

Вернемся к космологии. Избыток барионов над антибарионами может получиться лишь в связи с тем, что задача нестационарна, происходит расширение, задана «стрела» времени! Но это значит, что появится еще один множитель меньше единицы. Дальнейшая дискуссия о теории, не сформулированной количественно ее авторами, вряд ли целесообразна. Никто до сих пор не показал, что можно совместить наблюдаемую стабильность ядер в лаборатории и состав Вселенной с зарядово-симметричным сингулярным состоянием.

Но высшая ирония заключается в том, что после экспериментального открытия зарядовой несимметрии в физике частиц сама идея зарядово-симметричной Вселенной в значительной мере теряет свою привлекательность!

§ 9. Холодная Вселенная и спектр возмущений

Рассмотрим гипотезу о холодном веществе, состоящем из одних только барионов (без примеси антибарионов), вблизи сингулярности.

Эта гипотеза противоположна гипотезам о зарядово-симметричной Вселенной, изложенным выше.

Существование противоположных гипотез в одной книге отражает всю трудность вопроса о состоянии Вселенной и заполняющего Вселенную вещества вблизи сингулярности. Последовательное логическое и математическое развитие каждой гипотезы и ее следствий до сопоставления с наблюдениями является единственным способом выяснения истины. Возрождение гипотезы холодной Вселенной только отчасти связано с трудностями других, «горячих» теорий. «Холодная» гипотеза естественно сочетается с предположением об изотропном (фридмановском) характере расширения вблизи сингулярности.

Изотропия означает макроскопическую упорядоченность начального состояния, малая начальная энтропия соответствует упорядоченности на микроскопическом уровне!

В настоящее время Вселенная является «горячей», удельная энтропия велика.

Неотъемлемой частью гипотезы о холодном начале эволюции является объяснение того, когда и как возникла современная большая энтропия, когда и как Вселенная стала горячей. Предполагается, что это произошло при t' таком, что $10^{-6} \text{ сек} \gg t' \gg t_{\text{пл}} = 10^{-48} \text{ сек}$, в результате превращения в тепло энергии малых возмущений.

Для этого необходимы возмущения той же амплитуды, что и для образования скоплений галактик, но предельно малой длины волны. Предположение о едином спектре возмущений в широчайшем диапазоне длин волн приводит к разумному объяснению величины энтропии.

Привлекательность такой теории (или гипотезы) состоит в том, что находит естественное объяснение очень своеобразный состав вещества в адронной эре.

Мы отмечаем, что в адронной эре при $T \geq m_p c^2$ на 10^8 антибарионов приходится $10^8 + 1$ барион, и это соотношение с характерным избытком барионов имеет место везде. При рассмотрении вопроса об антиматерии во Вселенной был сделан вывод, что маловероятно существование макроскопических областей с избытком антибарионов.

В рассматриваемой здесь гипотезе холодное вещество везде состоит из барионов. В результате его нагревания возникают пары $B\bar{B}$; очевидно, что при этом везде сохраняется избыток барионов, соответствующий их начальной плотности.

Если дополнительно предположить, что лептонный заряд исходного холодного вещества того же порядка, что и барионный, или равен нулю, то после нагрева получится вещество с почти одинаковой плотностью нейтрино и антинейтрино. Исследование нуклеосинтеза приводит к выводу, что состав с $\bar{\nu} \approx \nu$ наиболее вероятен.

Для того чтобы теория нуклеосинтеза осталась действительной, необходимо, чтобы нагревание вещества и переход от холодной модели к горячей происходили бы достаточно рано, при температуре выше 10 Мэв , т. е. не позднее $t = 0,01 \text{ сек}$ после сингулярности. При этом полностью обеспечено и установление равновесного планковского спектра излучения. Гипотеза естественно приводит к этим результатам.

Что можно предположить об источнике нагрева? В данном параграфе предлагается гипотеза, основанная на экстраполяции возмущений плотности и метрики от масштабов скоплений галактик до самого малого масштаба, равного среднему расстоянию между соседними барионами. Эти возмущения наложены на однородное и изотропное фридмановское решение. Предполагается, что исходный холодный барионный газ подчиняется известному предельному жесткому уравнению состояния [Зельдович (1961)] $\epsilon = P = \frac{n^2}{m^2}$, где n — плотность барионов, m — величина размерности массы, порядка массы покоя бариона; принято $\hbar = c = 1$.

Длинноволновая часть спектра возмущения ответственна за образование скоплений галактик. Необходимо, чтобы начальное возмущение метрики и геометрии было (в нужном масштабе) порядка $b \approx 10^{-4}$. Этому соответствует возмущение плотности в том же масштабе, достигающее $b = 10^{-4}$ к моменту, когда длина волны сравнивается с «горизонтом» ct . Во время периода $\lambda > ct$ возмущение метрики постоянно, что с очевидностью следует из отсутствия взаимодействия между частями Вселенной, находящимися на расстоянии λ друг от друга. Между тем $\frac{\delta \rho}{\rho}$ в этом периоде

растет, причем закон роста зависит от уравнения состояния ($\frac{\delta\rho}{\rho} \sim t^{1/2}$ для $P = \epsilon$; $\frac{\delta\rho}{\rho} \sim t$ для $P = \frac{\epsilon}{3}$). Поэтому удобно характеризовать начальный спектр именно возмущениями метрики. При этом нет надобности уточнять, к какому именно моменту времени эти возмущения относятся.

Предлагается считать начальные возмущения метрики не зависящими от масштаба *). Нужно подчеркнуть, что «независимость» есть частный вид функции; в этом месте делается еще одно определенное произвольное предположение, которое, по крайней мере в настоящее время, не обосновано фундаментальной теорией, наблюдения дают только косвенные намеки в пользу предположения о постоянстве b в ограниченном интервале масс от $10^{12} M_{\odot}$ до $10^{23} M_{\odot}$, т. е. $10^{23} n^{-1/2} < \lambda < 10^{26} n^{-1/2}$. Между тем для предлагаемой гипотезы нужно экстраполировать спектр возмущений к массе, равной массе одного бариона, т. е. $10^{-57} M_{\odot}$.

Итак, все предположения перечислены. Покажем, как производится вычисление. Будем систематически опускать все численные множители и пользоваться системой единиц $\hbar=c=1$, сохраняя обычные обозначения G для постоянной тяготения и m (без индекса) для массы протона. Обозначим безразмерную величину $g = Gm^2 \left(= \frac{Gm^2}{\hbar c} \right) = 10^{-38}$.

Невозмущенная динамика расширения дается формулами

$$\rho = n^2 m^{-2} = G^{-1} t^{-2}, \quad n = m G^{-1/2} t^{-1}. \quad (23.9.1)$$

Флуктуации плотности выражаются через флуктуации метрики b (ср. гл. 11, § 3):

$$\delta\rho = b G^{-1} \lambda^{-2}. \quad (23.9.2)$$

Отсюда получим для наиболее коротких волн ($\lambda_{\min} = n^{-1/2}$) и притом в течение того периода, когда $\lambda_{\min} > t$, а следовательно, $b = \text{const}$:

$$\delta\rho = b G^{-1/2} m^{3/2} t^{-3/2} \quad (23.9.3)$$

и, соответственно, $\frac{\delta\rho}{\rho} \sim t^{1/2}$.

Найдем момент t_1 , когда возмущения превращаются в акустические волны. Условие

$$\lambda_{\min} = n^{-1/2} = t_1 \quad (23.9.4)$$

вместе с выражением для n дает

$$t_1 = G^{1/2} m^{-1/2}, \quad \rho_1 = G^{-1/2} m, \quad \delta\rho_1 = b C^{-1} m, \quad \frac{\delta\rho}{\rho} = b. \quad (23.9.5)$$

*) От масштаба не зависит безразмерная величина возмущения метрики $h(M)$, но не фурье-компонента h_k ; связь их: $h = \sqrt{(\hbar k)^2 k^3}$ (см. гл. 12).

Последнее выражение можно было написать сразу: известно, что в момент перехода от автомоделных к акустическим возмущениям возмущение плотности (безразмерное) как раз равно возмущению метрики.

Подсчитаем акустическую энергию и затем температуру и энтропию, получившуюся при затухании акустических колебаний, преобразующихся в другие формы энергии:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{ак}} &= \frac{(\delta\rho)^2}{\rho} = b^2 G^{-3/2} m = T^4, \quad * \\ T &= b^{1/2} G^{-3/4} m^{1/4}, \quad T^3 = b^{3/2} G^{-3/2} m^{3/4}. \end{aligned} \quad (23.9.6)$$

Безразмерная энтропия равна

$$S = \frac{T^3}{n} = b^{3/2} G^{-3/2} m^{-3/4} = b^{3/2} g^{-3/2} = 10^{14,25} b^{3/2}. \quad (23.9.7)$$

Итак, для того чтобы получить значение S , соответствующее наблюдениям (для круглого счета выберем его равным $10^{8,25}$), необходимо выбрать $b = 10^{-4}$, что и утверждалось в начале параграфа.

Остановимся на мотивировке проделанного расчета.

Наиболее важный вопрос заключается в том, что вправе ли мы ограничиваться длиной волны $\lambda \geq \lambda_{\text{min}} = n^{-1/2}$. Ответ связан с определенными представлениями о состоянии вещества с предельно жестким уравнением состояния. Главный вклад в плотность энергии такого вещества дает статическое векторное поле, источником которого являются барионы. Мезоны, соответствующие этому полю, названы вектонами [Кобзарев, Окунь (1962)], поле кратко называем вектонным.

Статическое поле подобно кулоновскому полю заряда (отличие заключается в конечном радиусе действия векторного поля), и потому это поле не флуктуирует и не квантуется. У вектонного поля есть поперечные степени свободы, подобные электромагнитным волнам, однако их возбуждение означало бы начальную температуру, отличную от нуля. Вернемся к статическому полю; оно однозначно зависит от распределения барионов в пространстве. Поэтому барионы вместе со своим полем образуют систему, в которой число степеней свободы равно числу барионов. Этому и соответствует (как в теории теплоемкости твердого тела) выбор минимальной длины волны *). Именно возмущение распределения барионов для длинных волн соответствует флуктуациям плотности. Возмущения с $\lambda_{\text{min}} = n^{-1/2}$ являются коротковолновым краем спектра, длинно-

*) Условие заключается в том, что интеграл $V \int_0^{k_m} k^2 dk$, дающий число волн в объеме V , равен nV — числу барионов в этом объеме.

волновая часть которого вызывает образование скоплений галактик. Формулировка, касающаяся не зависящих от масштаба флуктуаций метрики $h_1 = b = 10^{-4} = \text{const}$, удобна и легко запоминается, однако надо подчеркнуть, что здесь приходится делать произвольное предположение, оправданное только последующим совпадением значения удельной энтропии с наблюдаемым. Можно сформулировать исходную гипотезу как предположение о степенной зависимости флуктуаций плотности от массы (точнее — от числа барионов):

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = bN^{-1/2}g^{1/2}\left(\frac{t}{t_{\text{пл}}}\right)^{1/2}, \quad (23.9.8)$$

в области $t < t_1$ (так что имеет место жесткое уравнение состояния) и $\lambda > \lambda_{\text{min}}$, т. е. $N > 1$. Как уже отмечалось, нужные нам флуктуации меньше тех, которые получились бы при наивном подходе: $\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{\delta N}{N} = N^{-1/2}$. Момент t_1 можно записать как

$$t_1 = G^{1/2}g^{-1/2} = 10^{9,5}G^{1/2}. \quad (23.9.9)$$

Здесь $G^{1/2}$ есть планковская единица времени $t_{\text{пл}}$, равная $0,5 \cdot 10^{-43}$ сек. Как видно из выражения для t_1 , существенны процессы, происходящие значительно позднее $t_{\text{пл}}$, а именно при $t_1 = 10^{-34}$ сек, когда уже нет эффектов, связанных с квантованием самого пространства-времени или с поправками к общей теории относительности.

В момент t_1 среднее расстояние между соседними барионами равно $3 \cdot 10^{-24}$ см, т. е. гораздо меньше комптоновской длины волны бариона $\left(\frac{\hbar}{mc} = 2 \cdot 10^{-14}$ см). В более точной формуле для уравнения состояния

$$\epsilon = n^2 m^{-2} + n^{4/3} + mn \quad (23.9.10)$$

последние два члена меньше первого в 10^{20} и 10^{30} раз, что и показывает главную роль векторного поля в плотности энергии *).

Для расчета энтропии точный момент затухания акустических волн и превращения их в тепло не играет роли. Если затухание происходит позднее, при $t > t_1$, то адиабатическое уменьшение плотности энергии акустических волн происходит по закону $\epsilon \sim n^{1/3}$, $S = \epsilon^{3/4}/n = \text{const}$.

До затухания число фотонов на каждую моду акустических колебаний равно $\frac{\epsilon_{\text{ак}}}{n\omega} = bg^{-1/2} = 10^{15}$. После затухания возникает планковское равновесие, возбуждаются новые степени свободы

*) Малость барионного вклада по сравнению с энергией векторного поля как раз и позволяет не учитывать флуктуаций плотности, зависящих от дискретности, «штучности» отдельных барионов.

(поперечные вектонные колебания, электромагнитные волны, пары e^+e^- , пары $\nu\bar{\nu}$, пары $B\bar{B}$) с импульсом порядка T , т. е. с длинами волн порядка $T^{-1} \ll \lambda_{\min} = n^{-1/2}$, зато энергия каждой степени свободы в среднем оказывается меньше одного кванта поля (тождественно меньше 1 для фермионов и порядка $1/20$ для бозонов около максимума и в среднем, хотя в рэлей-джинсовской области $\frac{kT}{\hbar\omega} > 1$).

Возбуждение большого числа степеней свободы с одновременным уменьшением числа элементарных возбуждений на моду от 10^{16} до 1 — в этом заключается необратимый процесс возникновения энтропии из когерентных колебаний. Оценки амплитуды колебаний для длинных волн подробно рассмотрены в главе, посвященной образованию скоплений галактик.

В области, промежуточной между λ_{\min} и большими длинами волн, возмущения, соответствующие $b \sim 10^{-4}$, затухают, не оставляя наблюдаемых следов. Предлагаемая гипотеза задает величину этих возмущений.

Отметим, что в момент t_1 возникает энтропия, но плотность энергии и давление определяются еще вектонным полем, тепловая энергия составляет долю b от полной энергии. Переход к радиационно-доминированной ситуации происходит позже, в силу того что $\epsilon_{\text{вект}} \sim n^2$, $\epsilon_{\text{тепл}} \sim n^{1/2}$. Значит, $\epsilon_{\text{вект}} > \epsilon_{\text{тепл}}$ начиная с момента t_2 , когда

$$n < n_2 = b^{2/3} n_1 = 10^{-6} n_1, \quad t_2 > b^{-2/3} t_1 = 10^6 t_1 = 10^{-28} \text{ сек.}$$

Остается неясным, являются ли возмущения метрики скалярными (терминология Лифшица) или они удовлетворяют принципу равнораспределения, — тогда плотность гравитационных волн сравнима с плотностью электромагнитного излучения (хотя и меньше), спектр не похож на планковский и имеет максимум при $\lambda \sim 100$ см.

В заключение напомним, что гипотеза, изложенная в настоящем параграфе, использует недоказанные предположения (уравнение состояния барионов, спектр возмущений), поэтому обязательной она не является. Следует, однако, уже здесь указать на соображения, которые высказал Грицук (1974) и которые мы подробнее разбираем в § 18. Согласно этим соображениям, уравнения для гравитационных волн не являются конформно-инвариантными: напомним, что равная нулю масса покоя соответствующих частиц (гравитонов) есть условие, лишь необходимое для конформной инвариантности. Как следствие, гравитоны рождаются также и в изотропной сингулярности, т. е. в решении Фридмана вблизи $t=0$. Спонтанное рождение гравитонов отсутствует лишь в том частном случае, когда отсутствует скаляр кривизны, $R=0$, а для этого нужно, чтобы $P = \epsilon/3$.

В анизотропном мире рождение фотонов, нейтрино и других частиц путем обратного влияния на метрику переводит мир на релъ-

сы изотропного расширения. Согласно Грищуку, рождение гравитонов путем обратного влияния на метрику переводит изотропное произвольное расширение на рельсы изотропного расширения с $R=0$, $P=\varepsilon/3$ и лишь после этого эффективно выключается. Это соображение накладывает существенное ограничение на уравнение состояния при учете фактического, известного из наблюдений, состояния Вселенной. В частности, изложенная выше в данном параграфе картина холодного предельно жесткого барионного газа существенно меняется. Уравнение состояния $P=\varepsilon=n^2m^2$ приводит к обильному рождению гравитонов, которое прекратится лишь после того, как удельная энтропия достигнет значения $S = \frac{n_g}{n_B} \cong (Gm^2)^{-1/2} = 10^{18}$, что резко превышает наблюдаемое значение ($\sim 10^9$).

Если же уравнение состояния не является предельно жестким, то при $P=\varepsilon/3$ (начиная с самой сингулярности) рождения гравитонов вовсе нет. При $P<\varepsilon/3$ — например, в модели Хаг едорна (см. § 2 этой главы) — роль гравитонов порядка единицы вблизи сингулярности, но затем, по мере расширения, роль гравитонов уменьшается и становится гораздо меньше единицы, когда кончается адронный период. Таким образом, соображения Грищука специфически исключают только жесткое уравнение состояния.

Является ли это исключение окончательным? В работе Грищука отмечается существование таких модификаций ОТО (совпадающих со стандартной ОТО вне сингулярности), при которых рождение гравитонов в изотропном случае запрещено. В связи с тем, что вопрос поставлен лишь очень недавно и до конца еще не выяснен, мы ограничимся здесь сказанным.

§ 10. Теория стационарной Вселенной

Один из способов решения проблемы сингулярности заключается в том, чтобы избавиться от сингулярности вовсе. Доказательство существования сингулярности основано на предположении об уравнении состояния вещества, заполняющего Вселенную. Вводя гипотетическое поле с отрицательной плотностью энергии, можно избежать космологической сингулярности*). Теория такого рода — теория стационарной Вселенной (СВ) или, на языке авторов, «Steady State Theory» — была разработана Хойлом (1948) и Бонди и Голдом (1948). В течение двух десятилетий значительная часть теоретических и наблюдательных работ была посвящена проверке, развитию и критике теории стационарной Вселенной.

*) Выводы, касающиеся коллапса изолированных тел большой массы и плотности (например, звезд, исчерпавших горючее), при этом сохраняются.