

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-

дели Вселенной с нулевой плотностью материи, но с космологической постоянной, и носит его имя. Отрицательное давление эффективно действует как «антигравитация», заставляя Вселенную очень быстро расширяться. Поясним последнее подробнее.

При $P = -\epsilon = -\rho c^2$ из уравнения неразрывности (12.37) получаем $\rho = \epsilon = \text{const}$ и из уравнения движения (12.36) при $\Lambda = 0$ находим

$$a(t) = a_0 \exp \left[\sqrt{\frac{8\pi G \rho}{3}} t \right], \quad (12.52)$$

т. е. экспоненциальный рост масштабного фактора при постоянной плотности энергии. Работа сил давления точно компенсирует убывание энергии при расширении.

С отрицательным давлением и ускоренным расширением Вселенной мы уже сталкивались раньше, когда речь шла о космологической постоянной Λ (см. раздел 12.8). Здесь же речь идет о процессе, имеющем сходное математическое описание, но иную физическую природу. Антигравитация в инфляционной модели создается иной формой материи. Этот процесс связан с плотностью энергии, на много порядков более высокой, чем в современной Вселенной. Но именно он на очень ранних стадиях обеспечил наблюдаемое расширение Вселенной.

Экспоненциальное увеличение размеров области при сохранении плотности означает рост массы (энергии) внутри области «из ничего», что на первый взгляд может показаться странным. Однако нарушения закона сохранения энергии здесь нет — рост положительной энергии все ускоряющегося расширения точно компенсируется ростом отрицательной энергии гравитационного поля, создаваемого тем гипотетическим полем, которое ответственно за поддержание отрицательного давления внутри расширяющейся области.

Более формально можно рассмотреть термодинамическое соотношение (1-й закон термодинамики, закон сохранения энергии). Так как при расширении энтропия должна сохраняться, $dS = 0$, изменение энергии в элементе объема компенсируется работой сил давления:

$$d(\epsilon V) + PdV = 0.$$

С учетом $P = -\epsilon$, находим $d(\epsilon V) + \epsilon dV - \epsilon dV = 0$, т. е. изменения энергии $d(\epsilon V)$ при изменении объема не происходит.

Было теоретически показано, что антигравитирующее состояние в ранней Вселенной принципиально неустойчиво — оно экспоненциально «распадается», подобно радиоактивному распаду ядер, рождая обычное гравитирующее вещество, заполняющее современную Вселенную. Характерное время распада этого неустойчивого состояния определяется как хаббловское время $1/H$ в соответствующую эпоху. При распаде образуются релятивистские частицы обычного вещества (лептоны, кварки и их суперсимметричные партнеры). Столкновения и взаимодействия между ними быстро приводят к установлению термодинамического равновесия с уравнением состояния для релятивистской материи $P = +\epsilon/3$. Эволюция Вселенной при этом выходит на фридмановские модели с замедляющимся расширением. Для решения парадоксов фридмановской космологии, упомянутых выше, достаточно, чтобы инфляция продолжалась около 70 хаббловских времен. За это время масштабный фактор увеличивается в $e^{70} \simeq 10^{30}$ раз, и к началу фридмановской стадии оказывается порядка $10^{-33} \cdot 10^{30} = 10^{-3}$ см (10^{-33} см — планковская длина), что и требуется для решения проблемы горизонта. Начальная плотность Ω с требуемой (10^{-60} !) точностью вполне естественно оказывается равной 1 (в этом решение проблемы плоскостности). Из-за экспоненциального роста масштабного фактора начальные квантовые флуктуации уходят далеко за горизонт (который растет медленнее масштабного фактора), а затем на более поздних стадиях (когда масштабный фактор растет как \sqrt{t} на радиационно-доминированной стадии или $t^{2/3}$ на стадии доминирования вещества) вновь «входят» под горизонт (который растет пропорционально времени фридмановского расширения). При этом генерируется начальный спектр возмущений плотности, благодаря которым сформировались гравитационно-связанные структуры во Вселенной после эпохи рекомбинации.

Таким образом, стадия инфляции за время 10^{-34} с «готовит» первичное очень горячее вещество, которое в дальнейшем расширяется по инерции с $\ddot{a} < 0$. Это и есть не что иное, как модель горячей Вселенной (Большого взрыва). В этой модели роль «взрыва» играла стадия инфляции, «разогнавшая» расширение до наблюдаемых скоростей.

В заключение этого раздела следует сделать одну оговорку. В модели инфляции делается экстраполяция известных физических законов на 30 порядков величины(!) Не исключено, что в этой области

параметров законы физики имеют другой вид, поэтому существующая инфляционная модель не является окончательной и в будущем описание процессов, происходящих в самой ранней Вселенной, может в той или иной степени измениться.

12.16. Рост малых возмущений

Рост малых начальных возмущений плотности в расширяющейся Вселенной зависит от растущего масштабного фактора $a(t)$. Возмущения (скоростей или плотности) могут иметь различные длины волн, которые изменяются пропорционально масштабному фактору $\lambda(t) \sim a(t) \sim (1+z)^{-1}$. Теория эволюции возмущений в расширяющейся среде показывает, что на радиационно-доминированной стадии расширения (давление $P = \epsilon/3$, $a(t) \sim \sqrt{t}$) возмущения плотности с длинами волн меньше горизонта не растут — они представляют собой акустические колебания, амплитуда которых остается малой из-за диссипативных процессов. В то же время амплитуда флуктуаций плотности с размером больше горизонта $\lambda > ct$ на радиационной стадии растет пропорционально квадрату масштабного фактора, $\delta\rho/\rho \sim a(t)^2 \sim 1/(1+z)^2$. Флуктуации метрики пространства-времени (гравитационные волны) в масштабах больше горизонта вообще не растут (Е. М. Лифшиц, 1946).

На радиационно-доминированной стадии из-за роста масштабного фактора ($a \sim \sqrt{t}$) в каждый момент времени под горизонт, радиус которого растет быстрее ($l_h \sim t$), входят возмущения с длиной волны $\lambda(t) = l_h(t)$, и после этого их рост прекращается из-за диссипативных процессов. В эпоху рекомбинации t_r должен существовать спектр флуктуаций плотности, который приводит к флуктуациям температуры реликтового излучения $\delta T/T = 1/3(\delta\rho/\rho)|_{t_r}$. На стадии доминирования вещества (т. е. начиная с $z \sim 10^4$) флуктуации плотности растут как масштабный фактор $\delta\rho/\rho \sim a(t) \sim t^{2/3}$, а флуктуации температуры после рекомбинации не меняются, поэтому по измерениям величины $\delta T/T$ сегодня можно судить о флуктуациях плотности к моменту рекомбинации ($z_r \sim 1000$).

12.16.1. Гравитационная (джинсовская) неустойчивость

Причина возникновения наблюдаемых структур во Вселенной — развитие гравитационной неустойчивости из малых возмущений. Гравитационная неустойчивость была впервые количественно рас-