

Отсюда полный возраст Вселенной, соответствующий интервалу красных смещений $(0, \infty)$, получается равным

$$t_0 = \frac{2}{3H_0} \left[\frac{1}{2\sqrt{\Omega_\Lambda}} \ln \frac{1 + \sqrt{\Omega_\Lambda}}{1 - \sqrt{\Omega_\Lambda}} \right] > \frac{2}{3H_0},$$

где $\Omega_\Lambda = \Lambda c^2 / 3H_0^2 = 1 - \Omega_m$. Для $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$, $H_0 = 70$ км/(с·Мпк) $t_0 \simeq 13.7$ млрд. лет и согласуется с измерениями возрастов звезд и галактик.

Полезное практическое приближение для возраста далеких объектов (с красным смещением $z \gg z_{co} \simeq 1$) в плоской Вселенной получается из формулы (12.43), если учесть, что на таких красных смещениях космологическая постоянная не оказывает динамического влияния на расширение Вселенной, и в формулах можно положить $\Omega_\Lambda = 0$. Тогда $a(t) \sim t^{3/2}$, $H(t) \simeq 2/(3t)$ и для стандартных параметров $\Omega_m = 0.3$ и $H_0 = 70$ км/(с·Мпк) получаем для времени, прошедшего с начала расширения до эпохи с красным смещением z :

$$t(z) \approx \frac{2}{3H_0\sqrt{\Omega_m}} (1+z)^{-3/2} \approx 7.7 \cdot 10^8 (\text{лет}) \left(\frac{1+z}{10} \right)^{-3/2}.$$

Эта формула является хорошим приближением в интервале красных смещений от ~ 1 до ~ 100 . Первые же гравитационно-связанные объекты могли образоваться только после эпохи рекомбинации на красных смещениях $z \lesssim 20$.

12.9. Горячая Вселенная

Решение Фридмана приводит к $\rho \rightarrow \infty$ при $z \rightarrow +\infty$, $t \rightarrow 0$ (напомним, что на ранних стадиях $\rho(t) \sim 1/t^2$ независимо от давления, космологической постоянной и полной плотности $\Omega_0!$). С физической точки зрения обращение плотности в бесконечность не имеет смысла и говорит о том, что требуется более адекватное описание.

Физическое описание состояния материи при сверхвысоких плотностях и температурах базируется на определенных постулатах.

1. Остаются в силе основные физические принципы: сохранение барионного и лептонного числа и электрического заряда при взаимодействиях частиц, I-е и II-е начала термодинамики.

2. Если время установления равновесия между взаимодействующими частицами много меньше времени расширения, то можно счи-

тать, что расширение происходит адиабатически, $TdS = 0$, и энтропия Вселенной не изменяется. Это условие должно выполняться на всех стадиях расширения «ранней» Вселенной из-за высокой концентрации частиц.

3. Состояние равновесия вещества определяется энтропией и другими сохраняющимися величинами и *не зависит* от путей перехода к равновесию.

Теория горячей Вселенной (англ. *Big Bang*, в русском переводе «Большой взрыв») была развита в 1940-х гг. в работах Гамова, Дикке, Алфера и Хермана, рассмотревших состояние вещества, при котором плотность энергии излучения ϵ_r намного больше плотности энергии вещества $\epsilon_m = \rho_m c^2$. Их идея состояла в объяснении наблюдаемого в настоящее время химического состава вещества ядерными реакциями в ранней Вселенной. Фактически они предсказали наличие реликтового микроволнового излучения с температурой в несколько К, оставшегося от эпохи, когда горячее вещество (плазма) было непрозрачно для излучения и находилось с ним в состоянии термодинамического равновесия. Открытие микроволнового фонового (реликтового) излучения в 1965 г. подтвердило правильность концепции горячей Вселенной.

Как мы показали выше, при адиабатическом расширении Вселенной температура равновесного излучения $T \sim 1/a \sim (1+z)$, а плотность обычного (барионного) вещества $\rho_b \sim 1/a^3 \sim (1+z)^3$, поэтому отношение $T^3/\rho_b = const$ в ходе расширения. Это важнейшая сохраняющаяся величина в расширяющейся Вселенной, т. к. она пропорциональна отношению концентрации равновесных фотонов $n_\gamma \sim T^3$ к концентрации барионов n_b , и с точностью до численного коэффициента это отношение есть энтропия излучения, приходящаяся на один барион вещества.

Выражая n_b через критическую плотность и долю барионов Ω_b ,

$$n_b = \frac{\rho_{cr}}{m_p} = 1.124 \cdot 10^{-5} \Omega_b h_{100}^2 \text{ см}^{-3},$$

(где h_{100} — современное значение постоянной Хаббла в единицах 100 км/(с · Мпк)) и учитывая, что для реликтового излучения с $T \approx 2.73$ К

$$n_\gamma \approx 420(1+z)^3 \text{ см}^{-3},$$

получаем

$$\eta \approx n_b/n_\gamma \approx 2.7 \cdot 10^{-8} \Omega_b h_{100}^2. \quad (12.44)$$

Высокое значение удельной энтропии $1/\eta \sim 10^9$ объясняет термин «горячая Вселенная». Оно также объясняет, почему спектр реликтового излучения должен быть близок к планковскому. До эпохи рекомбинации, т. е. когда излучение сильно взаимодействовало с веществом, вещество должно было принимать температуру равновесного излучения, а значит спектр излучения оставался очень близким к чернотельному.

После эпохи рекомбинации, благодаря сохранению числа фотонов реликтового излучения, которые не взаимодействуют с нейтральным веществом, а на ранней стадии — из-за условия термодинамического равновесия, отношение η остается постоянным.

Найдем закон, по которому менялась температура на ранней стадии расширения. Состояние материи, при котором преобладающую роль в плотности энергии играют релятивистские частицы (безмассовые фотоны, легкие нейтрино, релятивистские электроны и позитроны и т. д.), а плотность энергии тяжелых частиц (барионов) пренебрежимо мала, описывается формулой для давления релятивистских частиц, $P = \epsilon/3$. При этом плотность энергии при расширении падает как $\epsilon(t) \sim 1/t^2$ (см. (12.32)). Учтем теперь, что плотность энергии излучения есть $\epsilon_r = a_r T^4$, а плотность энергии релятивистских частиц, находящихся в равновесии с излучением, запишем как $\epsilon = \xi a_r T^4$, где $\xi > 1$ — численный коэффициент, учитывающий число различных сортов релятивистских частиц, вносящих вклад в полную плотность энергии. Поскольку суммарная плотность энергии падает как t^{-2} , можно получить зависимость температуры материи как функцию времени, прошедшего с начала расширения: $T \sim 1/\sqrt{t}$, или численно

$$T \approx \frac{1.3 \text{ МэВ}}{\xi^{1/4} \sqrt{t}}. \quad (12.45)$$

Это основная формула тепловой истории ранней Вселенной. Можно обратить эту формулу: время после начала расширения, при котором температура релятивистских частиц была T ,

$$t \approx \frac{1.7 \text{ с}}{(T/1 \text{ МэВ})^2 \xi^{1/2}}. \quad (12.46)$$

Последняя формула неплохо описывает ситуацию до $T \sim 10^{12}$ К (при более высоких температурах число сортов частиц точно не известно).

Несмотря на быстрое расширение Вселенной на ранних стадиях, взаимодействие и взаимопревращение релятивистских частиц носит квазиравновесный характер. Равновесие процесса, характеризуемого сечением σ , при концентрации взаимодействующих частиц n на фоне расширения с характерным временем $a/\dot{a} = 1/H(t)$ определяется выполнением условия (Г. А. Гамов)

$$n\sigma c > H(t). \quad (12.47)$$

Когда в ходе расширения характерное время взаимодействия частиц из-за понижения концентрации превысит характерное время расширения, $\tau \sim 1/(n\sigma c) > t$, частицы становятся свободными, невзаимодействующими. Например, для нейтрино это условие начинает выполняться уже при $t \sim 0.2$ с. Для гравитонов равновесие с веществом вообще не успевает наступить, поэтому реликтовый фон гравитационных волн определяется исключительно условиями в начале расширения.

Заметим, что для любых тяжелых частиц с массой покоя m_x можно найти эпоху расширения, когда они были релятивистскими, $kT > m_x c^2$.

12.10. Первичный нуклеосинтез («первые три минуты»)

При температурах $T > 1$ МэВ сложные атомные ядра существовать не могли, т. к. они эффективно разрушались при столкновениях с фотонами, электронами и позитронами. Вместо них существовали лишь свободные протоны и нейтроны (а еще раньше — кварки и антикварки, из которых и образовались устойчивые барионы). По мере расширения Вселенной и снижения температуры ($T \sim t^{-1/2}$) концентрация нейтронов уменьшалась в соответствии с распределением Больцмана в равновесном газе:

$$n_n/n_p \sim \exp(-\Delta mc^2/kT), \quad (12.48)$$

где разность масс покоя нейтрона и протона $\Delta mc^2 = 1.293$ МэВ. Равновесие обуславливалось реакциями слабого взаимодействия. Если бы термодинамическое равновесие поддерживалось по мере остывания и дальше, то, очевидно, концентрация нейтронов экспоненциально стремилась бы к нулю, и ни о каком нуклеосинтезе не