

ласти в эпоху рекомбинации $\sim ct_r$; в меньших масштабах колебания значительно слабее из-за эффективного взаимодействия фотонов с ионизованным веществом до рекомбинации (Дж. Силк). Значит, ожидаемый максимум флуктуаций, наблюдаемых в современную эпоху, должен приходиться на угловой масштаб, под которым наблюдается область с размером, примерно соответствующим горизонту в момент рекомбинации: $\theta_r \approx (ct_r)/(ct_0)(1+z_r) \approx 2^\circ$ (см. (12.18)). Точное значение зависит от геометрии Вселенной, т. е. от полной плотности материи по отношению к критической. Величина первого пика флуктуаций наблюдается на угловом масштабе, соответствующем гармонике $l \approx 2\pi/\theta \approx 200$ (см. рис. 12.2), что приводит к $\Omega_0 \cong 1$. Это говорит о том, что пространственная кривизна Вселенной оказывается близкой к нулю! Таким образом, геометрия пространственных сечений Вселенной оказалась с высокой точностью евклидовой.

Наконец, сделаем замечание относительно второго и последующих пиков в угловом спектре флуктуаций. Само существование таких пиков отражает факт пространственной скоррелированности акустических колебаний в плазме в эпоху рекомбинации. Это говорит о скоррелированности фаз флуктуаций с данной длиной волны в разных направлениях на небе, формально причинно-несвязанных. Если бы такой связи не было, то не было бы и усиленных колебаний на выделенных угловых масштабах, так как колебания во всех масштабах были бы равновероятны. Но причинная связь флуктуаций в разных масштабах и, главное, принимаемых с разных направлений, могла быть только в том случае, если в прошлом эти флуктуации сами находились внутри причинно-связанной области. Именно такая ситуация предсказывается в случае начального ускоренного расширения Вселенной (см. ниже).

12.14. Трудности классической космологии

Теория классической космологии (метрика Фридмана–Робертсона–Уокера, уравнения Фридмана на основе ОТО), модель горячей Вселенной (первичный нуклеосинтез, объяснение реликтового излучения), подтвержденная обширными астрономическими наблюдениями, довольно быстро столкнулась с рядом трудностей. Самые главные из них — это проблема причинности и проблема нулевой кривизны (плоского мира). Ниже они будут рассмотрены по-

дробнее. Для их решения и была предложена глубокая по своему содержанию так называемая модель инфляционной Вселенной, в которой предполагается, что на самых ранних стадиях расширения масштабный фактор рос практически экспоненциально:

$$a(t) \simeq a_0 e^{Ht}. \quad (12.50)$$

Заметим, что для экспоненциального закона роста масштабного фактора постоянная Хаббла не изменяется со временем: $H \equiv \dot{a}/a = \text{const}$.

12.14.1. Проблема горизонта (проблема причинности)

Реликтовое излучение приходит изотропно со всех направлений на небе (с точностью до дипольной составляющей и малых флуктуаций). После эпохи рекомбинации ($z_r \approx 1000$, $t_r \sim 10^{13}$ с) оно практически не взаимодействует с веществом в расширяющейся Вселенной. Размер горизонта на момент рекомбинации $l_h \approx ct_r$, поэтому в настоящее время ($t_0 \approx 3 \cdot 10^{17}$ с) участки неба с угловыми размерами, превышающими $\theta \sim (1 + z_r)(ct_r/ct_0) \approx 2^\circ$ (см. (12.18)) оказываются причинно не связанными между собой. Почему же тогда наблюдается столь изотропное распределение вещества и реликтового излучения? Проблема заключается в объяснении того, как отдельные области успели «обменяться» информацией в прошлом до эпохи рекомбинации. Предполагая рост масштабного фактора $a(t) \sim \sqrt{t}$ с самого начала расширения Вселенной, этого объяснить нельзя, поскольку при расширении с замедлением размер горизонта частиц растет пропорционально времени, прошедшего с начала расширения, а физическое расстояние между двумя произвольными точками увеличивается медленнее, как масштабный фактор (см. выше раздел 12.6.4). Таким образом, две области, находящиеся внутри горизонта в какой-либо момент времени в прошлом всегда должны были бы находиться внутри причинно-связанной области.

Наблюдение многих причинно-несвязанных областей на небе с одинаковыми в среднем параметрами реликтового излучения долгое время оставалось загадочным и списывалось на тонкую настройку начальных условий.

Однако, если в прошлом существовала эпоха, когда масштабный фактор рос экспоненциально, то любые изначально причинно-связанные области быстро «расходились» на расстояния много больше горизонта частиц ($\sim c/H$) (см. раздел 12.6.4). Значит, нет ничего удивительного в том, что эти когда-то причинно-связанные области

на стадии более медленного роста масштабного фактора стали видны как причинно-несвязанные.

Другая проблема была связана с близостью современной средней плотности к критической. Уравнение Фридмана (12.35) для масштабного фактора⁶ можно переписать через $\Omega = \rho/\rho_{cr}$ и постоянную Хаббла $H = \dot{a}/a$ в виде:

$$\frac{|\rho - \rho_{cr}|}{\rho_{cr}} = |\Omega - 1| = \frac{c^2 |k|}{a^2 H^2}, \quad (12.51)$$

где $k = 0$ для плоской модели или $k = \pm 1$ для закрытой или открытой модели.

При замедленном росте масштабного фактора $\ddot{a} < 0$ и величина $|\Omega - 1| \sim 1/\dot{a}^2$ увеличивается и, следовательно, в прошлом она была ближе к нулю. Действительно, на фридмановской стадии расширения $a(t) \sim t^\alpha$, $\alpha < 1$, и $|\Omega - 1| \sim t^{2(1-\alpha)}$, непрерывно возрастая с t . Поэтому близость Ω к 1 в настоящее время означает, что в прошлом плотность практически точно совпадала с критической. Действительно, если, как показывают наблюдения, в настоящее время $\Omega = \rho/\rho_{cr}$ отличается от 1 менее чем на 0.1, то в эпоху рекомбинации ($t \approx 3 \cdot 10^5$ лет) отличие плотности от критической величины должно было быть не более $3 \cdot 10^{-5}$, а в эпохи, еще более близкие к началу расширения, плотность должна совпасть с критической с огромной точностью. Классическим аналогом, иллюстрирующим такую ситуацию, может служить расширяющаяся сфера из свободно движущихся частиц, притягивающих друг друга (см. раздел 12.7.1). Если сфера многократно увеличила свои размеры, и при этом скорость частиц на ее поверхности осталась близкой к параболической для данных значений массы и радиуса R (именно параболическая скорость соответствует случаю $\rho = \rho_{cr}$), то это может означать только то, что в начале расширения скорость практически совпадала с параболической, то есть плотность сферы соответствовала критическому значению. В противном случае сфера либо сколлапсировала бы, не достигнув радиуса R (если $\Omega > 1$), либо сохранила бы скорость, превышающую скорость убегания на данном R (если $\Omega < 1$). Другой пример: если ракета, запущенная с Земли, на большом расстоянии от нее сохраняет скорость, близкую ко второй космической, рассчи-

⁶Для простоты рассматриваем случай без космологической постоянной; в случае $\Lambda \neq 0$ ее роль динамически не важна при малых масштабных факторах.

танной для данного расстояния, то это означает, что ее скорость была намного ближе к параболической при запуске.

Однако при экспоненциальном расширении (или близком к экспоненциальному), при котором постоянная Хаббла оказывается постоянным или медленно меняющимся параметром, Ω будет оставаться близкой к 1 в процессе расширения (см. уравнение (12.51)), а кривизна пространства, соответственно, будет стремиться к нулю. Это снимает парадокс «плоского» мира.

12.15. Модель инфляционной Вселенной

Впервые идея ускоренного расширения Вселенной на ранних стадиях для объяснения парадоксов фридмановской космологии была высказана в середине 1960-х гг. в работах Э. Б. Глинера (СССР). Он предположил, что все вещество во Вселенной возникло из флуктуаций космологического вакуума, поэтому на самых ранних стадиях расширения динамика Вселенной целиком определялась космологической постоянной. В конце 1970-х гг. ускоренное расширение Вселенной на ранних стадиях стали объяснять в модели инфляционной Вселенной.

Основная идея модели инфляционной Вселенной (А. Д. Линде, А. Гус, А. А. Старобинский) состоит в том, что в очень ранней Вселенной существовала необычная форма материи, которая создавала своего рода «антигравитацию», заставляя Вселенную расширяться с ускорением $\ddot{a} > 0$. Сама по себе антигравитация не должна восприниматься как нечто чудесное — вспомним, что в рамках ОТО источником гравитационного поля является не только вещество, но и давление (поток импульса). Нет физического закона, который бы запрещал иметь отрицательное давление. Более того, современная физика элементарных частиц предполагает существование скалярных полей, одним из свойств которых является реализация при некоторых достаточно общих условиях уравнения состояния $P = -\epsilon$ (давление отрицательно!).

Если в произвольно малой области где-либо во Вселенной на ранних стадиях возникает такое поле, то при этом уравнении состояния масштабный фактор этой области растет экспоненциально со временем, $a(t) \sim e^{Ht}$, где $H = \dot{a}/a = const$ — постоянная Хаббла. Решение типа (12.50) с $H = const$ было получено голландским физиком Виллемом де Ситтером в 1917 г. из уравнений Эйнштейна в мо-