_{QCD} \sim \Lambda_{QCD} \sim 300$ МэВ. В этот период происходит конфайнмент по цвету. Кварк-глюонная плазма цветных частиц превращается в газ бесцветных адронов. Детальная картина такого превращения пока не разработана. Во всяком случае можно утверждать, что при $T < T_{QCD}$ адроны во Вселенной находились уже в своей обычной (наблюдаемой) форме, а не в виде глюонов и кварков. При температурах, превышающих T_{QCD} , плотность глюонов и кварков определялась термодинамическим равновесием и

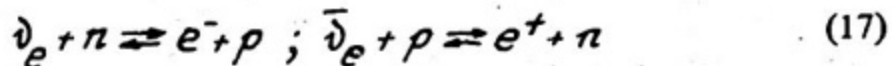
вадалась соотношением (9). После t_{QCD} образовывались пионы, нуклоны и антинуклоны, а избыток барионного числа, образующийся в период "бариосинтеза" превращался в избыток барионов над антибарионами. При $t \geq 10^{-4}$ с, т.е. при $T \leq 100$ МэВ, пионы распадаются и происходит аннигиляция барионов и антибарионов. Практически все $N\bar{N}$ пары, находившиеся в равновесии, аннигилируют, так что остается только образованный при $t \sim t_{EKT}$ избыток барионов $\Delta n_B / n_B \approx 10^{-9 \pm 1}$.

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

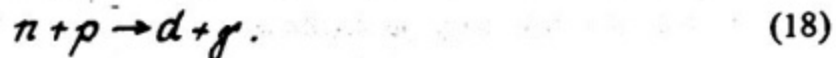
Можно заключить, что возможна фактически любая модификация представленного сценария эволюции очень ранней Вселенной при условии, что в результате такой эволюции получается то же самое отношение барионов к фотонам. Поэтому любой другой реликт очень ранней Вселенной, сохраняющейся в более поздние стадии расширения, имеет огромное значение.

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

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



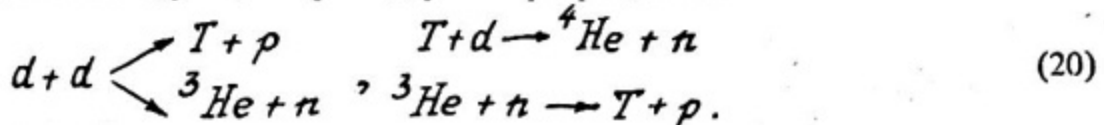
выходят из равновесия. Последнее обстоятельство означает, что отношение концентраций нейтронов и протонов закаляется и не меняется вплоть до $t \sim 10^3$ с, когда нейтроны распадаются. Однако большая часть нейтронов не успевает распастся, поскольку при $t \sim 10^2$ с (при $T_D \sim 100$ кэВ) они соединяются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



При $T > T_D$ обратная реакция



разрушает большую часть образующегося дейтерия, но при $T < T_D$ реакция (19) оказывается неэффективной, так что образованный дейтерий участвует в последующих термоядерных превращениях:



В результате этих превращений образуется "первичный химический состав". (Этот состав имеет важнейшее значение в нашем последующем обсуждении.)

При $T_{рек} \sim 3000 \text{ K}$ ($t_{рек} \sim 10^{13} \text{ с}$) происходит рекомбинация электронов и протонов. Образуются нейтральные атомы, и фотоны перестают взаимодействовать с веществом. При

$$\frac{T}{m} \sim \frac{1}{3} \frac{n_B}{n_p} \quad m_p \sim \frac{1}{3} \gamma_B m_p \quad (21)$$

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

Процесс роста возмущений плотности является достаточно длительным. Довольно долго после t_{RD} вещество расширяется почти однородно, а рост неоднородности сводится к росту контраста плотности между различными областями. Только относительно недавно (при $t \approx 10^{16} \text{ с}$) сформировались первые неоднородности, обособившиеся от общего космологического расширения. Их последующая эволюция привела к образованию галактик. В недрах образующихся на этой стадии звезд термоядерные реакции приводят к образованию тяжелых элементов. Взрывы звезд в конце звездной эволюции обогащают тяжелыми элементами межзвездное пространство. Итак, на стадии образования галактик имеет место звездный нуклеосинтез.

Основываясь на хорошо установленных в лабораториях физических законах картина космологической эволюции после первой секунды расширения содержит ряд определенных количественных предсказаний. Общее согласие этих предсказаний с наблюдениями делает всю картину достоверной и, казалось бы, оставляет мало возможностей изменения этой картины. Однако недавние исследования астрономических следствий нуну-

левой массы нейтрино показали, что космологические нейтрино — реликты первой секунды расширения — могут существенно изменить всю картину последующей космологической эволюции. И эти изменения приводят к значительно более хорошему согласию с наблюдениями.

2. ПОЧЕМУ РАСШИРЯЕТСЯ ВСЕЛЕННАЯ ?

Расширение Вселенной установлено с полной достоверностью. Около 15 миллиардов лет назад произошел "Большой взрыв". Но почему он произошел? В чем сходство и в чем различие "Большого взрыва" и тех взрывов, с которыми мы встречаемся в земных условиях?

Представим себе заряд взрывчатого вещества — например, тротила. Это сложное соединение углерода, азота, водорода и кислорода. Его энергия больше, чем энергия тех же элементов, иначе перегруппированных — в виде молекул CO , H_2O , CO_2 , H_2 , N_2 . Химическая реакция, вызванная местным нагревом, распространяется по всему заряду. Через несколько микросекунд заряд превращается в продукты реакции — горячую смесь газов, не успевшую еще расшириться. Давление продуктов реакции в этот момент составляет около 200 тысяч атмосфер.

На следующей стадии начинается расширение газов, т.е. тот процесс, который собственно и называется взрывом. Движущей силой является разность давлений между продуктами реакции и окружающим атмосферным воздухом. Именно разность давлений разрывает оболочку заряда и сообщает осколкам ускорение. Продукты реакции расширяются, уменьшается их плотность и понижается температура. Соответственно понижается и давление. При взрыве заряда в воздухе объем, занимаемый продуктами реакции, расширяется, пока в нем не будет достигнуто атмосферное давление (кратковременно давление может даже оказаться ниже атмосферного); по воздуху идет ударная волна. Осколки из-за сопротивления воздуха теряют скорость.

При взрыве в пустоте, в космосе, расширение продолжается неограниченно. Каждый осколок и каждая частица продуктов реакции в период действия давления приобретают определенную скорость и затем, сохраняя эту скорость, разлетаются все дальше. Вся энергия взрыва превращается в кинетическую энергию разлетающегося вещества.

Сопоставление химического взрыва заряда — процесса, понятного для нас во всех деталях, — и "Большого взрыва" Вселенной, действительно, очень поучительно.

Отметим сначала черты сходства. Во-первых, взрыв, точнее расширение продуктов взрыва, сопровождается их охлаждением. В космологии рас-

ширение также сопровождается охлаждением. Мы говорим о горячей Вселенной, имея в виду, что в первые секунды температура достигала миллиардов и сотен миллионов градусов, так что успевали происходить ядерные реакции. Вместе с тем, главным доказательством теории горячей Вселенной является сегодняшняя температура космоса — 3 К, т.е. -270°C — очень низкая температура. Падение температуры — закономерное следствие расширения.

Во-вторых, разлет частиц с постоянной скоростью после химического взрыва и периода ускорения приводит к тому, что путь x , пройденный каждой частицей, будет с хорошей точностью равен скорости частицы u , умноженной на время t (поправками на начальное положение частицы и на время ускорения с течением времени можно пренебречь). Получаем выражение $\vec{r} = \vec{u} \cdot t$. Но ведь это не что иное, как закон Хаббла для расширяющейся Вселенной: переписав формулу в виде $\vec{u} = (1/t)\vec{r}$ и обозначив $1/t = H$ (постоянная Хаббла), получим $\vec{u} = H \cdot \vec{r}$. Таким образом, две основные черты сходства химического взрыва и "Большого взрыва": охлаждение при расширении и линейный характер распределения скорости в пространстве.

Означает ли это, что мы поняли "Большой взрыв" и что вся разница между ним и химическим взрывом только количественная? Действительно, заряд взрывчатого вещества мал по размерам — от сантиметров до метров, а Вселенная очень велика. При химической реакции максимальная температура — несколько тысяч градусов, плотность — несколько граммов в кубическом сантиметре. Говоря о Вселенной, мы уверенно используем миллиарды градусов и миллионы граммов в кубическом сантиметре; мы рассчитываем происходящие в этих условиях процессы, предполагая, что раньше были еще более экстремальные условия.

Но в том-то и дело, что главное отличие химического взрыва от "Большого взрыва" не количественное, а качественное. При наличии некоторого сходства причины взрывов совершенно различны. Не осознав различия, не прочувствовав его глубоко, нельзя понять космологии.

Итак, начнем перечисление отличий с тех данных наблюдений, которые бросаются в глаза, точнее — "бросаются в телескопы", оптические и радиотелескопы.

Первое отличие: разлет после химического взрыва не приводит к равномерному распределению вещества по объему. Прежде всего в воздухе остается граница между продуктами взрыва и воздухом. При взрыве в космосе имеется определенная максимальная скорость разлета u_m . За пределами радиуса $r_m = u_m \cdot t$ остается пустота, но и в пределах $r < r_m$ плотность в каждый данный момент неодинакова в разных точках пространства, неодинакова также плотность и для разных частиц вещества. Закон убывания плотности для разных частиц одинаков: плотность обратно пропорциональна кубу времени ($\rho = \text{const}/t^3$), но коэффициент пропорциональности для разных частиц разный.

В "Большом взрыве" в каждый момент времени плотность одинакова везде и не существует никаких границ. Это постоянство плотности (или, как говорят специалисты, однородность Вселенной) подтверждается наблюдениями, например подсчеты далеких галактик.

Второе (и главное) отличие "Большого взрыва": фридмановское, или хаббловское расширение Вселенной нельзя объяснить разностью давлений, действующих на какую-то частицу или слой газа.

Теория "Большого взрыва", или, иначе говоря, теория горячей Вселенной, не объясняет расширения. В эту теорию расширение заложено изначально. Как выражаются теоретики, заложено "руками", путем произвольного задания начальных условий. На вопросы: почему Вселенная расширяется? почему галактики разлетаются в настоящее время? — ответ состоит в том, что уже в первую секунду (а может быть и раньше) существовало начальное распределение скоростей, соответствующее разлету. В начальных условиях должно быть заложено и равномерное (однородное) распределение скорости по пространству. Другими словами, разлет происходит по инерции, или еще точнее: разлет происходит по инерции, несмотря на то, что тяготение его тормозит.

Наше счастье состоит в том, что расширение по хаббловскому закону меняет величину плотности везде в одинаковой пропорции, оставляя плотность функцией времени, не зависящей от координат. В свою очередь, тяготение вещества с однородной плотностью уменьшает скорость относительно разлета любой пары частиц, но не нарушает закона Хаббла.

Подобные соображения подтверждают возможность получить Вселенную именно такой, какой мы наблюдаем ее сейчас, если изначально в ней была задана однородная плотность и хаббловское распределение скорости.

Вопрос: почему Вселенная расширяется? — сводится, таким образом, к вопросу: что обуславливает необходимое начальное распределение скорости в горячей плазме?

Выше мы выяснили, что высокое давление плазмы не могло создать такого распределения скорости. В ньютоновской механике сила зависит от разности давлений (от градиента давления); то же самое и в релятивистской механике. В ньютоновской теории тяготения относительное ускорение двух частиц уменьшает скорость их разлета и зависит от плотности вещества, заполняющего пространство между частицами. В релятивистской теории тяготения Эйнштейна (так называемой общей теории относительности) в формулу для ускорения входит не плотность, а сумма плотности и утроенного давления, деленного на c^2 : $\rho + \frac{3p}{c^2}$. В плазме давление велико ($p = \rho c^2/3$) и ускорение удваивается ($\rho + 3p/c^2 = 2\rho$) по сравнению с ускорением вещества той же плотности, но без давления.

Однако, хотя мы говорим об ускорении, в действительности происходит замедление, так как знак ускорения отрицателен, ведь силы тяготения замедляют разлет вещества. Поэтому начальные скорости должны быть больше, чем современные. Высокое давление плазмы только усиливает эффект замедления разлета.

Наконец, как в хорошем детективе, мы вплотную подошли к правильному ответу. Положительное давление не способствует разлету, следовательно, надо взять большое отрицательное давление! Если задаться тем, что на каком-то очень раннем этапе была определенная плотность энергии ϵ_0 (что соответствует плотности массы $\rho_0 = \epsilon_0 / c^2$) и было отрицательное давление $p_0 = -\epsilon_0 = -\rho_0 c^2$, то величина, входящая в эйнштейновские формулы тяготения, была отрицательной: $\rho_0 + 3p_0/c^2 = -2\rho_0$. Физически это означает, что в таком состоянии имело место расталкивание силами тяготения. При этом из начального состояния покоя гравитационные силы тяготения создают состояние всеобщего хаббловского разлета. Таков современный ответ на вопрос: почему расширяется Вселенная?

История вопроса о гравитационном отталкивании достаточно запутана. В своей первой работе, посвященной космологии, А. Эйнштейн исходя из самых общих соображений искал статическое, не зависящее от времени решение. Оказалось, что исходные уравнения не допускают такого решения, и Эйнштейн добавил к ним так называемый космологический член, пропорциональный космологической постоянной Λ . Положительное значение Λ соответствовало отталкиванию и компенсировало притяжение обычного вещества. Вскоре нидерландский астроном и математик В. де Ситтер нашел любопытное решение: в отсутствие вещества, но при положительном значении Λ Вселенная экспоненциально, т.е. в геометрической прогрессии, в зависимости от времени инерционно расширяется. Это соответствует отталкиванию — ускоренному удалению друг от друга каждой пары пробных частиц, которые мы поместили бы в мир де Ситтера. Заметим, что в предположениях де Ситтера Вселенная расширяется экспоненциально, т.е. с ускорением радиус ее растет в геометрической прогрессии. Однако величина этого ускорения мала, возрастание радиуса вдвое требует всегда одинакового временного интервала, но этот интервал очень велик — не менее нескольких миллиардов лет. Наблюдения не подтверждают де-ситтеровское космологическое решение применительно к сегодняшней Вселенной.

Через несколько лет, в 1922 — 1924 гг. А.А. Фридман нашел решения для расширяющейся Вселенной, заполненной веществом. Еще через пять лет Э. Хаббл открыл красное смещение линий в спектрах далеких галактик. Расширение Вселенной было бесповоротно доказано. В теории расширяющейся нестационарной Вселенной введение космологической постоянной Λ возможно, но отнюдь не необходимо. По принципу простоты и экономичности космологическая постоянная была забыта большинством

теоретиков на 40 лет. И так, в результате работ Фридмана и Хаббла, космологическая постоянная оказалась не у дел, ненужной. Повторный интерес к ней возник в 1967 г. Казалось, что из распределения квазаров следует неравномерное расширение Вселенной (работы Дж. Бербиджа). Однако Э. Солпитер, В. Петросян и П. Шекерс в США, а Н.С. Кардашев и И.С. Шкловский в СССР объяснили результаты Бербиджа введением Λ в уравнения космологии, т.е. в уравнения теории тяготения.

Анализ возможной физической природы космологической постоянной Λ показал, что речь идет о плотности энергии вакуума: положительной плотности энергии вакуума должно соответствовать отрицательное давление $p_v = -\rho_v c^2$. В космологии современной Вселенной даже очень малое значение Λ вызвало бы большие эффекты. Следовательно, космологические данные указывают на малость Λ . С квантовой точки зрения малость Λ нетривиальна. Вопрос: почему мала или равна нулю космологическая постоянная в наименьшем энергетическом состоянии, т.е. в обычном окружающем нас вакууме? — не решен до настоящего времени.

Развитие теории поля привело к идее о возможности необычного состояния вакуума, в котором космологическая постоянная может быть огромной (Д.А. Киржниц и А.Д. Линде, 1972 г.). Оказалось, что существуют такие состояния поля, при которых нарушаются все теоремы о неизбежности сингулярности. Были высказаны не очень убедительные предположения, что всякое вещество при сверхсильном сжатии перейдет в состояние с отрицательным давлением (Э. Б. Глинттер). В квантовой теории искривление пространства — времени само неизбежно создает определенную плотность энергии и давление в вакууме. А.А. Старобинский показал, что существуют само согласованные решения, в которых плотность энергии и давление создают искривление пространства и времени, и, в свою очередь, это искривление создает нужные плотность энергии и давление. Во всех этих случаях получаются космологические решения с экспоненциальным, инфляционным расширением. В 1981 г. А. Гус (США) показал, что такое решение (более или менее независимо от конкретного варианта теории) объясняет особенности космологических решений, особенности расширения Вселенной.

Вернемся к сути дела. Объяснение расширения Вселенной свелось к объяснению того, как Вселенная, родившаяся в состоянии покоя и притом с определенной "начинкой", превращается в расширяющуюся Вселенную. В центре внимания теоретиков находится вопрос: как особая начинка с отрицательным давлением превращается в горячую плазму? Но есть и другие вопросы: как рождается состояние покоя? Почему возникает состояние с определенной начинкой и отрицательным давлением? Является ли такое состояние единственным и неизбежным? Отсутствие ответов на эти вопросы не означает, что мы не продвинулись в их решении. Если описанные выше идеи пра-

вильны, мы сделали огромный шаг вперед. Найдены законы очень важного этапа эволюции Вселенной — этапа, когда размеры Вселенной увеличиваются во столько же раз (10^{30}), во сколько они увеличиваются в течение всего последующего плазменного периода эволюции. Найдено наглядное и ясное объяснение важнейшего факта расширения Вселенной. Наконец, сформулированы условия, которым должен удовлетворять предыдущий этап, притом условия разумные, не чрезмерные.

Наконец, независимо от детального рассмотрения причин, создающих отрицательное давление, из предлагаемой общей схемы рождения и расширения вытекают определенные следствия для современной Вселенной. Главное из них состоит в том, что Вселенная замкнута. Это означает, что суммарная средняя плотность вещества в ней больше критической. Но ведь плотность обычного вещества — протонов, ядер и электронов — во много раз (в 10 или 50 раз!) меньше критической. Следовательно, необходима "скрытая масса" в той или иной форме. Итак, соображения, относящиеся к рождению Вселенной, дают новый аргумент в пользу скрытой массы и уточняют ее среднюю плотность.

Следующий вывод касается возраста Вселенной. При критической плотности этот возраст равен $2/3$ от характерной величины $1/H$, где H — сегодняшняя постоянная Хаббла. При $H = 50$ км/(с·Мпк) возраст оказывается около 13 млрд. лет, при $H = 100$ км/(с·Мпк) — 6,7 млрд. лет. Второе значение слишком мало, оно не согласуется с астрономическими оценками возраста звездных скоплений и возрастом Вселенной, рассчитанным по современному содержанию химических элементов.

Можно сказать, что соображения высокой теории властно вмешиваются в длительный спор между приверженцами значения $H = 50$ км/(с·Мпк) и теми, кто считает, что $H = 100$ км/(с·Мпк), притом в пользу $H = 50$ км/(с·Мпк).

Опять более общий аргумент весомее, чем сложные и трудные вычисления, необходимые для определения H из наблюдений окружающих галактик.

Наконец, современная инфляционная теория предсказывает определенный вид спектра возмущений однородности Вселенной, совпадающий с тем плоским спектром, который следовал из более ранних теорий. Теория образования галактик еще не получает при этом достаточного фундамента: до сих пор неизвестны свойства тех частиц, которые образуют скрытую массу. Имеют ли массу покоя нейтрино? Нет ли других массивных скрытых (слабо взаимодействующих) частиц и полей?

По-новому звучит сейчас вопрос о далеком будущем Вселенной. Известно, что согласно общей теории относительности и при $\Lambda \equiv 0$ закрытая Вселенная обречена в будущем на смену расширения сжатием и конечный коллапс. Новое заключается в том, что радиус инфляционной Вселен-

ной, весьма вероятно, во много раз больше наблюдаемой области Вселенной (т.е. больше горизонта). Это соответствует предположению, что средняя плотность превышает критическую (ρ_c) на очень малую величину, например $\bar{\rho} = \rho_c (1 + 10^{-10})$ (черта сверху — знак усреднения). Но средняя плотность есть идеализированное понятие. Локальная плотность в масштабе наблюдаемой части Вселенной отличается от средней примерно на $\pm 10^{-4}$ своей величины. Такая оценка следует из исследования микроволнового (или реликтового) излучения, ограничивающего флуктуации плотности и температуры сверху, и из существования структуры Вселенной, что ограничивает флуктуации снизу. Но при таком соотношении средней плотности и флуктуаций вполне вероятно, что мы находимся в области, где вплоть до горизонта плотность меньше критической, т.е. мы находимся там, где $\bar{\rho}_1 = (1 - 10^{-4} + 10^{-10})\rho_c < \rho_c$. Практически такой же вероятностью характеризуется и другая ситуация: что мы находим в области, где $\bar{\rho}_2 = (1 + 10^{-4} + 10^{-10})\rho_c > \rho_c$. Здесь $\bar{\rho}_1$ и $\bar{\rho}_2$ — плотности усредненные, но не по всей Вселенной, а лишь по объемам 1 и 2; эти объемы велики по абсолютной величине (порядка 10 млрд. световых лет), но все же малы по сравнению со всей Вселенной.

Какая судьба ожидает нас в первом случае? Если бы мы ограничились измерениями внутри горизонта и достигли точности, позволяющей уловить недобор 0,01% плотности, наивно сказали бы: "Ура! Мир открыт, расширение будет длиться неограниченно".

Однако теоретик, знающий, что Вселенная в целом замкнута, т.е. знающий об общем избытке $\bar{\rho} - \rho_c = 10^{-10}\rho_c$, остановит восторги. Он скажет, что через достаточное время порядка 10^{10} от сегодняшнего возраста Вселенной, т.е. через 10^{20} лет, вещество из областей с $\bar{\rho} > \rho_c$ вторгнется в ту часть Вселенной, которая наблюдается сегодня, и расширение все же сменится сжатием. К такому выводу приводят упрощенные расчеты Л.П. Гришука и Я.Б. Зельдовича.

Сегодня величина 10^{-10} взята только для примера, "с потолка". Можно надеяться, что через несколько лет фундаментальная теория позволит ее уточнить. При этом подразумевается, что общие представления о ранней Вселенной не изменятся.

3. ПЛОТНОСТЬ И ДАВЛЕНИЕ СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ И ПОЛЯРИЗОВАННОГО ВАКУУМА

Скалярное поле (СП) и поляризованный вакуум (ПВ) оказываются подобными веществу с необычным соотношением между давлением и плотностью энергии, о котором говорилось в п. 2: Давление может оказаться отрицательным и по абсолютной величине равным плотности энергии $p = -\epsilon = -\rho c^2$, что приводит к важным космологическим последствиям.

Отметим сходство СП и ПВ с обычным (или, точнее, необычным) веществом. Так, в частности, можно написать термодинамическое соотношение (первое начало или закон сохранения энергии) в виде $dE = -p dV$. Уравнения общей теории относительности можно написать в той же форме, что и для жидкости или газа.

Однако в действительности между СП и ПВ, с одной стороны, и ЖОВ (жидкостью или обычным веществом) — с другой, сходство оказывается лишь ограниченным. Так, из равенства $p = -\epsilon = -\rho c^2$ не следует $a^2 = \partial p / \partial \rho = -c^2$, где a — скорость звука.

В данной главе будет рассмотрено подробно именно отличие СП и ПВ от ЖОВ.

Итак, что собой представляет жидкость или обычное вещество? Как правило, мы имеем дело со сложной системой из многих элементарных частиц, взаимодействующих между собой. Система имеет определенную энтропию. Имея в виду, что мы можем рассматривать и бесконечную систему, важно отметить, что определенное значение имеет только удельная энтропия, отнесенная к одной частице или единице сопутствующего объема.

В установившемся равновесном состоянии энергия зависит от плотности ρ и энтропии S , $E = E(\rho, S)$. Медленно переходя от одного состояния к другому, можно осуществить переход адиабатически и обратимо, с сохранением энтропии. В этом случае имеет место $dE = -p dV = -p d(\frac{1}{\rho})$ и

$$d\rho = a^2 d\rho, a^2 = V^2 \frac{d^2 E}{dV^2} \text{ при } S = \text{const}, dS = 0. \quad \text{Напоминаю, что } E$$

есть энергия на единицу массы: эрг/г = см²/с², т.е. имеет размерность квадрата скорости. Заметим, что эта запись является нерелятивистской: она справедлива лишь при $\rho \ll \rho c^2$; когда релятивистским изменением массы можно пренебречь, массу сопутствующего объема (расширяющегося или сжимающегося вместе с веществом) можно считать постоянной. С учетом релятивистского изменения массы следует рассматривать единицу сопутствующего объема, ее энергия E равна ее массе, умноженной на c^2 , $E = Mc^2$. Координатный объем, занимаемый этой единицей, обозначаем V , так что $\rho = M/V$, но M не постоянно. Для медленного обратимого процесса, без обмена энергией и частицами с другими объемами, получим $dE = c^2 dM = c^2 d(\rho V) = -p dV$ и соответственно $d\rho = -(\frac{\rho}{c^2} + \rho) d \ln V$. При этом точное

равенство гласит

$$\frac{d\rho}{d\rho} = \frac{c^2 V d^2 E / dV^2}{\rho + \rho c^2}$$

Здесь E есть энергия, эрг (не эрг/г, как раньше). Изменение формул не принципиально. Принципиально важным являются представления об исходном равновесном состоянии и о его медленном изменении, так что система обратно проходит ряд равновесных состояний.

Представьте себе, что система находилась в неравновесном состоянии, например в виде взрывчатого вещества. Пусть давление в системе растет вследствие химических реакций, но без расширения. Первое начало термодинамики остается справедливым: если расширения не происходит, то энергия (единицы массы или единицы сопутствующего объема) остается постоянной, надо только иметь в виду, что она состоит из двух слагаемых энергий: химической и тепловой. Уменьшение химической энергии компенсируется увеличением тепловой, сумма постоянна. Растет энтропия.

Оказывается, что выражение для скорости звука $a^2 = dp/d\rho$ в этом случае не применимо. Действительно, $p = p(t)$ растет в ходе химической реакции, тогда как $\rho = \text{const}$, $dp/d\rho = dp/dt : \frac{dp}{dt} = \infty$, однако скорость звука конечна!

Это наглядный пример, показывающий, что оговорки, касающиеся медленного равновесного процесса, действительно нужны!

Скалярное поле. Существенно, что в инфляционной космологии рассматривается не случайное (стохастическое, статистически заданное), а когерентное поле.

В простейшем случае рассмотрим массивное поле, зависящее только от времени, т.е. одинаковое во всем пространстве $\varphi = \varphi(t)$. Для этого нужно в определенный момент t_0 задать не только $\varphi(t_0) = \varphi_0$, но и

$$\dot{\varphi} = \left. \frac{d\varphi}{dt} \right|_{t=t_0} = \dot{\varphi}(t_0) \quad \text{одинаковым везде.}$$

Независимость φ от координат означает, что поле описывает покоящиеся скалярные частицы. Хорошо известно, что импульс волны пропорционален (пространственному) градиенту φ , т.е. равен нулю для $\varphi = \varphi(t)$.

Конечная плотность энергии соответствует тому, что в состоянии с нулевым импульсом находится много частиц (число, пропорциональное объему, который считается неограниченным). С позиций квантовой теории скалярных частиц мы имеем дело с "конденсатом". Ситуация аналогична лазерному лучу: когда одно и то же состояние имеет большое число фотонов — квантов свега, то можно говорить о конденсации фотонов или, проще, о когерентной волне, подчиняющейся детерминированным классическим уравнениям Максвелла.

Уравнение движения скалярного поля, не зависящего от координат, имеет вид $\ddot{\varphi} = -m^2 \varphi$ (в системе единиц $\hbar = c = 1$). Задавшись в момент t_0 определенными φ и $\dot{\varphi}$, мы не можем произвольно выбрать $\ddot{\varphi}$.

В частности, если $\varphi(t_0) = \varphi_0$, но $\dot{\varphi}(t_0) = 0$, то имеем решение $\varphi = \varphi_0 \cos m(t-t_0)$ и при $t \neq t_0$ уже $\dot{\varphi} \neq 0$.

В данной ситуации плотность энергии ε постоянна, а давление колеблется в пределах от $p = -\varepsilon$ (когда $\dot{\varphi} = 0$) до $p = \varepsilon$ (когда $\varphi = 0, \dot{\varphi}^2$ максимално). Среднее $\bar{p} = 0$, как и полагается в случае покоящихся частиц. Однако в том и заключается новый подход, отличающий СП от ЖОВ, что рассматривается промежуток времени, малый по сравнению с периодом колебаний $2\pi/m$, так что усреднение по времени не производится.

Как отмечает А.Д. Линде, если в начальный момент $\dot{\varphi} = 0$, но $|\varphi| > m_{pl}$, где m_{pl} есть планковская масса, то инфляционный период, когда $p \cong -\varepsilon$, оказывается достаточно длинным.

В общем случае, колебательное решение $\varphi = \varphi_0 \cos m(t-t_0)$ не является релятивистским инвариантным. Это и не удивительно: частицы, покоящиеся в одной системе координат, движутся (по-прежнему когерентно, все с одинаковой скоростью) относительно лоренц-преобразованной системы. Можно развить теорию возмущений для волнового уравнения с массой на фоне слабого гравитационного потенциала или (что тоже, но на языке ОТО) слабо возмущенной метрики. Вместо m^2 войдет $[m(1+\psi)]^2$. Зависимость ψ от координаты приведет к пространственному потоку энергии. Замкнем систему уравнений уравнением Пуассона для ψ или уравнениями ОТО для метрики в зависимости от тензора энергии импульса СП. В итоге получится волновой вариант джинсовской теории гравитационной неустойчивости. Так строится разновидность теории современной Вселенной, в которой доминирующая часть плотности определяется так называемым аксионным СП. Важно то, что аксионы весьма слабо взаимодействуют с другими полями. Поэтому аксионное СП остается, по предположению Прескилла и других, когерентным, т.е. не принимает температуры 3 К реликтового излучения. Скорости движения аксионов (очень легких частиц) остаются меньше тепловой скорости частиц с той же массой при 3 К. В состоянии когерентных колебаний аксионное поле ведет себя как совокупность очень тяжелых частиц (с массой, больше протона!) несмотря на то, что масса покоя аксионов как индивидуальных квантов соответствующего СП может быть порядка миллиэлектронвольта, т.е. меньше полной энергии сегодняшних реликтовых фотонов. Если такое аксионное поле действительно существует, то его прямое экспериментальное обнаружение представляет собой необычайно важную, но и необычайно трудную задачу.

Вернемся к теории инфляционной Вселенной. Если заменить массовый член в лагранжиане СП $m^2\varphi^2/2$ на произвольную функцию $V(\varphi)$, получим уравнение $\ddot{\varphi} = -\partial V/\partial\varphi$. Предположим, что $V(\varphi)$ такая, что существует значение $\varphi = \varphi_m$, при котором $\partial V/\partial\varphi = 0$. Тогда существует и решение $\varphi = \varphi_m$, $\dot{\varphi} = 0$, согласованное с $\dot{\varphi} = 0$, т.е. не зависящее от времени.

Такая комбинация: ψ и $\dot{\psi}$, для которой имеет место независимость ψ от координат и от времени, является локально лоренц-инвариантной! Уже из лоренц-инвариантности без расчетов следует, что в этом случае $T_i^k = \delta_i^k V(\psi_m)$, иными словами, $p \equiv -E_m \equiv -V(\psi_m)$. Согласовывая это решение с общей теорией относительности, получим, как известно, метрику де Ситтера как точное решение. В этом отличие СП с $\partial V/\partial \psi = 0$ при $\psi = \psi_m$ от рассмотренного ранее случая массивного поля, когда $V = \frac{1}{2} m^2 \psi^2$ вело к $\dot{\psi} \neq 0$ при $V \neq 0$. В последнем случае инфляционное решение де Ситтера реализуется лишь приближенно, при большом начальном Λ .

Заканчивая рассмотрение СП, нельзя не сказать, что до сих пор еще ни одно СП, ни тяжелое, ни легкое, ни линейное (со сложным видом $V(\psi)$) непосредственно не наблюдалось! СП есть наиболее простой объект теории поля, учебники теории поля, начиная, например, со старого доброго Венцеля, посвящают свои первые главы СП. Современная теория наблюдаемых полей, например, теория Салама и Вейнберга электрослабого взаимодействия также использует гипотетические СП. Без СП эта теория была бы обречена на трудности, связанные с расходимостями (бесконечными интегралами) в высших порядках теории возмущений. Новейшее — уже после ЕКТ (*Grand Unified Theory* \equiv *GUT*) — направление устанавливает связь или, точнее, симметрию между частицами с целым и полуцелым спинами, т.е. между бозонами и фермионами. Соответствующие модели — использующие суперсимметрию и супергравитацию — предсказывают множество частиц, "ранее неизвестных" — любимый оборот речи Комитета по делам открытий и изобретений. Здесь и частицы со спином $3/2$, и новые частицы со спином $1/2$, и, конечно, множество скалярных (спин 0) частиц и полей. На опыте мы видим частицы со спином $1/2$ (электроны, нейтрино, спрятанные в адронах кварки), видим частицы и поля векторные, т.е. со спином 1 (фотоны, W и Z — тяжелые бозоны, спрятанные глюоны). Гравитационное поле с несомненностью является тензорным и соответствует спину 2. Поля и частицы со спином 0 — скалярные существуют пока лишь в статьях и умах теоретиков. Известные частицы, такие, как пионы или каоны, заведомо являются составными из кварков, антикварков и глюонов; они также не годятся в свидетели существования СП как атомы водорода в нижнем состоянии $F=0$.

Итак, не будем забывать, что ни необходимые, ни желательные СП, ни их кванты — скалярные частицы — до сих пор не наблюдались. Л.Б. Окунь в лекциях на предыдущей школе МИФИ писал о скалярлэнде — о той стране скаляров, куда нам предстоит вступить. Название построено по аналогии с уондерлендом — страной чудес, в которую попала Алиса из сказки Кэрролла. Поживем — увидим. Для космологии каждая новая частица — это и возможное спасение и угроза пересмотра многого, что накоплено за десятилетия работы и размышлений.

Поляризация вакуума. Вкратце рассмотрим ситуацию в случае учета ПВ. Напомним суть ПВ. Из квантовой теории полей следует, что уже в пространстве Минковского бозонные поля (известные — электромагнитное, W и Z , глюонные, гравитационное, а также скалярные, см. выше) вносят определенный положительный вклад в плотность энергии даже в низшем энергетическом состоянии, т.е. в вакууме этих полей.

Аналогично фермионные поля (электроны, нейтрино, кварки и другие, гипотетические) вносят отрицательный вклад. Еще на заре современной физики частиц Дирак ввел понятие о заполненном море электронов отрицательной энергии, в котором дырка или пузырь, т.е. незаполненное место представляет собой античастицу — позитрон. Тогда же, в письме к А.Ф.Иоффе находившийся в Кембридже Г.А. Гамов прозорливо отметил, что возникает вопрос о гравитационном действии такого бездонного моря с его бесконечной плотностью отрицательной энергии. В пустоте или вокруг нее, т.е. в слабом гравитационном поле, или, иными словами (на языке общей теории относительности), в плоском или слабо искривленном пространстве и времени вакуумная энергия пренебрежимо мала. Поразительный факт, который полностью смогут оценить только будущие историки науки: мы знаем, что вакуумная энергия (на другом языке — космологическая постоянная) мала, но не имеем рационального теоретического объяснения этой малости. Здесь говорится о будущих историках, потому что настоящую оценку глубины нашего незнания смогут дать лишь те, кто будет вооружен знанием истинного ответа.

Но вернемся к физике. Даже не зная причины тотального, полнейшего, точного сокращения бозонных плюсов и фермионных минусов в плоском пространстве Минковского, можно поставить вопрос о поправках, зависящих от кривизны пространства. Эти поправки (если суметь отделить их от бесконечностей) вполне реальны. Отличие от нуля тензора энергии — импульса, связанного с этими поправками, называется поляризацией вакуума.

Отметим, что в общем случае возникает также спонтанное рождение частиц и античастиц в искривленном вакууме, т.е. в гравитационном поле. В этом случае значение тензора энергии-импульса в данной точке и в данный момент зависит от предыстории системы и не определяется локальными свойствами пространства и времени. Однако в широком классе явлений можно учитывать только локальную ПВ, а рождение реальных частиц не имеет места или мало.

Из соображений размерности следует, что компоненты T_i^k должны быть пропорциональны первой степени безразмерной амплитуды и более высоким степеням волнового вектора возмущений метрики. Это могут быть члены типа R_{ik} или $R_{,ik}$, где R — скаляр кривизны — содержит вторые производные видоизмененных возмущений метрики. Это могут быть и произ-

ведения $R_{il} R^{kl}$ или $R_{il} m_{pl} R^{plmk}$. Мы получаем нужную размерность T_i^k (масса в четвертой степени в системе $\hbar = c = 1$) из четырех k_i, k_k, k_l, k_n метрики. Каждый волновой вектор имеет размерность массы.

На первый взгляд, можно было бы получить T_i^k , умножая квадрат массы частицы на два волновых вектора метрики. Однако такую размерность имеет левая часть уравнений ОТО. Отсюда следует, что квадратичные в волновом векторе члены дают ответ, пропорциональный $G_{ik} = R_{ik} - \delta_{ik} \frac{1}{2} R$; любой другой ответ противоречил бы тождествам Бьянки, т.е. закону сохранения энергии. Следовательно, эти квадратичные члены ведут лишь к перенормировке гравитационной постоянной.

Согласно А.А. Старобинскому, для метрики де Ситтера, характеризующей одной постоянной H (постоянной Хаббла) все 10 уравнений Эйнштейна удовлетворяются одновременно, если выполнено одно скалярное уравнение:

$$H^2 = \text{const} \cdot GH^4 = \text{const} \cdot m_{pl}^2 H^4.$$

Напомним, что H имеет размерность обратного времени, которая в системе $\hbar = c = 1$ совпадает с размерностью массы. Полученное уравнение для H имеет два решения: $H = 0$ или $H = \text{const} \cdot m_{pl}$. Первое решение соответствует пустому миру Минковского: кривизна его равна нулю, на основании опыта, мы знаем, что при этом нет ПВ. Плоское пустое решение является самосогласованным.

Второе решение как раз и описывает инфляционную Вселенную, расширение которой согласованным образом связано с ПВ. При этом ПВ обуславливает $\epsilon > 0$, $\rho = -\epsilon$, т.е. то гравитационное отталкивание, о котором сказано в п. 2.

Разумается, здесь вопрос о ПВ изложен чрезвычайно схематично, на уровне физиков-экспериментаторов, которые хотят понять, о чем идет речь, а не на уровне физиков-теоретиков, которые хотят принять участие в дальнейшей разработке теории. Выше был рассмотрен один определенный класс особо симметричных пространственно-временных комплексов — пространство де Ситтера. Только в этом случае задачу о самосогласованной эволюции удается свести к одному простому уравнению.

После того как найдены самые простые решения, сохраняющие свою форму с течением времени, можно еще поставить вопрос об их малых возмущениях. Оказывается, что с учетом ПВ появляется новый тип возмущений пустого пространства Минковского. Эйнштейн знал о поперечных гравитационных волнах, соответствующих в квантовой теории, как показал в 1936 г. советский физик М.П. Бронштейн, безмассовым частицам со спином 2. Между тем, с учетом ПВ существуют продольные возмущения с частотой порядка m_{pl} , т.е. соответствующие в квантовой теории скалярным частицам (А.А. Старобинский назвал их "скаляронами") с массой порядка

$m_{\rho\sigma}$. Частицы эти нейтральны и неустойчивы, так как распадаются на "обычные" частицы и античастицы за время порядка $m_{\rho\sigma}^{-1}$. Можно ожидать, что благодаря численным множителям масса скалярона M в несколько раз меньше $m_{\rho\sigma}$, а время жизни τ соответственно гораздо больше $m_{\rho\sigma}^2 / M^3$, и в этом смысле скалярон является частицей, не хуже, чем исследуемые на ускорителях резонансы. Вместе с тем скалярону не отвечает какое-либо фундаментальное СП: он является "частицей" в том и только в том смысле, что и фонон в твердом теле.

Подумайте, куда деваются фононы, когда твердое тело испаряется?...

Второй факт, относящийся к решениям с самосогласованной ПВ, заключается в том, что деситтеровское решение ($H = \text{const} \cdot m_{\rho\sigma}$) является неустойчивым. Инфляционное решение необходимо, но только как промежуточное, временное. Не допустимо, чтобы Вселенная застыла на инфляционной стадии. Нужно оставить возможность ее перехода в фридмановскую стадию, сперва плазменную, радиационно-доминированную, а затем — в окружающую нас Вселенную. Для этого и нужна неустойчивость инфляционной Вселенной.

В заключение отметим, что в отличие от скалярных полей, ПВ "необходима". Она является следствием самых общих положений квантовой теории и существования наблюдаемых на опыте полей и частиц. СП, как уже отмечалось, предсказываются специализированными теориями, полностью экспериментально не проверенными.

Призывая к осторожности, мы отнюдь не возражаем против рассмотрения СП. Однако неучет поляризации вакуума заведомо обрекает теорию на неполноту.

Будет ли будущая теория содержать две отдельные инфляционные стадии с доминирующими ПВ и СП или они сольются? Как инфляционные стадии связаны с возможным спонтанным рождением Вселенной? Как происходит это спонтанное рождение? Окончательный ответ на эти вопросы еще скрыт от нас.

4. БАРИОН-АСИММЕТРИЧНАЯ МОДЕЛЬ И ОЧЕНЬ РАННЯЯ ВСЕЛЕННАЯ

Принятая в настоящее время (стандартная) картина эволюции Вселенной основывается на утверждении, что все видимые астрономические объекты состоят из вещества, что в современной Вселенной антивещество отсутствует. В рамках этой картины практически все античастицы, находящиеся в равновесии с частицами и излучением в ранней Вселенной, должны были проаннигилировать в ходе последующего расширения (антибарионы после 10^{-3} с, позитроны — после 10^2 с). Относительно малое по сравнению с

числом фотонов число барионов, оставшихся после аннигиляций, должно было быть задано изначально как избыток барионов над антибарионами. Имевшееся ранее возражение против барион-асимметричной модели как раз и касалось этого изначально заданного избытка. Его произвольность представлялась неэстетичной по сравнению с эстетически привлекательной барион-симметричной космологией. Однако недавно это теоретическое "уродство" барион-асимметричной космологии было устранено. Оказалось возможным связать этот избыток с фундаментальными свойствами элементарных частиц.

Образование барионного заряда в ранней Вселенной

Избыток барионов должен быть "руками" заложен во Вселенную с самого начала, если барионный заряд сохраняется. Однако барионный заряд (барионное число) существенно отличается от электрического заряда — с барионным зарядом не связано дальнедействующее поле, поэтому его возможное несохранение не приводило бы к драматической мгновенной перестройке такого поля. Никакие фундаментальные физические причины не препятствуют несохранению барионного заряда. Сохранение барионного заряда означает только, что во всех известных реакциях число барионов минус число антибарионов сохраняется и что самый легкий барион — протон — стабилен. Последнее проверено с высокой точностью — эксперименты показывают, что время жизни протона во всяком случае превышает 10^{31} лет. Так что фактически сохранение барионного заряда не имеет каких-либо фундаментальных оснований; это просто экспериментальный факт, проверенный с очень высокой точностью. В 1967 г. было впервые указано*, что несохранение барионов может иметь место во взаимодействии элементарных частиц, вызывая доминантность вещества в современной Вселенной. Они предположили, что процессы между кварками и лептонами типа $d\bar{d} \rightarrow de^+$, $\bar{u}\bar{u} \rightarrow de^-$ или $\bar{u}d \rightarrow d\nu$ могли происходить в ранней Вселенной, вызывая образование барионного заряда. Поэтому в изначально барион-симметричной Вселенной барионная асимметрия, т.е. ненулевой барионный заряд, может возникнуть вследствие таких процессов. Однако для образования барионного заряда требуется выполнение еще двух дополнительных условий. Одного только несохранения барионного заряда недостаточно для образования барионного избытка, поскольку образованию такого избытка препятствуют: 1) принцип детального равновесия, справедливый для любой системы с С и СР сохранением; 2) термодинамическое равновесие, требующее, чтобы даже в отсутствие детального равновесия скорость процессов из данного начального состояния во все возможные конечные состояния была равна сумме скоростей процессов из всех

* Подробнее см. дополнения редактора русского перевода в кн. [2].

возможных состояний в данное начальное. Итак, необходимо нарушение C и CP , равно как должны реализоваться неравновесные условия. Оказывается, что в рамках космологии ЕКТ могут реализоваться все эти три условия.

ЕКТ, являющиеся обобщением калибровочной теории электрослабого взаимодействия и квантовой хромодинамики, рассматривают лептоны и кварки единым образом, относя их к одному и тому же представлению калибровочной симметрии, т.е. как различные состояния одной частицы. Все взаимодействия рассматриваются как локальные калибровочные преобразования из одного состояния в другое. Теория основана на инвариантности взаимодействий относительно таких преобразований, что неизбежно приводит к существованию безмассовых калибровочных векторных бозонов, осуществляющих все взаимодействия частиц. Следовательно, все силы должны быть дальнедействующими. Но мы знаем, что для слабого и сильного взаимодействия это не так. Чтобы теория воспроизводила наблюдаемое различие в радиусах действия сил, соответствующие бозоны должны быть сделаны массивными. Механизм генерации масс в рамках локальной калибровочной теории был предложен Хиггсом. В этом механизме вводится вспомогательное скалярное поле, взаимодействие которого с калибровочными бозонами и фермионами обеспечивает и массу. Простейшим примером ЕКТ является $SU(5)$. Взаимодействия ЕКТ обусловлены обменом различными калибровочными бозонами. В $SU(5)$ имеется 24 калибровочных бозона. Двенадцать из них обеспечивают электромагнитное, слабое и сильное взаимодействие: 1 фотон + 3 слабых бозона + 8 глюонов. Имеются и двенадцать новых взаимодействий, обусловленных обменом лептокварками (X-бозонами). X-бозоны вызывают лептокварковые переходы: $qq \rightarrow X \rightarrow \bar{q}l$. Предсказываемые массы X-бозонов порядка $M_X \sim 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ, поэтому они вызывают распады протона $p \rightarrow e^+ \pi^0$ или $p \rightarrow \nu \pi^+$ со временем жизни $\tau_p > 10^{30}$ лет. Лептокварки не могут образовываться ни на ускорителях, ни в космических лучах, но они должны были присутствовать в очень ранней Вселенной, когда температура $T > M_X$, т.е. при $t < 10^{-35}$ с. При этих температурах весь "зоопарк" ЕКТ (сверхтяжелые хиггсовские мезоны, сверхтяжелые лептоны или кварки, "обычные" хиггсовские и промежуточные бозоны, глюоны, кварки, лептоны и т.д.) находился в равновесии. Были возможны все типы процессов, включая несохраняющие барионное число. Чтобы представить основную идею образования барионной асимметрии, мы ограничимся только X-бозонами.

Для простоты предположим, что лептокварк имеет только две моды распада: $X \rightarrow qq$ (с относительной вероятностью r) и $X \rightarrow \bar{q}l$ (с относительной вероятностью $1-r$). Тогда соответствующий антилептокварк \bar{X} распадается на $\bar{q}\bar{q}$ (относительная вероятность \bar{r}) и $q\bar{l}$ (относительная

вероятность $(1-\bar{r})$). Вследствие СРТ инвариантности времена жизни X и ее античастицы \bar{X} должны быть равны. Но если C и CP инвариантности нарушены, детальное равновесие отсутствует и относительные вероятности соответствующих мод распада X и \bar{X} не равны друг другу, т.е. $r \neq \bar{r}$. Проявляется несохранение барионного числа и нарушение C (CP) в распадах X . Однако этих двух условий еще недостаточно для образования барионного избытка, поскольку в термодинамическом равновесии существует детальное равновесие между прямыми и обратными реакциями, так что $X \rightarrow qq(\bar{q}l)$ распад и обратная реакция $qq(\bar{q}l) \rightarrow X$ имеют одинаковые скорости. В равновесии барионный избыток не возникает. Необходимы неравновесные процессы. Когда температура падает ниже m_X , концентрация X -бозонов "закаляется" и процессы их распада выходят из равновесия. Тогда в распадах X и \bar{X} образуется барионный избыток $\Delta B = r \cdot \frac{2}{3} - \bar{r} \cdot \frac{2}{3} - \frac{1}{3}(1-r) + \frac{1}{3}(1-\bar{r}) = r - \bar{r}$ на распад. Умножая этот избыток на концентрации X и \bar{X} в момент распада и поделив на концентрацию всех остальных релятивистских частиц находившихся в этот период в равновесии, получаем величину барионной асимметрии

$$\frac{\Delta n_B}{n_B} = (r - \bar{r}) \frac{n_X}{n_r} \quad (22)$$

Знак барионной асимметрии Вселенной

Величина и сам знак асимметрии зависят от величины $r - \bar{r}$, которая, в свою очередь, определяется знаком нарушающей CP фазы. Если мы жестко зададим этот знак таким, чтобы получился именно избыток барионов, а не антибарионов, то в теории возникает выделенность левой системы координат.

Еще в своей классической работе Ли и Янг, указывая на возможность нарушения P -четности в слабом взаимодействии, обсуждали необходимость наличия в теории "зеркальных частиц", обеспечивающих инвариантность пространства относительно замены левой системы координат на правую. Если между "обычными" и "зеркальными" частицами имеется строгая симметрия, нарушение P -четности в слабом взаимодействии обычных частиц компенсируется обратным знаком нарушения P -четности в слабом взаимодействии соответствующих зеркальных частиц. Переход от левой системы координат к правой должен сопровождаться заменой обычных частиц на соответствующие зеркальные. Комбинированная CP инверсия предлагала наиболее экономичное решение, отождествляя "зеркальные частицы" с уже известными частицами — двойниками обычных частиц, их античастицами. Но

открытие несохранения CP вновь подняло вопрос о восстановлении равноправия левой и правой систем координат.

Фактически теория стоит перед альтернативой: либо допустить в современную Вселенную новую форму вещества — зеркальное вещество, воздействующее на обычное фактически только гравитационно, либо принять выделенность в окружающей нас части Вселенной левой системы координат, что автоматически вело бы к существованию очень удаленной от нас (за современным космологическим горизонтом) области с избытком антивещества, в которой выделена правая система координат.

Первый вариант рассматривался Блинниковым и Хлоповым. Оказалось, что зеркальные астрономические объекты не так-то легко обнаружить. Второй вариант отвечает "мягкому" нарушению CP , предложенному Ли. Зельдович, Кобзарев и Окунь показали, что в этом случае спонтанного нарушения CP инвариантности между миром и антимиром должны существовать сверхмассивные стенки. В инфляционных моделях размер CP -доменов может получаться очень большим. Это может снять прямое противоречие с наблюдаемыми свойствами Вселенной. Но все-таки жить в ощущении стенки за горизонтом не очень приятно.

5. АНТИВЕЩЕСТВО И НЕОДНОРОДНОСТИ

Мы установили связь между сохранением антивещества во Вселенной и неоднородностями в распределении вещества и антивещества. Рассмотрим теперь эту связь в несколько ином аспекте: в связи с общей проблемой начальных неоднородностей, т.е. начальных условий в теориях образования галактик.

На ранних стадиях расширения во Вселенной не было наблюдаемых сейчас неоднородностей. Не было звезд, галактик и их скоплений. Экстраполяция в прошлое наблюдаемой в настоящее время однородности распределения в больших масштабах приводит к картине почти однородной плазмы, находившейся в равновесии с излучением. Присутствовавшие тогда во Вселенной малые возмущения плотности должны были в ходе последующего расширения вырасти к настоящему времени в наблюдаемую структуру неоднородностей. Анализ такого роста малых возмущений составляет основу современной теории образования галактик.

Природа начальных возмущений может быть различной. В этом вопросе имеется два основных подхода. В первом подходе данному возмущению плотности вещества соответствует возмущение плотности излучения, так что удельная энтропия (число фотонов, приходящиеся на нуклон) не возмущена. Такие возмущения называются адиабатическими и теория эволюции таких

возмущений называется адиабатической (А) теорией образования галактик. Во втором подходе рассматриваются такие возмущения плотности вещества (т.е. барионного заряда), что полная плотность вещества и излучения остается неизменной. В последнем случае удельная энтропия возмущенной и невозмущенной областей различна. Такие возмущения называются поэтому энтропийными, а теория эволюции таких возмущений называется энтропийной (Е) теорией образования галактик.

В обоих подходах важнейшим является вопрос о спектре начальных возмущений плотности. Под спектром неоднородностей мы понимаем связь между амплитудой возмущений и размером возмущенной области. Амплитуда возмущения определяется как относительная величина отклонения плотности в возмущенной области от средней. Спектр неоднородностей определяет параметры структуры неоднородностей и эволюцию такой структуры, т.е. настоящую и будущую картину ночного неба. Недавно были предприняты попытки (см. п. 2 и 3) связать этот спектр с квантовыми флуктуациями в очень ранней Вселенной. Независимо от того насколько успешными окажутся такие попытки, необходимы наблюдательные ограничения на такой спектр.

Астрономические наблюдения дают информацию о длинноволновой части спектра, отвечающей масштабам звездных скоплений, галактик, скоплений галактик, сверхскоплений... вплоть до современного космологического горизонта. Но для полной картины эволюции Вселенной важна информация о возмущениях во всех масштабах. В рамках статистической теории спектр возмущений характеризуется дисперсией гауссовского распределения амплитуды. Спектр определяется величиной

$$\sqrt{\left(\frac{\delta\rho}{\rho}\right)^2} = \delta(M). \quad (23)$$

Даже при малых $\delta(M)$ статистические флуктуации обеспечивают с экспоненциально малой вероятностью существование возмущений плотности с амплитудой порядка 1.

Оказывается, что в обеих теориях образования галактик возмущения с амплитудой порядка 1 тесно связаны с источниками антивещества. Действительно, наличие адиабатического возмущения с амплитудой порядка 1 в некотором масштабе означает, что на очень ранней стадии расширения область, в которой такое возмущение возникает, обособляется от космологического расширения, образуя черную дыру. Такие черные дыры, образующиеся в ранней Вселенной задолго до образования звезд и галактик, называются первичными в отличие от черных дыр, которые по современным представлениям должны образовываться в результате эволюции массивных звезд. Возможность образования первичных черных дыр (ПЧД) впервые обсуждалась Зельдовичем и Новиковым.

Хоукинг показал, что ПЧД малой массы испаряются. Энергия частиц, образующихся при испарении, обратно пропорциональна массе ПЧД. Поэтому ПЧД малой массы испускают релятивистские частицы и среди продуктов испарения должны присутствовать также $\bar{p}\bar{p}$ пары. Таким образом, благодаря возможности образования ПЧД и их последующего испарения адиабатические возмущения малого масштаба могут отражаться в появлении \bar{p} во Вселенной.

В случае энтропийных возмущений, возмущения барионного заряда порядка 1 означают, что в рассматриваемом масштабе плотность барионного заряда меняет знак, т.е. в этом масштабе возникает домен антивещества. Домены антивещества достаточного размера могут сохраниться во Вселенной и в эпоху после космологического нуклеосинтеза, вызывая позднюю \bar{p} аннигиляцию.

Как могут образоваться энтропийные возмущения, если справедлив описанный в п. 4 механизм образования барионной асимметрии Вселенной? Мы упоминали о зависимости знака барионной асимметрии от знака нарушающей CP фазы. Кузьмин, Шапошников и Ткачев указывали на возможность того, что в период генерации барионной асимметрии имеются домены с разными знаками CP-нарушающей фазы. Между нашими доменами возникали сверхплотные стенки, но вскоре после окончания генерации барионной асимметрии происходил фазовый переход, восстанавливавший симметрию. CP-домены и стенки в этой схеме, которую можно реализовать в модели $SU(5)$ с тремя мультиплетами хиггсовских полей, существуют во Вселенной непродолжительный период, как раз тогда, когда генерируется барионная асимметрия. Недавно Йошимура указал, что подобный сценарий может реализоваться в схемах с "невидимым" аксионом. На ранних стадиях эволюции соответствующего скалярного поля могут быть этапы, когда "инстантонные" эффекты КХД в нарушении CP не скомпенсированы, причем в разных точках пространства знак этой фазы может быть разным.

6. ТЯЖЕЛЫЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ В ЕКТ

Возможность образования доменов вещества и антивещества, отмеченная нами ранее, связана в рамках ЕКТ с хиггсовским механизмом нарушения симметрии ЕКТ. В результате такого нарушения симметрии предсказываются массивные частицы с массами $10^{12} - 10^{16}$ ГэВ. Большинство из них имеют времена жизни, сравнимые с соответствующими космологическими временами $\tau(\pi) \sim \frac{\pi \rho t}{\pi^2}$, так что они не могут сохраниться во Вселенной намного позже момента, когда температура падает

до $T \lesssim m$. Это справедливо для Х-бозонов, хиггсовских мезонов и большинства фермионов, предсказываемых ЕКТ. Однако имеются специальные случаи, когда частицы имеют время жизни много большее, чем характерное космологическое время π_{pl} / m^2 . Такие частицы мы будем называть метастабильными. Эти частицы могут сохраняться во Вселенной много позже того, как $T \sim m$. При $T \ll m$ они выходят из равновесия и их концентрация закаляется, существенно превышая равновесную ($\sim \exp(-T/m)$) при данной температуре.

Если время жизни частиц превышает 1 с, их наличие во Вселенной может повлиять на физические процессы во Вселенной после нуклеосинтеза и, в частности, на первичное обилие легких элементов. Частицы со временем жизни, меньшим 1 с, не могут оказать прямого влияния на космологический нуклеосинтез, поскольку они распадаются прежде, чем во Вселенной протекают реакции космологического нуклеосинтеза. Однако до своего распада частицы могли доминировать в космологической плотности, обеспечивая ранние пылевидные стадии своей доминантности, на которой возможно образование ПЧД из малых начальных возмущений плотности.

ПЧД сохраняются во Вселенной значительно дольше частиц, из которых они были образованы, обеспечивая тем самым косвенное влияние таких частиц на физику расширения после 1 с. Как прямо, так и косвенно тяжелые метастабильные частицы вызывают позднее образование антибарионов либо в распадах метастабильных частиц (со временем жизни > 1 с) на $p\bar{p}$ + что угодно, либо при испарении ПЧД (с массой $M < 10^{13}$ г). Обсудим теперь связь тяжелых метастабильных частиц с ПЧД.

Доминантность нерелятивистских частиц в космологической плотности означает, что уравнение состояния расширяющейся Вселенной перестает быть релятивистским $p = \epsilon/3$. Нерелятивистские частицы оказывают давление, пренебрежимое по сравнению с их плотностью энергии ϵ : $p \sim m v^2 n_m$ и $\epsilon \sim m c^2 n_m$, так что $p \ll \epsilon$ при $v \ll c$. Уравнение состояния становится пылевидным $p \approx 0$.

Ранние пылевидные стадии и образование ПЧД

В соответствии с теорией гравитационной неустойчивости (см. [1]) в расширяющейся Вселенной на пылевидной стадии малые начальные возмущения растут как

$$\left(\frac{\delta \rho}{\rho} \right)_M \propto \delta_M \left(t/t_M \right)^{2/3}, \quad (24)$$

где t_M — момент, когда возмущение с начальной амплитудой $\delta \rho/\rho|_{t=t_M} = \delta_M$ данного масштаба M выходит из-под горизонта M_H . При $t_1 \sim \delta_M^{-3/2} t_M$ вели-

чина $(\delta\rho/\rho)_M$ становится порядка 1 и начинается нелинейная стадия развития возмущений масштаба M . Неоднородности обособляются от космологического расширения и начинают сжиматься. Формируется структура неоднородностей, характер которой существенно зависит от свойств частиц. Большинство сжимающегося вещества формирует неоднородности с малым гравитационным потенциалом. Однако с малой (но не нулевой) вероятностью может реализоваться сферически симметричное однородное сжатие. В этом случае вещество сжимается под свой гравитационный радиус, образуя черную дыру (ЧД). Вероятность такого прямого образования ЧД определяется амплитудой начального возмущения плотности: чем она меньше, тем точнее необходима подстройка распределений скорости и плотности частиц внутри конфигурации, тем менее вероятно образование ЧД.

Оценки Полшарева и Хлопова дают для вероятности образования ПЧД

$$W_{\text{ПЧД}} \approx 2 \cdot 10^{-2} \delta_M^{13/2} \quad (25)$$

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

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

входит на пылевидной стадии в ЧД.

Спектр образующихся ЧД определяется спектром начальных неоднородностей. При этом процесс прямого образования ЧД эффективен только для определенного интервала масс — вероятность прямого образования ЧД с массами, меньшими, чем масса горизонта в момент t_0 : $M_0 = m_{\text{pl}} t_0 / t_{\text{pl}}$, сильно подавлена. Процесс прекращается, когда заканчивается пылевидная стадия. Поэтому максимальная масса образующихся ЧД равна масштабу неоднородностей, которые начинают сжиматься в этот момент, т.е. $M_{\text{max}} = m_{\text{pl}} \frac{t}{t_{\text{pl}}} \delta_M^{-3/2}$.

Итак, рассматриваемый механизм приводит к столбчатой форме спектра ПЧД и может привести, например, к образованию ПЧД, испаряющихся только до рекомбинации, так что ПЧД, испаряющиеся после рекомбинации, не образуются. Такая возможность возникает, если $M_{\text{max}} < 10^{13}$ г, т.е. $t \delta_M^{-3/2} < 10^{18} t_{\text{pl}}$. Рассмотренный механизм обеспечивает образование ПЧД, испаряющихся до рекомбинации, если $M_0 < 10^{13}$ г, т.е. если $t_0 < 10^{18} t_{\text{pl}}$. Последний случай имеет место (например, для предсказываемых в схемах) асимптотически свободной $SU(5)$ σ -фермионов с $m_\sigma \approx 3 \cdot 10^{13}$ ГэВ или (правых) R -нейтрино с $m_R \approx 10^{11}$ ГэВ.

По окончании ранней пылевидной стадии при $t > t_0$, когда тяжелые частицы распадаются и ультрарелятивистские продукты их распада снова устанавливают релятивистское уравнение состояния $\rho = \varepsilon/3$, относитель-

ный вклад ПЧД в космологическую плотность растет как $M/T \propto (t/\tau)^{1/2}$, так что доля вещества $\alpha(M)$, которая содержится в ПЧД к моменту $t_e = \left(\frac{M}{m_{pl}}\right)^3 t_{pl}$ их испарения, увеличивается и составляет

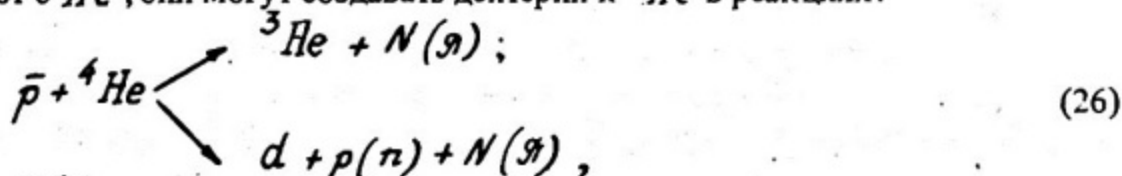
$$\alpha(M) = \beta(M) \left(\frac{t_e}{\tau}\right)^{1/2} = \beta(M) \sqrt{\frac{M^3}{m_{pl}^4 \tau}}$$

Астрофизические эффекты возможного появления ПЧД в современной Вселенной или продуктов их испарения (при массе ПЧД $M < 10^{15}$ г) в период испарения ограничивают допустимую величину $\alpha(M)$, а значит, и свойства сверхмассивных метастабильных частиц. Далее мы остановимся на возможных ограничениях на величину $\alpha(M)$ для ПЧД с $10^{10} < M < 10^{13}$ г, испаряющихся в период $10^3 \div 10^{13}$ с.

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

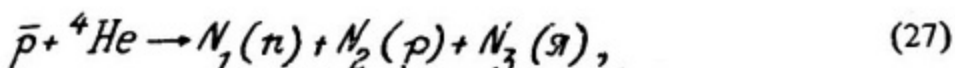
Рассмотрим период после конца первичного нуклеосинтеза, но перед рекомбинацией водорода, т.е. $10^3 \leq t \leq 10^{13}$ с. Если распады частиц, испарение первичных ЧД или задержка аннигиляции \bar{p} в доменах антивещества обеспечивали появление \bar{p} в этот период, то ограничение на их концентрацию $f = n_{\bar{p}}/n_b$, которое можно получить из данных по искажениям спектра реликтового излучения, довольно слабое: $f \sim 1$. Но легко получить гораздо более сильные ограничения на величину f , изучая аннигиляцию антипротонов в ${}^4\text{He}$.

В п. 1 мы говорили, что ${}^4\text{He}$ — наиболее распространенный после водорода элемент во Вселенной. Его весовая концентрация $X_{{}^4\text{He}} = 4 \cdot n_{{}^4\text{He}}/n_H \approx 0,24$, а весовые концентрации других элементов значительно меньше. Например, $X_D = 2,5 \cdot 10^{-5}$, а $X_{{}^3\text{He}} = 4,2 \cdot 10^{-5}$. Когда антипротоны аннигилируют с ${}^4\text{He}$, они могут создавать дейтерий и ${}^3\text{He}$ в реакциях:



где $N(\pi)$ — число пионов. Следовательно, если антиматерия в самом деле существовала в ранней Вселенной после окончания эры нуклеосинтеза, то это неминуемо должно было привести к образованию D и ${}^3\text{He}$. Сравнивая весовые концентрации ${}^4\text{He}$, D и ${}^3\text{He}$ легко видеть, что разрушение даже небольшой доли ${}^4\text{He}$ ($\sim 10^{-4}$) в аннигиляции могло привести к созданию практически всего наблюдаемого сейчас обилия дейтерия или ${}^3\text{He}$.

Необходимо отметить, что в ранней Вселенной дейтерий мог образовываться не только в прямых реакциях типа (26). Как мы говорили в п.1, после окончания нуклеосинтеза во Вселенной не остается свободных нейтронов, все нейтроны оказываются связанными в ядрах или распадаются. Из-за $\bar{p}^4\text{He}$ аннигиляции появляется некоторое число свободных нейтронов:



где N_1 , N_2 и N_3 — числа нейтронов протонов и пионов.

Если плотность вещества во Вселенной в момент аннигиляции достаточно велика, то нейтроны могут успевать, прежде чем распасться, провзаимодействовать с протонами и образовать дейтерий в таких реакциях:



Следовательно, создается дополнительное количество дейтерия.

Итак, в $\bar{p}^4\text{He}$ аннигиляции дейтерий может образовываться двумя способами: 1) за счет прямых процессов; 2) косвенным образом. Первый механизм существует всегда (когда, естественно, происходит аннигиляция), а второй механизм образования дейтерия возможен только в ранней, горячей Вселенной. Косвенный механизм образования дейтерия, если он возможен, доминирует. Это происходит просто из-за того, что число нейтронов, возникающих при аннигиляции, больше, чем число дейтронов.

Косвенный механизм эффективен только в том случае, когда нейтроны главным образом захватываются протонами и не успевают распасться. То есть характерное время реакции (28) меньше, чем время жизни нейтрона $t_n \sim 10^3$ с:

$$\tau = \frac{1}{n_p \langle \sigma v \rangle} \leq t_n, \quad (29)$$

где n_p — концентрация протонов; σ — сечение реакции (28), а v — скорость n . Оценки, сделанные Зельдовичем, Старобинским, Хлоповым и Четчинским, показали, что косвенный механизм становится подавленным после $t_D = 0,97 \cdot 10^6$ с, ($\tau > t_n$). Следовательно, когда Вселенная становится старше, чем $t_D \approx 0,97 \cdot 10^6$ с ≈ 3 месяцев, единственным механизмом образования дейтерия становится прямой механизм.

Давайте теперь оценим, какие ограничения можно получить при изучении $\bar{p}^4\text{He}$ на величину f . Дополнительное количество дейтерия, образующегося в аннигиляции, таково:

$$\Delta n_D = \begin{cases} n_{^4\text{He}} (f_D + f_n) f & \text{при } 10^3 \leq t \leq t_D; \\ n_{^4\text{He}} f_D f & \text{при } t > t_D, \end{cases} \quad (30)$$

где $n_{4\text{He}}$ — концентрация ${}^4\text{He}$; f_n, f_D — среднее число n и d , образующихся в результате аннигиляции. Аналогичной для ${}^3\text{He}$ будет

$$\Delta n_{3\text{He}} = n_{4\text{He}} f_{3\text{He}} f. \quad (31)$$

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

$$f \leq \begin{cases} \frac{2X_D}{X_{4\text{He}}(f_n + f_D)} & \text{при } 10^3 \leq t \leq t_D; \\ \frac{2X_D}{X_{4\text{He}} f_D} & \text{при } t > t_D, \end{cases} \quad (32)$$

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

Для оценки положим, что все аннигиляционные каналы в $\bar{p}{}^4\text{He}$ имеют одинаковые сечения и $\sigma'_{\text{анн}} = 0,5\sigma'_{\text{tot}}$ (где σ'_{tot} — полное сечение $\bar{p}{}^4\text{He}$ взаимодействия), тогда легко показать, что

$$f \leq 10^{-4}. \quad (33)$$

Следовательно, экспериментальное изучение $\bar{p}{}^4\text{He}$ аннигиляции может дать ценную информацию о выходах D , ${}^3\text{He}$ и n , что, в свою очередь, позволит получить ограничения на возможное количество антивещества в ранней Вселенной. Причем данная оценка, по крайней мере, на три порядка "мощнее", чем та, которая из анализа искажений спектра реликтового излучения.

Эксперименты по измерению выхода D и ${}^3\text{He}$ в $\bar{p}{}^4\text{He}$ взаимодействии был осуществлен по нашему предложению на ускорителе LEAR в ЦЕРН. Уже предварительные результаты показали, что выход ${}^3\text{He}$ в этой реакции большой ($\geq 10\%$). Это обеспечивает жесткое ограничение на допустимое количество аннигилирующих на РД стадии антипротонов. Такое ограничение, в частности, ведет к очень сильному ограничению на концентрацию реликтовых гравитино, которые согласно локально супер-симметричным моделям Великого объединения, должны иметь массу $\sim 10^{-2} \div 10^3$ ГэВ и распадаться при $t \sim 10^5 \div 10^8$ с с неизбежным появлением заметного (не менее одной на распад) количества $\bar{p}p$ пар.

Получаемое ограничение $n_{3/2}/n_n < 10^{-12}$ ограничивает максимальную величину температуры во Вселенной после инфляции: $T_R \lesssim 10^8$ ГэВ, что жестко ограничивает допустимые параметры локальных суперсимметричных моделей.

Так, казалось бы, чисто ядерно-физический вопрос оказывается важным и для космологии и для моделей ЕКТ.

8. МАССИВНЫЕ НЕЙТРИНО ВО ВСЕЛЕННОЙ

Результаты экспериментов группы ИТЭФ указывают на наличие у нейтрино массы $\gtrsim 20$ эВ. В этом случае массивные нейтрино должны доминировать в современной космологической плотности. Вселенная должна быть в основном нейтринной, так что видимое вещество галактик и звезд составляло бы малый довесок к невидимому веществу массивных нейтрино. На прошлой школе МИФИ уже обсуждались радикальные изменения картины эволюции Вселенной в целом и развития ее наблюдаемой структуры неоднородностей в нейтринной Вселенной.

Современные модели элементарных частиц предсказывают целые классы новых, массивных стабильных (или почти стабильных) слабо взаимодействующих частиц (гравитино, фотино, аксионы, майоронов), рождение которых в столкновениях частиц на ускорителя сильно подавлено. Поэтому мы обсудим вопрос о космологии массивных нейтрино в более общем контексте астрофизических ограничений на свойства слабо взаимодействующих частиц. Такие частицы могли рождаться в условиях ранней Вселенной, могли сохраниться и на значительно более поздних стадиях расширения и своим гравитационным воздействием могли в значительной мере влиять на некоторые наблюдаемые особенности структуры Вселенной, ее плотность и другие свойства. Эти частицы могли составлять скрытую массу Вселенной на различных этапах космологической эволюции.

Наиболее хорошо известны два космологических ограничения:

- 1) данные о возрасте Вселенной ограничивают (сверху) современную плотность Вселенной и тем самым современную плотность скрытой массы;
- 2) наблюдаемое обилие легких элементов ограничивает (сверху) допустимую плотность Вселенной в период космологического нуклеосинтеза. Обычно это ограничение формулируют как ограничение на плотность релятивистских (числа сортов нейтрино), но оно справедливо и при доминантности в этот период во Вселенной нерелятивистских частиц.

Сейчас появились достаточно надежные свидетельства существования во Вселенной скрытой массы, значительно превосходящей массу видимого вещества звезд, галактик, межзвездного и межгалактического газа и, вероятно, связанной с нерелятивистскими слабо взаимодействующими частицами. В основе этого заключения лежат две группы теоретических расчетов и наблюдательных данных:

- а) данные о дисперсии скоростей галактик в богатых скоплениях галактик и данные о рентгеновском излучении горячего газа, находящегося в

этих скоплениях. Наблюдается спектр излучения, отдельные линии тяжелых элементов, причем температура газа хорошо коррелирует с дисперсией скоростей галактик и соответствует гравитационному потенциалу и, соответственно, полной массе скопления, на порядок величины превосходящей сумму масс галактик и газа. Измерения зависимости от радиальной координаты скорости вращения ряда галактик также свидетельствуют (в предположении о стационарности галактик) о значительной плотности невидимого вещества, сосредоточенного преимущественно на периферии галактик;

б) малость флуктуаций температуры реликтового излучения (в зависимости от координат на небесной сфере) доказывает, что в прошлом неоднородности были малы, тогда как существование галактик и структуры Вселенной доказывает, что эти неоднородности не могли быть слишком малыми. Согласовать эти оценки удается лишь в предположении, что основная часть плотности Вселенной в период формирования структуры определялась слабовзаимодействующими нерелятивистскими частицами.

Если скрытую массу Вселенной обеспечивают реликтовые массивные нейтрино с массой $m \sim 30$ эВ, то обе группы фактов получают единое объяснение. В такой модели, изучавшейся в последние годы наиболее подробно (как теоретически, так и методами численного моделирования), удается объяснить основные качественные особенности наблюдаемой структуры Вселенной. Возмущения плотности в газе реликтовых нейтрино, отцепившихся в ранней Вселенной от вещества и излучения, затухают под горизонтом до тех пор, пока в ходе расширения Вселенной нейтрино не становятся нерелятивистскими. Поэтому минимальный масштаб незатухающих возмущений плотности, характеризующий минимальный масштаб элементов формирующейся структуры ("блинов" сверхскоплений), определяется горизонтом

$$l_h = \frac{m_{pl}}{m^2} \quad (\text{в ед. } \hbar = c = 1) \quad \text{при } T \sim m, \quad \text{когда нейтрино становятся нерелятивистскими.}$$

В современную эпоху с учетом изменения масштабного фактора в ходе расширения Вселенной, этот минимальный масштаб составляет $l_{h \min} = \frac{m_{pl}}{m \cdot T_0}$ (T_0 — современная температура реликтового излучения) или $l_{\min, c} = 40 \text{ Мпк} \left(\frac{30 \text{ эВ}}{m} \right)$. Эта оценка минимального масштаба с точностью до коэффициента 1,5 — 2 согласуется с наблюдательными данными о среднем расстоянии между сверхскоплениями и пространственном распределении скоплений галактик. Модель, в принципе, позволяет также качественно описать распределение скрытой массы в галактиках и скоплениях галактик.

Задаваясь обратной задачей — определить физические свойства скрытой массы, вызывавшей формирование наблюдаемой структуры, можно утверждать, что если масса слабовзаимодействующих частиц не превышает 10 эВ, то предсказываемый масштаб формирующейся структуры превышал

бы наблюдаемый. Имеющиеся данные наблюдений пока не позволяют оценить допустимый минимальный масштаб $l_{min} \ll l_{min,c}$, который может соответствовать доминантности во Вселенной либо слабозаимодействующих частиц с массой $m \gg 30$ эВ, либо легких частиц ($cm \ll 30$ эВ) со специфическими условиями их образования, как это имеет место в случае невидимых аксионов. Решение вопроса о возможной доминантности таких частиц требует более детального анализа (как теоретического, так и наблюдательного) структуры Вселенной.

Необходимость перехода к более сложным космологическим моделям встает особенно остро в связи с рядом возникших в последнее время количественных трудностей простой космологической модели с массивными нейтрино. Эти трудности обусловлены:

а) быстрой эволюцией структуры. Структура должна образоваться до образования квазаров, наблюдаемых при красных смещениях $z \sim 3.5$. При космологической плотности, равной критической, что отвечает оценке плотности при $m \sim 30$ эВ и соответствует предсказаниям моделей раздувающейся Вселенной, темп эволюции структуры оказывается столь быстрым, что образование структуры при $z \gtrsim 4$ должно привести к ее полному разрушению к настоящему времени;

б) ограничениями на крупномасштабную анизотропию температуры реликтового излучения. При плоском спектре возмущений, предложенном Зельдовичем и предсказываемом моделями раздувающейся Вселенной, ожидаемая величина такой анизотропии, соответствующая образованию структуры при $z \gtrsim 4$, не подтверждается последними наблюдениями.

Имеются два альтернативных подхода к разрешению этих трудностей.

А. Скрытая масса и в период формирования структуры и в настоящее время определяется одними и теми же частицами (но с $l_{min} \ll l_{min,c}$). Это модели доминантности во Вселенной массивных гравитино, фотино, аксионов, в которых при $z \gtrsim 4$ образуется структура в масштабе, меньшем $l_{min,c}$, эволюционирующая в некоторое подобие структуры в масштабе $l_{min,c}$ к настоящему времени. Предсказываемая крупномасштабная анизотропия немного понижается по сравнению со случаем $l_{min,c}$ и может не противоречить наблюдательным ограничениям.

Б. Частицы, определяющие скрытую массу в период формирования структуры и в настоящее время — разные, т.е. привлекается целый спектр слабозаимодействующих частиц. В таких моделях тяжелые частицы формируют крупномасштабную структуру Вселенной, затем при $t \gtrsim 10^8 - 10^9$ лет распадаются на более легкие релятивистские частицы, и продукты распада вновь образуют однородный фон. Реликтовые легкие частицы объясняют современную скрытую массу. Известными примерами такого рода являются схемы распадов более тяжелого нейтрино на более легкое с излучением майорона или фэмилона. Требуемое время жизни $10^8 - 10^9$ лет

получится в указанных схемах при характерном масштабе спонтанного нарушения лептонного числа или симметрии между поколениями $M \sim 10^9 - 10^{12}$ ГэВ (в зависимости от массы распадающихся частиц). Этот масштаб близок к масштабу нарушения суперсимметрии в моделях с "геометрической иерархией масштабов" или к масштабу масс "легких" хиггсовских мезонов, обеспечивающих доминантность моды распада протона (например, $p \rightarrow \pi^+ K^0$).

Важнейшее достоинство моделей Б — понижение в 5 — 10 раз (по сравнению с моделью стабильных нейтрино, или моделями А) ожидаемых значений крупномасштабных флуктуаций температуры реликтового излучения.

Уже в ближайшее время выяснение вопроса о наличии характерной для моделей структуры в наблюдаемых "пустотах" между сверхскоплениями и поиск крупномасштабной анизотропии реликтового излучения позволят сделать выбор между моделями А и Б и установить допустимые значения величины l_{min} , жестко фиксирующей свойства частиц скрытой массы.

Отметим, что обе альтернативы неизбежно привлекают новые частицы и (или) новые свойства известных частиц.

Возможности, открываемые теорией элементарных частиц, следует учитывать и при анализе космологических ограничений 1 и 2 на среднюю плотность Вселенной. Например, интересной универсальной возможностью понизить плотность всех реликтовых частиц является существование стадии доминантности нестабильных массивных частиц с временем жизни $\tau \sim 1 - 10^4$ с, распадающихся по каналу $\nu_H \rightarrow e^+ e^- \nu_L$ или $\nu_H \rightarrow \mu \nu_L$. После распада таких частиц резко возрастает температура реликтового излучения. Плотность же реликтовых слабо взаимодействующих частиц не изменяется и определяется условиями в более холодной (до распадов) Вселенной, поэтому ограничение 1 на современную космологическую плотность приводит к более слабому ограничению на массу этих частиц. Интересно, что в таких моделях доминантность ν_H в период закалки отношения концентраций нейтронов и протонов вообще снимает ограничение 2 на число сортов легких слабо взаимодействующих частиц. В этом случае данные о концентрации легких элементов могут только ограничить свойства ν_H , например ограничивают снизу начало их доминантности.

В заключение укажем, что несмотря на имеющуюся пока неоднозначность в детальном описании свойств структуры Вселенной, уже сегодня использование соображений о процессах образования и эволюции наблюдаемой структуры Вселенной позволяет получить интересную информацию о физической природе и свойствах скрытой массы, определяющей плотность Вселенной. Можно ожидать, что уже в ближайшее время дальнейшее развитие детальных представлений о структуре Вселенной обеспечит новый эффективный метод астрофизической проверки предсказаний теории элементарных частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. — М.: Наука, 1975.
 2. Вайнберг С. Первые три минуты. — М.: Энергоиздат, 1981.
 3. Долгов А.Д., Зельдович Я.Б. — УФН, 1980, т. 130, с. 559.
 4. Зельдович Я.Б., Хлопов М.Ю. — УФН, 1981, т. 135, с. 45.
 5. Шандарин С.Ф., Дорошкевич А.Г., Зельдович Я.Б. — УФН, 1983, т. 139, с. 83.
 6. *Chechetkin V.M., Khlopov M. Yu., Sapozhnikov M.G.*
— *Revista Nuovo Cimento*, 1982, v. 5, n. 10.
-

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Горячая расширяющаяся Вселенная	4
2. Почему расширяется Вселенная?	12
3. Плотность и давление скалярного поля и поляризованного вакуума.	18
4. Барион-асимметричная модель и очень ранняя Вселенная	25
5. Антивещество и неоднородности.	29
6. Тяжелые метастабильные частицы в ЕКТ	31
7. Астрофизические аспекты аннигиляции \bar{p} с ${}^4\text{He}$	34
8. Массивные нейтрино во Вселенной	37
Литература	41

Я.Б. Зельдович, М.Ю. Хлопов

АСТРОФИЗИКА И ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Конспекты лекций

Редактор Е.Н. Кочубей
Техн. редактор Н.М. Воронцова
Корректор И.Н. Сергеева

Л- 83161

Подписано в печать 23/5-1984г.

Формат 60x84 1/16

Объем 2,75 п.л.

Уч.-изд.л. 2,5

Тираж 800 экз.

Цена 20 коп.

Изд. № 083-1

Заказ 996

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31