

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

524.8+539.12.01

РАЗДУВАЮЩАЯСЯ ВСЕЛЕННАЯ *)

А. Д. Линде

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	177
2. Спонтанное нарушение симметрии в калибровочных теориях	179
3. Фазовые переходы в калибровочных теориях	183
4. Распиряющаяся горячая Вселенная (стандартный сценарий)	184
5. Проблемы стандартного сценария	187
6. Первоначальный вариант сценария раздувающейся Вселенной	192
7. Новый сценарий раздувающейся Вселенной (упрощенный вариант)	194
8. Уточнение сценария	196
9. Модель Старобинского	199
10. Реликтовое раздувание	200
11. Хаотическая раздувающаяся Вселенная	203
12. Квантовое рождение раздувающейся Вселенной	206
13. Заключение	209
Цитированная литература	210

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние 10—15 лет в физике элементарных частиц произошла подлинная революция, связанная с созданием и развитием единых калибровочных теорий всех фундаментальных взаимодействий. Сюда относятся такие теории, как теория Глэшоу — Вайнберга — Салама, объединяющая слабые и электромагнитные взаимодействия ¹, теории Великого Объединения, в рамках которых можно единым образом описать слабые, сильные и электромагнитные взаимодействия ²; наконец, сюда же относятся различные варианты расширенной супергравитации, претендующей на единое описание всех взаимодействий, включая гравитационные ³. В рамках калибровочных теорий впервые было получено непротиворечивое описание слабых и сильных взаимодействий при высоких энергиях. Впервые оказалось возможным рассчитывать процессы в теории слабых и сильных взаимодействий с учетом высших порядков теории возмущений. Благодаря замечательному свойству этих теорий — асимптотической свободе ⁴ — оказалось принципиально возможным описывать взаимодействия элементарных частиц друг с другом при энергиях вплоть до $E \sim E_p \sim 10^{19}$ ГэВ в системе центра масс, т. е. вплоть до планковской энергии, начиная с которой становятся важными квантово-гравитационные эффекты.

Бурное развитие теории элементарных частиц привело не только к большим успехам в понимании взаимодействий частиц при сверхвысоких энергиях, но и (вследствие этого) к существенному прогрессу в теории сверхплот-

*) Расширенный вариант статьи направлен в журнал «Reports on Progress in Physics».

ного вещества. Действительно, 10 лет назад сверхплотным веществом считалось вещество с плотностью, незначительно превосходящей ядерную, $\rho \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ г/см}^3$, и не было почти никаких идей о том, как описать вещество при $\rho > 10^{15} \text{ г/см}^3$. После создания асимптотически свободных теорий стало возможным делать предсказания, касающиеся свойств сверхплотного вещества при температурах вплоть до $T \sim E_p \sim 10^{19} \text{ ГэВ}$, что соответствует планковской плотности вещества $\rho_p \sim 10^{94} \text{ г/см}^3$. Таким образом, создание современных теорий элементарных частиц впервые дает нам надежду на правильное качественное описание свойств вещества с плотностью, почти на 80 порядков превосходящей ядерную.

Результаты изучения теории сверхплотного вещества оказались совершенно неожиданными. Обнаружилось, что при изменении температуры сверхплотного вещества в нем должен происходить целый ряд фазовых переходов, во время которых и свойства вещества, и свойства составляющих это вещество элементарных частиц резко меняются⁵⁻⁸.

Указанные фазовые переходы должны были происходить при охлаждении расширяющейся Вселенной вскоре после Большого Взрыва. Космологические следствия этих фазовых переходов оказываются столь существенными, что сравнение предсказаний теории фазовых переходов с современными наблюдательными данными позволяет наложить сильные ограничения на параметры теории элементарных частиц⁹ и даже на классы допустимых теорий¹⁰⁻¹³. Это обстоятельство является особенно важным в связи с тем, что энергии элементарных частиц, необходимые для непосредственной проверки теорий Великого Объединения² ($E \sim 10^{14} \text{ ГэВ}$), находятся далеко за пределами возможностей современных ускорительных экспериментов, равно как и экспериментов с космическими лучами. Между тем, согласно теории горячей Вселенной, именно из частиц таких энергий состояло вещество на самых ранних стадиях эволюции Вселенной¹⁴. Поэтому все больше специалистов по физике высоких энергий начинают сейчас рассматривать Вселенную как уникальную лабораторию для проверки современных теорий элементарных частиц. В настоящее время значительная часть вновь предлагаемых теорий элементарных частиц прежде всего проходит проверку на «космологическую полноценность», и далеко не все теории выдерживают это испытание.

Теория элементарных частиц недолго оставалась в долгу перед космологией. При изучении космологических следствий единых теорий был выявлен целый ряд неожиданных и интересных возможностей, которые еще несколько лет назад могли бы показаться совершенно безумными. Ярким примером этого является идея о генерации барионной асимметрии Вселенной за счет неравновесных процессов с несохранением барионного заряда и CP -нарушением¹⁵; см. также¹⁶. Эта идея, получившая свое подтверждение и развитие в рамках теорий Великого Объединения¹⁷, недавно подробно обсуждалась в УФН¹⁸, так что мы не будем останавливаться здесь на этом вопросе. Целью нашей статьи будет обсуждение еще одного круга идей, возникших совсем недавно и связанных с так называемым сценарием раздувающейся Вселенной¹⁹⁻²². Этот сценарий вызывает сейчас значительный интерес, поскольку он наряду с идеей близкой ему моделью Старобинского²³ открывает принципиальную возможность решить одновременно целый ряд космологических проблем, которые до последнего времени казались почти метафизическими.

Основной особенностью этого сценария является идея о том, что Вселенная на самых ранних стадиях своей эволюции могла находиться в неустойчивом вакуумоподобном состоянии, обладающем большой плотностью энергии. При этом Вселенная, согласно уравнениям Эйнштейна, должна была расширяться экспоненциально, $a(t) \sim e^{Ht}$, где a — масштабный фактор Вселенной, H — так называемая хаббловская «постоянная» *). Затем за счет

*) Заметим, что хаббловская «постоянная» в действительности зависит от времени, и в настоящее время она на десятки порядков меньше, чем величина H во время экспоненциального расширения.

развития неустойчивости происходит распад вакуумоподобного состояния, вся его энергия переходит в тепловую, и Вселенная разогревается до чрезвычайно большой температуры. С этого момента эволюция Вселенной описывается стандартной теорией горячей Вселенной, однако наличие промежуточной стадии экспоненциального расширения (которое и называется раздуванием в рассматриваемом сценарии) оказывается весьма важным для формирования крупномасштабной структуры Вселенной.

Впервые на возможность существования стадии экспоненциального расширения Вселенной в вакуумоподобном состоянии указал Глинер ²⁴. Этот вопрос впоследствии обсуждался также и рядом других авторов; см., например, ^{25,26}. Однако происхождение неустойчивого вакуумоподобного состояния во всех этих работах оставалось невыясненным.

Подлинный интерес идея об экспоненциальном расширении ранней Вселенной вызвала после того, как в 1981 г. американский физик Алан Гус ¹⁹ предложил осуществить эту идею за счет перехода горячей Вселенной в вакуумоподобное переохлажденное состояние во время упомянутых выше фазовых переходов в сверхплотном веществе ⁵⁻⁸. При этом открылась возможность одновременно решить проблемы горизонта и плоскостности Вселенной, а также проблему реликтовых монополей (см. гл. 5). К сожалению, непосредственно реализовать сценарий Гуса не удалось из-за некоторых недостатков этого сценария, отмеченных самим автором. Значительную часть этих недостатков удалось преодолеть год спустя с помощью так называемого нового сценария раздувающейся Вселенной ²⁰ (см. также ²¹). Однако последовательная реализация сценария раздувающейся Вселенной стала возможной лишь относительно недавно, после того как был предложен сценарий хаотического раздувания ²². В результате сценарий раздувающейся Вселенной сейчас мало похож на первоначальный вариант этого сценария, предложенный Гусом, и неизвестно, сколь существенно он модифицируется в ближайшие годы. Тем не менее сейчас уже кажется возможным подвести некоторые предварительные итоги развития этого сценария, описать трудности, с которыми он сталкивается, и перспективы, которые он открывает.

Сценарий раздувающейся Вселенной в значительной степени (хотя и не полностью ²³) основывается на изучении фазовых переходов в единых калибровочных теориях слабых, сильных и электромагнитных взаимодействий ⁵⁻⁸. Поэтому мы начнем изложение с того, что напомним основные моменты теории фазовых переходов в калибровочных теориях (гл. 2 и 3), а также обсудим некоторые проблемы стандартной теории горячей Вселенной (гл. 4 и 5).

В гл. 6 будет обсуждаться первоначальный вариант сценария раздувающейся Вселенной ¹⁹. В гл. 7, 8 содержится изложение нового сценария раздувающейся Вселенной ^{20,21}. В гл. 9 кратко описывается модель Старобинского ²³, основанная на изучении квантово-гравитационных эффектов при плотностях, близких к планковской; см. по этому поводу ²⁷. В гл. 10 и 11 мы опишем сценарий реликтового раздувания в супергравитации ²⁸⁻³⁰ и сценарий хаотического раздувания ²². В заключение мы кратко обсудим современный статус сценария раздувающейся Вселенной.

2. СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СИММЕТРИИ В КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЯХ

Одной из основных идей, на которых базируются единые калибровочные теории ^{1,2}, служит идея о спонтанном нарушении симметрии между разными типами взаимодействий за счет возникновения во всем пространстве постоянных классических скалярных полей. Напомним механизм этого явления на примере простой модели действительного скалярного поля ϕ

с лагранжианом *)

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu \varphi)^2 - \frac{M^2}{2} \varphi^2 - \frac{\lambda}{4} \varphi^4, \quad (2.1)$$

описывающим поле φ с массой M и константой связи λ . Потенциальная энергия поля φ (эффективный потенциал) в этой теории без учета квантовых поправок имеет следующий вид:

$$V(\varphi) = \frac{M^2}{2} \varphi^2 + \frac{\lambda}{4} \varphi^4, \quad (2.2)$$

откуда видно, что при $M^2 > 0$ наиболее энергетически выгодное состояние в теории (2.1) отвечает классическому полю $\varphi = 0$ (рис. 1, а). Если же, однако, рассмотреть теорию (2.1) с «неправильным» знаком $M^2 = -\mu^2 < 0$, то минимуму $V(\varphi)$ будет уже отвечать не поле $\varphi = 0$, а поле $\varphi = \varphi_0 = \pm \mu/\sqrt{\lambda}$ (рис. 1, б). Возникновение во всем пространстве классического скалярного

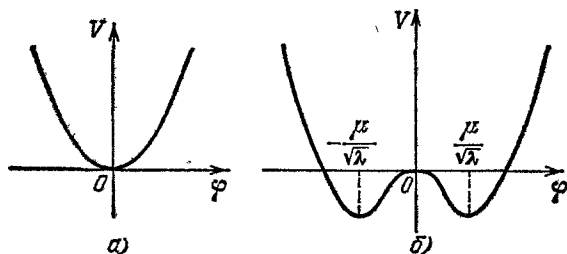


Рис. 1. Эффективный потенциал $V(\varphi)$ в теории (2.1).

а) $M^2 > 0$; б) $M^2 = -\mu^2 < 0$.

поля $\varphi = \pm \mu/\sqrt{\lambda}$ и называется спонтанным нарушением симметрии (в данном случае нарушается симметрия относительно изменения знака $\varphi \rightarrow -\varphi$).

Заметим, что после нарушения симметрии спектр частиц в теории меняется. Так, например, теория (2.1) при $\varphi = 0$, $M^2 < 0$ выглядела как теория тахионов с мнимой массой,

$$m_{(\varphi=0)}^2 = \left. \frac{d^2 V}{d\varphi^2} \right|_{\varphi=0} = -\mu^2 < 0.$$

В то же время квадрат массы возбудений скалярного поля после нарушения симметрии становится положительным:

$$m^2(\varphi = \varphi_0) = \left. \frac{d^2 V}{d\varphi^2} \right|_{\varphi=\varphi_0} = 3\lambda\varphi_0^2 - \mu^2 = 2\mu^2. \quad (2.3)$$

Если к лагранжиану теории (2.1) добавить лагранжиан безмассовых фермионов, содержащий член $G\bar{\psi}\psi$, то после нарушения симметрии фермионы приобретают массу $m_\psi = G\varphi_0 = G\mu/\sqrt{\lambda}$. Аналогичным образом можно придать массу и векторным полям, взаимодействующим со скалярными полями. В качестве простейшего примера рассмотрим так называемую модель Хиггса ³¹, описывающую абелево (аналог электромагнитного) векторное поле A_μ , взаимодействующее с комплексным скалярным полем $\chi = (1/\sqrt{2})(\chi_1 + i\chi_2)$. Лагранжиан этой теории выглядит следующим образом:

$$L = -\frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)^2 + (\partial_\mu + ieA_\mu) \chi^* (\partial_\mu - ieA_\mu) \chi + \mu^2 \chi^* \chi - \lambda (\chi^* \chi)^2. \quad (2.4)$$

*) Всюду в статье используется система единиц $\hbar = c = 1$, принятая в теории элементарных частиц. Для перехода к более традиционным единицам следует домножить рассматриваемые величины на соответствующие степени \hbar и c , исходя из соображений размерности ($\hbar = 6,6 \cdot 10^{-22}$ МэВ·с = 10^{-27} эрг·с, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с). При этом, например, уравнение (2.1) переписывается в следующем виде:

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu \varphi)^2 - \frac{M^2 c^2}{\hbar^2} \varphi^2 - \frac{\lambda}{4} \varphi^4.$$

Скалярное поле χ в этой теории при некоторых значениях μ^2 (например, при $\mu^2 > 0$, как в теории (2.1)) может приобрести постоянную классическую часть $\varphi \neq 0$. Легче всего описать этот эффект, совершив замену переменных

$$\chi(x) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi(x) + \varphi) \exp \frac{i\zeta(x)}{\varphi}, \quad (2.5)$$

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{e\varphi} \partial_\mu \zeta(x),$$

после чего лагранжиан (2.4) переходит в

$$L = -\frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)^2 + \frac{e^2}{2} (\chi + \varphi)^2 A_\mu^2 + \\ + \frac{1}{2} (\partial_\mu \chi)^2 - \lambda \varphi^2 \chi^2 - \lambda \varphi \chi^3 - \frac{\lambda}{4} \chi^4 - \frac{\lambda}{4} \varphi^4 + \frac{\mu^2}{2} (\chi^2 + \varphi^2) - (\lambda \varphi^2 - \mu^2) \chi \varphi. \quad (2.6)$$

Заметим, что вспомогательное поле $\zeta(x)$ полностью оттрансформировалось из (2.6). Теория (2.6) описывает векторные частицы с массой $m_A = e\varphi$, взаимодействующие со скалярным полем с эффективным потенциалом (2.2). При $\mu^2 > 0$, как и раньше, в теории происходит нарушение симметрии, возникает поле $\varphi = \varphi_0 = \mu/\sqrt{\lambda}$, и векторные частицы A_μ приобретают массу $m_A = e\mu/\sqrt{\lambda}$. Указанный механизм возникновения массы у векторных мезонов называется механизмом Хиггса, а сами поля φ — хиггсовскими полями. Возникновение классического поля φ нарушает симметрию теории (2.1) относительно группы калибровочных преобразований $U(1)$:

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \zeta(x), \\ \chi(x) \rightarrow \chi(x) \exp(i\zeta(x)). \quad (2.7)$$

Основная идея построения единых теорий слабых, сильных и электромагнитных взаимодействий состоит в том, что до нарушения симметрии все векторные мезоны, являющиеся переносчиками взаимодействий, были безмассовыми, и между разными типами взаимодействий не было принципиальной разницы. Однако после нарушения симметрии часть векторных бозонов приобретает массу и соответствующие взаимодействия становятся короткодействующими, и тем самым симметрия между различными типами взаимодействий нарушается. Так, например, модель Глэшоу — Вайнберга — Салама ¹ до возникновения постоянного скалярного хиггсовского поля H имеет симметрию $SU(2) \times U(1)$ и описывает электрослабые взаимодействия за счет обмена безмассовыми векторными бозонами. После появления постоянного скалярного поля H часть векторных бозонов (W_μ^\pm и Z_μ^0) приобретает массу $\sim eH \sim 100$ ГэВ, и соответствующие взаимодействия становятся короткодействующими (слабые взаимодействия), а одно поле (электромагнитное поле A_μ) остается безмассовым ¹.

В теориях Великого Объединения ² должно существовать несколько типов скалярных полей. Так, например, в простейшей $SU(5)$ -симметричной теории присутствуют два хиггсовских поля. Одно из них, поле Φ , представляется бесшпуровой матрицей 5×5 . Один из вариантов нарушения симметрии в этой теории осуществляется за счет возникновения классического поля

$$\Phi = \sqrt{\frac{2}{15}} \varphi \begin{pmatrix} 1 & & & & 0 \\ & 1 & & & \\ & & 1 & & \\ & & & -\frac{3}{2} & \\ 0 & & & & -\frac{3}{2} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

где поле ϕ имеет весьма большую величину, $\phi \sim 10^{15}$ ГэВ. До нарушения симметрии все векторные частицы в этой теории являются безмассовыми, и нет разницы между слабыми, сильными и электромагнитными взаимодействиями. При этом лептоны могут легко переходить в кварки и наоборот. После появления поля (2.7) часть векторных мезонов (X - и Y -мезоны, ответственные за переходы кварков в лептоны) приобретает огромную массу порядка $m_{X,Y} = \sqrt{\frac{5}{3}} g\phi/2 \sim 10^{15}$ ГэВ, где $g^2 \sim 0,3$ — калибровочная константа связи в группе SU (5). Тем самым переход кварков в лептоны становится сильно подавленным, и протон становится почти стабильным. При этом исходная симметрия SU(5) нарушается до $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, т. е. сильные взаимодействия (группа SU(3)) отделяются от электрослабых (группа $SU(2) \times U(1)$). Затем возникает еще одно классическое скалярное поле $H \sim 10^2$ ГэВ, которое, как и в теории Глэшоу — Вайнберга — Салама, нарушает симметрию между слабыми и электромагнитными взаимодействиями ².

Мы не будем долго останавливаться на обсуждении механизма и различных вариантов спонтанного нарушения симметрии в единых теориях. Этот вопрос детально описан в целом ряде прекрасных обзоров и монографий; см., например, ^{2,32-37}. Последнее замечание, которое нам хотелось бы сделать на этот счет, состоит в следующем.

Судя по виду $V(\phi)$ (2.2), можно было бы думать, что спонтанное нарушение симметрии в калибровочных теориях возможно лишь при

$$M^2 = -\mu^2 = \frac{d^2V}{d\phi^2} \Big|_{\phi=0} < 0.$$

Однако, вообще говоря, это не так. Действительно, оказывается, что с учетом однопетлевых квантовых поправок при $e^2 \gg \lambda$ эффективный потенциал в теории (2.4) приобретает следующий вид ^{38,39}:

$$V(\phi) = \frac{M^2}{2} \phi^2 + \frac{\lambda\phi^4}{4} + \frac{3}{32\pi^2} e^4 \phi^4 \ln \frac{\phi}{\mu_1}, \quad (2.8)$$

где μ_1 — некоторая нормировочная величина размерности массы. Из (2.8) следует, что даже при $M^2 > 0$ эффективный потенциал может иметь минимум при $\phi = \phi_0 \neq 0$, причем этот минимум может оказаться глубже, чем минимум при $\phi = 0$ ³⁹. Нас в дальнейшем будет особенно интересовать случай $M^2 = 0$. При этом эффективный потенциал в теории (2.4) можно записать в следующем виде:

$$V(\phi) = \frac{3e^4\phi^4}{32\pi^2} \left(\ln \frac{\phi}{\phi_0} - \frac{1}{4} \right). \quad (2.9)$$

Эта теория называется теорией Коулмена — Вайнберга ³⁸ и фактически (при $\phi = 0$) представляет собой безмассовую скалярную электродинамику. Однако из (2.9) видно, что исходное состояние $\phi = 0$ неустойчиво, а минимум $V(\phi)$ достигается при некотором значении $\phi = \phi_0 \neq 0$. Обобщение теории Коулмена — Вайнберга на случай теории SU (5) приводит к эффективному потенциалу

$$V(\phi) = \frac{25g^4}{128\pi^2} \left(\phi^4 \ln \frac{\phi}{\phi_0} - \frac{\phi^4}{4} + \frac{\phi_0^4}{4} \right). \quad (2.10)$$

Последний член добавлен с тем, чтобы в настоящее время (т. е. при $\phi = \phi_0$) энергия вакуума была равна нулю, $V(\phi_0) = 0$; см. ниже. Поскольку масса векторных мезонов m_X в этой теории равна $\sqrt{\frac{5}{3}} \frac{g\phi_0}{2}$, величина $V(\phi_0)$ (2.10) может быть также представлена в виде

$$V(\phi) = \frac{25g^4\phi^4}{128\pi^2} \left(\ln \frac{\phi}{\phi_0} - \frac{1}{4} \right) + \frac{9}{32\pi^2} m_X^4. \quad (2.11)$$

Эта теория окажется для нас в дальнейшем очень интересной.

3. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЯХ

Исследование свойств сверхплотного вещества, описываемого калибровочными теориями, началось с работы Киржница⁵, в которой на основании аналогии между моделью Хиггса (2.4) и теорией сверхпроводимости Гинзбурга — Ландау⁴⁰ было предсказано, что при достаточно высокой температуре T классическое скалярное поле φ , приводящее к нарушению симметрии в теории, должно исчезнуть. Детальная теория фазового перехода с восстановлением симметрии при высокой температуре содержится в работах^{6,7}, а также в нашем обзоре на эту тему⁸. Основная идея, в несколько огрубленном виде, состоит в следующем. Равновесное значение поля $\varphi(T)$ при $T \neq 0$ должно отвечать не минимуму потенциальной энергии $V(\varphi)$, а минимуму свободной энергии $F(\varphi, T) = V(\varphi, T)$, совпадающей с $V(\varphi)$ при $T = 0$. Известно,

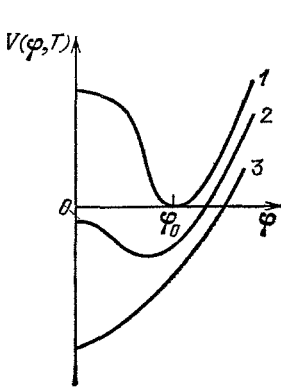


Рис. 2. Эффективный потенциал $V(\varphi, T)$ в теории (2.1) при ненулевой температуре.

1) $T = 0$; 2) $0 < T < T_c$; 3) $T > T_c$. Поле φ с ростом температуры меняется плавно, что соответствует фазовому переходу второго рода.

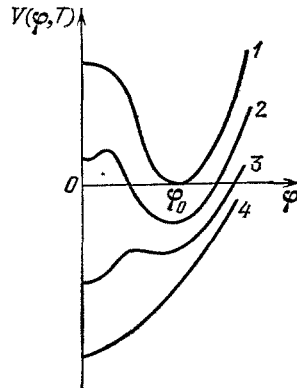


Рис. 3. Поведение эффективного потенциала $V(\varphi, T)$ в теориях, в которых фазовый переход оказывается переходом первого рода.

В интервале от T_c^1 до T_c^2 эффективный потенциал имеет два минимума, при $T = T_c$ оба минимума имеют одинаковую глубину. 1) $T = 0$; 2) $T_c^1 < T < T_c$; 3) $T_c < T < T_c^2$; 4) $T > T_c^2$.

что зависящий от температуры вклад в свободную энергию F от ультрарелятивистских частиц массы m при температуре T дается выражением^{41,8}

$$\Delta F = \Delta V(\varphi, T) = -\frac{\pi^2}{90} T^4 + \frac{m^2}{24} T^2 \left(1 + O\left(\frac{m}{T}\right) \right). \quad (3.1)$$

Если теперь учесть, что в модели (2.1)

$$m^2(\varphi) = \frac{d^2 V}{d\varphi^2} = 3\lambda\varphi^2 - \mu^2$$

(2.3), то полное выражение для $V(\varphi, T)$ можно записать в виде

$$V(\varphi, T) = -\frac{\mu^2}{2} \varphi^2 + \frac{\lambda\varphi^4}{4} + \frac{\lambda T^2}{8} \varphi^2 + \dots, \quad (3.2)$$

где мы опустили члены, не зависящие от φ . Вид $V(\varphi, T)$ при разных значениях температуры показан на рис. 2.

Из (3.2) видно, что с ростом температуры T равновесное значение поля φ , отвечающее минимуму $V(\varphi, T)$, уменьшается, а при температуре, превышающей критическую температуру

$$T_c = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}, \quad (3.3)$$

единственным минимумом $V(\varphi, T)$ оказывается минимум при $\varphi = 0$, т. е. симметрия восстанавливается; см. рис. 2. При этом из (3.2) следует, что поле φ с ростом температуры уменьшается до нуля непрерывно, т. е. фазовый переход с восстановлением симметрии в теории (2.1) является переходом второго рода.

Заметим, что в рассматриваемом случае при $\lambda \ll 1$ величина $T_c \gg m$ во всем интересующем нас интервале значений поля φ ($\varphi \leq \varphi_0$), так что использование высокотемпературного разложения $V(\varphi, T)$ в ряд по степеням m/T в (3.1) вполне оправдано. Однако далеко не во всех теориях фазовый переход происходит при $m \ll T$. В таких теориях часто бывает, что в момент фазового перехода эффективный потенциал $V(\varphi, T)$ имеет два локальных минимума, один из которых отвечает стабильному, а другой — метастабильному состоянию системы (рис. 3). В этом случае фазовый переход является переходом I рода и осуществляется за счет рождения и последующего расширения пузырьков стабильной фазы внутри метастабильной фазы, как при кипении воды. Изучение фазовых переходов I рода в калибровочных теориях показало^{8,9,42,43}, что такие переходы иногда бывают сильно затянутыми, так что переход происходит из сильно перегретого (при повышении температуры) или из сильно переохлажденного (при понижении температуры) состояния. Такие процессы происходят взрывоподобно и, как мы увидим, могут приводить к целому ряду важных и интересных эффектов в расширяющейся Вселенной.

4. РАСШИРЯЮЩАЯСЯ ГОРЯЧАЯ ВСЕЛЕННАЯ (СТАНДАРТНЫЙ СЦЕНАРИЙ)

Согласно современной теории горячей Вселенной, Вселенная расширялась из состояния с предельно высокой температурой и плотностью, постепенно остывая¹⁴. Вселенная предполагается однородной и изотропной (в соответствии с современными наблюдательными данными) и описывается метрикой Фридмана — Робертсона — Уокера

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \right], \quad (4.1)$$

где $k = +1$, -1 или 0 для замкнутой, открытой или плоской Вселенной соответственно, $a(t)$ — «радиус» Вселенной (или, точнее, ее масштабный фактор). Эволюция величины $a(t)$ описывается уравнениями Эйнштейна

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi}{3} G(\rho + 3p)a, \quad (4.2)$$

$$H^2 + \frac{k}{a^2} = \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi}{3} G\rho; \quad (4.3)$$

здесь ρ — плотность энергии, p — давление вещества, G — гравитационная постоянная, $G = M_P^{-2}$, где $M_P \sim 10^{19}$ ГэВ — масса Планка, $H = \dot{a}/a$ — «постоянная» Хаббла (которая, вообще говоря, зависит от времени). Закон сохранения энергии, вытекающий из (4.2), (4.3), можно записать в виде

$$\frac{\dot{\rho}}{\rho} = -\frac{\dot{a}}{a} \frac{1}{3(\rho + p)}. \quad (4.4)$$

Обычно предполагается, что расширение Вселенной происходит адиабатически, так что ее полная энтропия не меняется,

$$\frac{d}{dt}(sa^3) = 0, \quad (4.5)$$

где s — плотность энтропии.

В асимптотически свободных теориях в низшем приближении можно пренебречь взаимодействиями частиц в сверхплотном веществе, и величины ρ , p и s определяются следующими соотношениями:

$$\rho = 3p = \frac{\pi^2}{30} N(T) T^4, \quad (4.6)$$

$$s = \frac{2\pi^2}{45} N(T) T^4, \quad (4.7)$$

где эффективное число сортов частиц

$$N(T) = N_B(T) + \frac{7}{8} N_F(T); \quad (4.8)$$

N_B и N_F — это число сортов бозонов и фермионов с массами $m \ll T$ *).

В рассматриваемом случае можно показать, что член k/a^2 в уравнении (4.3) на самых ранних стадиях эволюции Вселенной пренебрежимо мал по сравнению с (\dot{a}/a^2) и может быть отброшен ¹⁴. Тогда из (4.2) — (4.7) следует, что

$$a(t) \sim \sqrt{t}, \quad (4.9)$$

а возраст Вселенной t связан с ее температурой T соотношением

$$t = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{45}{\pi N}} \frac{M_P}{T^2}. \quad (4.10)$$

Строго говоря, область применимости полученных выше результатов ограничена температурами $T_P \sim M_P/\sqrt{N} \sim 10^{18}$ ГэВ и плотностями $\rho \sim M_P^4/N \sim 10^{92}$ г/см³, выше которых становятся существенными квантово-гравитационные поправки к уравнениям Эйнштейна ¹⁴. Кроме того, термодинамическое равновесие в расширяющейся Вселенной может установиться не сразу, а лишь тогда, когда температура T опустится примерно до 10^{16} ГэВ ¹⁸.

Нас в дальнейшем, как правило, будет интересовать область температур $T \lesssim 10^{16}$ ГэВ, где полученные выше результаты вполне справедливы. При $T \gtrsim 10^{15}$ ГэВ симметрия в теориях Великого Объединения должна быть восстановлена. В момент времени $t_1 \sim 10^{-35}$ с после начала расширения Вселенной, когда температура Вселенной понижается до $T \sim T_{c1} \sim 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ, происходит первый фазовый переход с нарушением симметрии в теории Великого Объединения, например с нарушением симметрии $SU(5)$ до $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Во время этого перехода сильные взаимодействия отделяются от электрослабых, лептоны — от кварков, и начинаются процессы распада сверхтяжелых мезонов, приводящие в конечном счете к генерации барионной асимметрии Вселенной ¹⁵⁻¹⁷. Затем в момент времени $t_2 \sim 10^{-10}$ с, когда температура падает до $T_{c2} \sim 10^2$ ГэВ, происходит фазовый переход, во время которого нарушается симметрия между слабыми и электромагнитными взаимодействиями, $SU(3) \times SU(2) \times U(1) \rightarrow SU(3) \times U(1)$. При дальнейшем понижении температуры до $T_{c3} \sim 10^2$ МэВ происходит фазовый переход (или два разных фазовых перехода) с образованием барионов и мезонов из кварков и с нарушением киральной инвариантности в теории сильных взаимодействий.

Физические процессы на более поздних стадиях эволюции горячей Вселенной в гораздо меньшей степени определяются спецификой единых калибровочных теорий; см. по этому поводу ^{14,18}.

*) Точнее, N_B и N_F — число бозонных и фермионных степеней свободы; так, например, для массивного векторного поля $N_B = 3$.

Для наглядности мы изобраили на рис. 4 временную последовательность наиболее важных (с нашей точки зрения) моментов в эволюции Вселенной ⁴⁴.

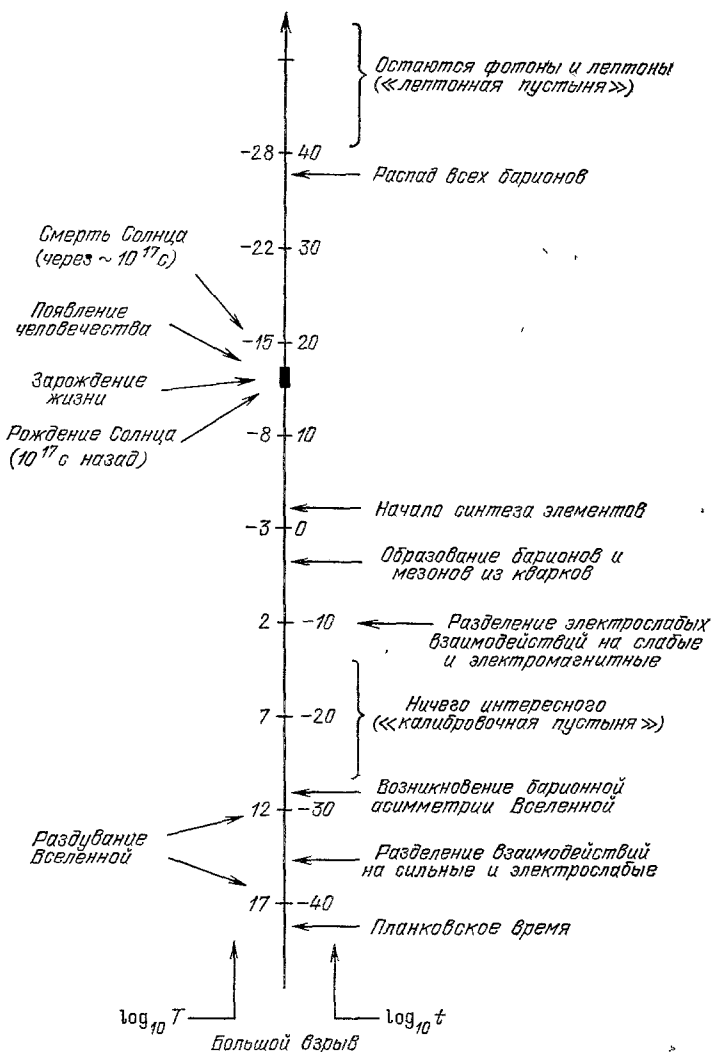


Рис. 4. Некоторые важные этапы эволюции Вселенной.

Для простоты рассмотрен случай открытой Вселенной, радиус которой неограниченно растет со временем. Возраст Вселенной t измеряется в секундах, температура Вселенной T — в ГэВ ($1 \text{ ГэВ} \sim 10^{10} \text{ К}$). Стандартное описание эволюции Вселенной без учета квантово-гравитационных эффектов возможно лишь при $t > t_P$, где $t_P \sim 10^{-43}$ с — планковское время. В рамках простейших теорий Великого Объединения при температурах примерно от 10^3 до 10^{13} ГэВ ничего интересного не происходит — так называемая «калибровочная пустыня». В суперсимметричных теориях Великого Объединения иногда встречаются «оазисы» при $T \sim 10^{10}$ ГэВ; см. гл. 10. При $t \sim 10^{30} - 10^{42}$ с все барионы распадаются и остаются лишь фотоны и лептон-антилептонный газ чрезвычайно малой плотности с температурой $T \lesssim 10^{-10}$ К — «лептонная пустыня». Примерно на полпути между калибровочной и лептонной пустынями расположен небольшой оазис жизни, в котором мы сейчас находимся. Раздувание Вселенной происходило где-то в интервале между $t_P \sim 10^{-43}$ с и $t \sim 10^{-25}$ с, и лишь после этого возникла наблюдаемая барионная асимметрия Вселенной.

Основная часть нашей статьи будет посвящена обсуждению того, что произошло примерно 10 миллиардов лет назад, в период времени $t \lesssim 10^{-30}$ с от начала расширения Вселенной.

5. ПРОБЛЕМЫ СТАНДАРТНОГО СЦЕНАРИЯ

Несмотря на то, что теория горячей Вселенной уже давно стала общепринятой, определенные моменты этой теории до сих пор вызывают сомнения и вопросы. Перечислим некоторые из них:

1) Проблема сингулярности

Из (4.10) следует, что плотность вещества во Вселенной при $t \rightarrow 0$ стремилась к бесконечности^{14,45}. Один из наиболее мучительных вопросов, стоящих перед космологами, состоит в том, было ли что-нибудь до момента $t = 0$, и если нет, то как и откуда возникла Вселенная. В настоящее время имеется много попыток ответить на этот вопрос, часть из которых в какой-то степени опирается на сценарий раздувающейся Вселенной¹⁹⁻²² или на модель Старобинского²³. Однако до окончательного успеха в решении этого вопроса все еще весьма далеко.

2) Проблема плоскостности

С помощью уравнения (4.3) нетрудно убедиться, что

$$\frac{|\rho - \rho_c|}{\rho_c} = \dot{a}^{-2}, \quad (5.1)$$

где ρ_c — плотность, отвечающая $k = 0$ (плоская Вселенная), ρ — плотность вещества в замкнутой (открытой) Вселенной ($k = \pm 1$) при том же значении «постоянной» Хаббла $H = \dot{a}/a$.

В настоящее время плотность вещества во Вселенной измеряется не очень точно, $0,03 \rho_c \leq \rho \leq 2\rho_c$, так что величина $|\rho - \rho_c|/\rho_c$, характеризующая степень отличия нашей Вселенной от плоской, может быть довольно большой. Заметим, однако, что на ранних стадиях эволюции Вселенной $\dot{a}^{-2} \sim t$ (4.9), т. е. величина $|\rho - \rho_c|/\rho_c$ была весьма мала. Оценки показывают, что для того, чтобы современный «радиус» Вселенной a превышал (в соответствии с наблюдательными данными) 10^{28} см, величина $|\rho - \rho_c|/\rho_c$ в ранней Вселенной в стандартном сценарии должна быть ограничена сверху, $|\rho - \rho_c|/\rho_c \leq 10^{-59} M_P^2/T^2$, так что при $T \sim M_P$

$$\frac{|\rho - \rho_c|}{\rho_c} \leq 10^{-59}. \quad (5.2)$$

Это означает, что если бы изначально (в планковский момент времени $t_P \sim M_P^{-1}$) плотность Вселенной превосходила ρ_c , скажем, на $10^{-55} \rho_c$, то Вселенная была бы замкнутой, предельное значение $a(t)$ во Вселенной было бы весьма мало и к настоящему времени Вселенная уже давно должна была бы сколлапсировать. С другой стороны, если бы плотность в планковский момент времени была меньше ρ_c на $10^{-55} \rho_c$, то современная плотность вещества во Вселенной была бы исчезающе малой и зарождение жизни во Вселенной стало бы невозможным. Вопрос о том, по какой причине наша Вселенная на самых ранних стадиях своей эволюции имела плотность, близкую к критической с такой фантастической точностью (5.2), называется проблемой плоскостности Вселенной^{46, 19}. Можно показать, что этот вопрос эквивалентен вопросу о том, почему полная энтропия в наблюдаемой части Вселенной сейчас столь велика, $S \sim (aT_\gamma)^3 \gtrsim 10^{87}$; здесь $a \sim 10^{28}$ см — радиус наблюдаемой части Вселенной, $T_\gamma \sim 2,7$ К — температура реликтового излучения. Эквивалентность проблемы энтропии и проблемы плоскостности Вселенной особенно просто понять для случая замкнутой Вселенной, так как полная энтропия замкнутой Вселенной $(aT_\gamma)^3$ стремится к бесконечности при $a \rightarrow \infty$, т. е. при стремлении замкнутой Вселенной к плоской.

3) Проблема крупномасштабной однородности и изотропии Вселенной

В гл. 4 мы предполагали, что Вселенная изначально была полностью однородна и изотропна. В действительности, однако, даже сейчас Вселенная не является полностью однородной и изотропной, по крайней мере в относительно малых масштабах. Это означает, что нет никаких оснований думать, что Вселенная была однородна и изотропна с самого начала. Наиболее естественным предположением было бы предположение о хаотических начальных условиях в различных, достаточно далеко отстоящих друг от друга точках Вселенной^{47,48}. Однако, как было показано при определенных предположениях в работе Коллинза и Хоукинга⁴⁹, множество всех начальных данных, при которых Вселенная асимптотически (при больших t) стремится к Вселенной Фридмана (4.1), имеет меру нуль на множестве всех допустимых начальных условий. В этом состоит сущность проблемы однородности и изотропии Вселенной. Более детальное обсуждение всех тонкостей этой проблемы содержится в книге Зельдовича и Новикова¹⁴.

4) Проблема горизонта

Отчасти острота проблемы изотропии Вселенной была смягчена тем обстоятельством, что эффекты, связанные с наличием вещества и с рождением элементарных частиц в расширяющейся Вселенной, приводят к локальной изотропизации Вселенной^{14,50}. Однако ясно, что такие эффекты не могут привести к глобальной изотропизации Вселенной, хотя бы потому, что причинно-несвязанные области Вселенной, находящиеся друг от друга на расстоянии, превышающем размер «горизонта» (который в простейших случаях имеет порядок ct , где t — время существования Вселенной), никак не могут взаимодействовать друг на друга. Между тем изучение реликтового излучения показывает, что в момент $t \sim 10^5$ лет Вселенная была с большой точностью однородна и изотропна в масштабах, на много порядков превосходящих ct . Найти достаточно убедительное объяснение этого факта в рамках стандартного сценария чрезвычайно трудно. Соответствующая проблема называется проблемой горизонта, или проблемой причинности^{14, 48, 56}.

5) Проблема образования галактик

Как известно, Вселенная не является полностью однородной, в ней существуют такие немаловажные неоднородности, как звезды, галактики, скопления галактик и т. д. Для объяснения возникновения галактик необходимо, чтобы на самых ранних стадиях эволюции Вселенной существовали некоторые «затравочные» неоднородности⁵¹ со спектром, почти не зависящим от их пространственного масштаба⁵². Причина возникновения таких неоднородностей плотности в ранней Вселенной до последнего времени оставалась совершенно неясной.

6) Проблема барионной асимметрии

Суть этой проблемы состоит в том, чтобы понять, почему во Вселенной есть вещество (барионы) и почти нет антивещества и почему, с другой стороны, плотность барионов на много порядков меньше плотности фотонов, $n_B/n_\gamma \sim 10^{-9}$.

Перечисленные проблемы в течение долгого времени казались почти метафизическими. Первый вопрос говорит сам за себя, так как его можно поставить так: «Что было, когда еще ничего не было?» Что же касается остальных вопросов, то от них всегда можно было отговориться тем, что начальные условия во Вселенной по счастливой случайности были ровно таковы,

чтобы в конечном счете Вселенная приобрела как раз такой вид, какой она сейчас имеет. Еще один вариант ответа основан на так называемом антропном принципе и выглядит почти совершенно метафизично: мы живем в однородной, изотропной Вселенной, содержащей избыток вещества над антивеществом просто потому, что в неоднородной, анизотропной Вселенной, содержащей равное количество вещества и антивещества, жизнь была бы невозможна, и никто не задавал бы глупых вопросов ⁵³.

К сожалению, несмотря на все остроумие такого ответа, он не является вполне удовлетворительным, поскольку не объясняет ни величину отношения $n_B/n_\gamma \sim 10^{-9}$, ни высокую степень однородности и изотропии Вселенной, ни наблюдаемый спектр галактик. Кроме того, в основе антропного принципа лежало неявное предположение о том, что существует много разных вселенных, и жизнь возникает там, где это ей удается. При этом оставалось неясным, в каком смысле можно говорить о разных вселенных, если наша Вселенная — это все, что существует. Ниже мы еще вернемся к обсуждению этого вопроса (см. также ⁵⁴) и дадим обоснование несколько ослабленному варианту антропного принципа ⁵⁵ в рамках сценария раздувающейся Вселенной.

Кроме перечисленных выше проблем существует еще целый ряд проблем, возникших уже после создания калибровочных теорий со спонтанным нарушением симметрии.

7) Проблема доменных стенок

Как мы видели, симметрия в теории (2.1) при $T > 2\mu/\sqrt{\lambda}$ была восстановлена. При понижении температуры в расширяющейся Вселенной происходит нарушение симметрии. Однако в разных, причинно-несвязанных областях в результате нарушения симметрии может возникнуть как поле $\phi = +\mu/\sqrt{\lambda}$, так и поле $\phi = -\mu/\sqrt{\lambda}$. Домены, заполненные полем $\phi = +\mu/\sqrt{\lambda}$, отделяются от доменов с полем $\phi = -\mu/\sqrt{\lambda}$ доменными стенками. Плотность энергии стенок оказывается столь большой, что наличие хотя бы одной такой стенки в наблюдаемой части Вселенной привело бы к недопустимым космологическим последствиям ¹⁰. Это означает, что теории со спонтанно нарушенной дискретной симметрией противоречат космологическим данным. К таким теориям относится простейший вариант SU(5)-теории слабых, сильных и электромагнитных взаимодействий ¹¹, теории со спонтанно нарушенной CP-инвариантностью, большая часть теорий с аксионами ¹² и т. д. Многие из этих теорий являются весьма привлекательными, и хотелось бы найти способ спасти хотя бы часть из них.

8) Проблема реликтовых монополей

Кроме доменных стенок, после фазовых переходов с нарушением симметрии могут образоваться и другие структуры. Так, например, в теориях с нарушенной U(1)-симметрией и в некоторых других теориях возникают вихревые нити типа нитей Абрикосова в сверхпроводнике ⁵⁷. Но наиболее важным эффектом является образование сверхтяжелых магнитных монополей 'т Хоофта — Полякова ⁵⁸, которые должны в большом количестве рождаться во время фазовых переходов при $T_{c1} \sim 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ практически во всех теориях Великого Объединения ^{57,13}. Как было показано в работе Зельдовича и Хлопова ¹³, аннигиляция монополей идет очень медленно, и к настоящему времени плотность монополей должна была бы быть того же порядка, что и плотность барионов. Однако это привело бы к катастрофическим последствиям, поскольку масса каждого монополя примерно в 10^{16} раз больше массы протона, и, следовательно, плотность вещества во Вселенной примерно на 15 порядков превосходила бы критическую плотность $\rho_c \sim 10^{-29}$ г/см³. При такой плотности Вселенная уже давно должна была бы

сколлапсировать. Проблема реликтовых монополей является одной из наиболее серьезных проблем, с которыми столкнулись современные теории элементарных частиц, поскольку эта проблема относится практически ко всем единым теориям слабых, сильных и электромагнитных взаимодействий.

9) Проблема реликтовых гравитино

Одно из наиболее интересных направлений в современной физике элементарных частиц связано с суперсимметрией — симметрией между фермионами и бозонами⁵⁹. Мы не будем перечислять здесь всех достоинств суперсимметричных теорий; см. по этому поводу^{3,60}. Заметим только, что суперсимметричные теории и, в частности, супергравитация $N = 1$ открывают возможность решить проблему иерархии масс в единых теориях^{61,62}, т. е. объяснить физическую причину существования резко различающихся масштабов масс, $M_P \gg m_X \sim 10^{15}$ ГэВ, $m_X \gg m_{W,Z} \sim 10^2$ ГэВ. Современное объяснение иерархии масс в рамках супергравитации опирается на предположение о том, что гравитино (частица спина $3/2$, являющаяся суперпартнером гравитона) имеет массу $m_{3/2} \sim m_W \sim 10^2$ ГэВ⁶³. Однако, как показано в⁶⁴, гравитино такой массы в больших количествах должны рождаться на самых ранних стадиях эволюции Вселенной за счет столкновений частиц высокой энергии, а распадаются они очень медленно.

Основная часть таких гравитино должна была бы распасться лишь на поздних стадиях эволюции Вселенной, после синтеза гелия и других легких элементов. Это должно было бы привести к целому ряду последствий, противоречащих наблюдательным данным⁶⁴⁻⁶⁶. Поэтому встал вопрос, можно ли как-нибудь «спасти» Вселенную от последствий распада гравитино, или же мы должны отказаться от имеющейся возможности решить проблему иерархии. Следует заметить, что проблема иерархии — одна из самых важных и сложных проблем в теории элементарных частиц, и отказываться от одной из наиболее естественных возможностей решить эту проблему было бы очень нежелательно.

10) Проблема выбора вакуума

В теориях со спонтанным нарушением симметрии эффективный потенциал часто имеет несколько локальных минимумов. Так, в теории (2.4) с $M^2 = -\mu^2$ таких минимумов два: $\phi = \pm \mu/\sqrt{\lambda}$. В простейшей суперсимметричной теории Великого Объединения с группой симметрии $SU(5)$ существуют три разных локальных минимума эффективного потенциала относительно поля Φ одинаковой глубины⁶⁶. Степень вырожденности эффективного потенциала в суперсимметричных теориях (количество разных типов вакуумных состояний одинаковой энергии) еще более возрастает с учетом того, что эффективный потенциал имеет несколько минимумов одинаковой глубины и по отношению к остальным хиггсовским полям, входящим в теорию⁶⁸. Возникает вопрос, каким образом и почему мы попали именно в минимум, в котором симметрия нарушена до $SU(3) \times U(1)$. Этот вопрос становится особенно сложным, если учесть, что при высокой температуре Вселенная находилась в $SU(5)$ -симметричном минимуме, $\Phi = H = 0$ ⁶⁹, и не видно никаких причин, которые заставили бы всю Вселенную при охлаждении перескочить в минимум $SU(3) \times U(1)$.

11) Проблема размерности пространства^{54,70}

Вопрос о том, почему наше пространство четырехмерное, некоторое время назад мог показаться довольно бессмысленным и схоластическим. Однако сейчас все более популярными становятся теории типа Калуцы — Клейна⁷¹, в которых предполагается, что наше пространство имеет размерность

$d > 4$, но $d = 4$ размерности спонтанно скомпактифицировались, т. е. радиус кривизны пространства в соответствующих направлениях стал порядка M_{Pl}^{-1} . Поэтому мы и не можем двигаться в этих направлениях, и пространство кажется нам четырехмерным⁷¹. Теории такого рода сейчас интенсивно развиваются, особенно в связи с теорией расширенной супергравитации, которую оказалось исключительно удобно формулировать в пространствах с $d = 10$ или $d = 11$ ³. Один из вопросов, которые возникают в этой связи, — почему скомпактифицировались именно $d = 4$ размерности, а не $d = 5$ или $d = 3$?

12) Проблема энергии вакуума

Из космологических данных следует, что плотность энергии вакуума в настоящее время $V(\varphi_0)$ не должна по абсолютной величине сильно превышать критическую плотность $\rho_c \sim 10^{-29}$ г/см³:

$$|\rho_{\text{вак}}| = |V(\varphi_0)| \lesssim 10^{-28} \text{ г/см}^3. \quad (5.3)$$

Это значение $V(\varphi)$ было достигнуто после того, как произошла последовательность фазовых переходов с нарушением симметрии. В простейшей SU(5)-теории во время первого фазового перехода $SU(5) \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ энергия вакуума (величина $V(\varphi)$) уменьшается примерно на 10^{80} г/см³. Во время фазового перехода $SU(3) \times SU(2) \times U(1) \rightarrow SU(3) \times U(1)$ энергия вакуума понижается примерно на 10^{25} г/см³. Наконец, во время фазового перехода с образованием барионов из кварков энергия вакуума понижается еще примерно на 10^{14} г/см³ и удивительным образом после всех этих огромных скачков становится равной нулю с точностью $\pm 10^{-28}$ г/см³! Кажется невероятным, чтобы полное или почти полное обращение энергии вакуума в нуль было случайным и не имело каких-то глубоких физических причин. Проблема энергии вакуума в теориях со спонтанным нарушением симметрии⁷² считается сейчас одной из основных проблем, стоящих перед теорией элементарных частиц.

Стоит заметить, что плотность энергии вакуума $V(\varphi)$ (или, точнее говоря, энергия постоянного скалярного поля φ) входит в уравнения Эйнштейна в следующем виде:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi G \theta_{\mu\nu} = 8\pi G (T_{\mu\nu} + g_{\mu\nu} V(\varphi)), \quad (5.4)$$

где $\theta_{\mu\nu}$ — полный тензор энергии-импульса материи, $T_{\mu\nu}$ — тензор энергии-импульса вещества (элементарных частиц), а $g_{\mu\nu} V(\varphi)$ — тензор энергии-импульса вакуума (постоянного скалярного поля φ). Из сравнения тензора энергии-импульса вещества

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \rho & & 0 \\ & p & \\ 0 & & p \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

и $g_{\mu\nu} V(\varphi)$ можно убедиться, что «давление» вакуума имеет знак, противоположный знаку плотности его энергии, $p = -\rho = -V(\varphi)$. Величину энергии вакуума, умноженную на $8\pi G$, обычно называют космологической постоянной Λ ⁷³; в данном случае $\Lambda = 8\pi G V(\varphi)$ ⁷². Поэтому проблему энергии вакуума часто называют также проблемой космологической постоянной.

Список проблем, стоящих перед космологией и теорией элементарных частиц, конечно, можно было бы и продолжить, но нас здесь интересовали лишь те проблемы, которые имеют какое-то отношение к основной теме нашей статьи — к сценарию раздувающейся Вселенной.

Первая и последняя из перечисленных проблем пока еще не решены и не будут детально обсуждаться в настоящей статье. Мы упомянули их здесь, потому что целый ряд попыток так или иначе решить эти проблемы непосредст-

венно связан со сценарием раздувающейся Вселенной, а также с родственной этому сценарию моделью Старобинского; см. по этому поводу ^{55, 74-76}. Решение шестой проблемы — проблемы барионной асимметрии — было предложено Сахаровым задолго до создания сценария раздувающейся Вселенной ¹⁵, однако этот сценарий вносит в решение указанной проблемы много нового ⁷⁷. Что же касается остальных девяти проблем, то, как будет показано ниже, все они либо полностью, либо частично могут быть решены в рамках сценария раздувающейся Вселенной, к описанию которого мы сейчас и переходим.

6. ПЕРВОНАЧАЛЬНЫЙ ВАРИАНТ СЦЕНАРИЯ РАЗДУВАЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ

Сценарий раздувающейся Вселенной сейчас сильно отличается от первого варианта этого сценария, предложенного Гусом ¹⁹. Тем не менее нам кажется целесообразным напомнить основную идею этого сценария.

Как мы уже говорили, фазовые переходы из симметричного состояния $\phi = 0$ в состояние с нарушенной симметрией $\phi = \phi_0$ иногда идут из сильно переохлажденного состояния ⁸. При очень сильном переохлаждении плотность энергии релятивистских частиц, пропорциональная T^4 , становится пренебрежимо малой по сравнению с энергией вакуума в симметричном состоянии $V(0)$. Это значит, что в предельном случае чрезвычайно сильного переохлаждения плотность энергии расширяющейся (и остывающей) Вселенной стремится к $V(0)$ и перестает зависеть от времени. При этом, согласно (4.3), Вселенная при больших t расширяется экспоненциально:

$$a(t) \sim e^{Ht}, \quad (6.1)$$

где постоянная Хаббла в это время равна

$$H = \sqrt{\frac{8\pi V(0)}{3M_{\text{П}}^2}}. \quad (6.2)$$

Если во время фазового перехода вся энергия быстро переходит в тепло, то Вселенная после перехода разогревается до температуры $T_* \sim V^{1/4}(0)$ независимо от того, сколько времени продолжалось расширение до момента фазового перехода. Это обстоятельство было использовано Чибисовым и автором для построения модели Вселенной, которая изначально могла быть холодной, а затем разогревалась за счет фазового перехода с сильным энерговыделением; см. обсуждение этой модели в обзорах ^{8, 18}.

Основная заслуга Гуса состоит в том, что он предложил использовать приведенные выше свойства космологических фазовых переходов с большим переохлаждением для решения проблем плоскостности и горизонта. Действительно, поскольку температура разогрева Вселенной после фазового перехода $T_* \sim V^{1/4}(0)$ не зависит от продолжительности стадии экспоненциального расширения в переохлажденном состоянии, то единственной величиной, зависящей от продолжительности этой стадии, является масштабный фактор $a(t)$, который в это время экспоненциально растет. Но при экспоненциальном расширении (которое и было названо «раздуванием» Вселенной) Вселенная становится все более и более плоской. Этот эффект особенно отчетливо виден при рассмотрении вопроса о полной энтропии Вселенной. Действительно, полная энтропия Вселенной до фазового перехода может быть не очень велика ⁸. Однако после фазового перехода энтропия сильно увеличивается, $S \gg a^3 T_*^3 \sim a^3 V^{3/4}(0)$, где величина a^3 может быть экспоненциально большой *). Пусть, например, экспоненциальное расширение начинается в замкнутой

*) Стоит отметить, что на возможность такого решения проблемы полной энтропии Вселенной было независимо указано также в работе Веряскина, Лапчинского и Рубакова ⁷⁸.

Вселенной в момент, когда ее радиус $a_0 = c_1 M_P^{-1}$, а энергия вакуума равна $V(0) = c_2 M_P^4$, где c_1 и c_2 — некоторые константы. В реалистических теориях величина c_1 находится в интервале от 1 до 10^{10} , величина c_2 — от 1 до 10^{-20} ; как мы увидим, интересующая нас величина зависит от c_1 и c_2 очень слабо. Полная энтропия Вселенной после экспоненциального расширения продолжительностью Δt становится равной

$$S \sim a_0^3 e^{3H\Delta t} T_*^3 \sim c_1^3 c_2^{3/4} e^{3H\Delta t}, \quad (6.3)$$

откуда следует, что энтропия S становится больше, чем 10^{87} , при

$$\Delta t \gtrsim H^{-1} (67 - \ln c_1 c_2^{1/4}). \quad (6.4)$$

В типичных случаях величина $\ln c_1 c_2^{1/4}$ по абсолютной величине не превышает 10. Это означает, что для решения проблемы плоскостности Вселенной было бы достаточно, чтобы она находилась в переохлажденном состоянии $\phi = 0$ в течение времени ^{19,24}

$$\Delta t \gtrsim 70 H^{-1} = 70 \sqrt{\frac{3M_P^2}{8\pi V(0)}}. \quad (6.5)$$

Здесь следует заметить, что если величина Δt сильно превышает $70 H^{-1}$ (а так оказывается во всех реалистических вариантах сценария раздувающейся Вселенной; см., например, гл. 10), то Вселенная после раздувания и разогрева становится почти абсолютно плоской, $\Omega \equiv \rho/\rho_c = 1$. Это обстоятельство (с учетом возможности небольших локальных вариаций ρ в масштабах наблюдаемой части Вселенной) является одним из важных предсказательных следствий сценария раздувающейся Вселенной.

Нетрудно проверить, что условие $(aT)^3 \gtrsim 10^{87}$ означает, что «радиус» Вселенной $a_0 \sim c_1 M_P^{-1}$ после расширения Вселенной вплоть до настоящего времени становится больше, чем размеры наблюдаемой части Вселенной $l \sim 10^{28}$ см; см. предыдущую главу. Но это означает, что за время, лишь незначительно (на $H^{-1} \ln c_1$) превышающее $70 H^{-1}$, любая область пространства размером $\Delta l \sim M_P^{-1}$ раздувается столь сильно, что к настоящему времени размер этой области становится больше размеров наблюдаемой части Вселенной.

Если теперь учесть, что мы рассматриваем процессы, происходящие в после-планковскую эпоху ($\rho < M_P^4$; $T < M_P$, $t > M_P^{-1}$), то становится ясно, что область размером $\Delta l \sim M_P^{-1}$ к началу экспоненциального расширения заведомо была причинно-связанной. Таким образом, вся наблюдаемая часть Вселенной в этом сценарии образуется за счет раздувания одной причинно-связанной области, что и решает проблему горизонта.

В рамках предложенного сценария в принципе можно было бы решить и проблему реликтовых монополей. Действительно, как было показано Кибблом ⁵⁷, реликтовые монополи рождаются лишь в точках соприкосновения нескольких разных пузырьков поля ϕ , образующихся во время фазового перехода. Если задержка фазового перехода за счет переохлаждения значительна, то размеры пузырьков поля ϕ к моменту, когда они начинают заполнять всю Вселенную, становятся очень велики, а плотность рождающихся при этом монополей становится весьма малой ¹⁹.

К сожалению, однако, как отметил сам Гус, предложенный им сценарий приводил к ряду нежелательных последствий при рассмотрении свойств Вселенной после фазового перехода. Согласно этому сценарию, внутри пузырьков новой фазы поле ϕ очень быстро становилось равным равновесному полю ϕ_0 , соответствующему минимуму $V(\phi)$, и вся энергия поля в пузырьке была сосредоточена на его стенках, движущихся от центра пузырька со скоростью, близкой к скорости света. Разогрев Вселенной после фазового пере-

хода должен был происходить за счет столкновения стенок пузырьков. Однако из-за больших размеров пузырьков в этом сценарии Вселенная после столкновения стенок пузырьков должна была бы стать сильно неоднородной и анизотропной, что находилось бы в резком противоречии с наблюдательными данными.

Несмотря на все трудности, с которыми столкнулся первый вариант сценария раздувающейся Вселенной, интерес к этому сценарию был чрезвычайно велик, и в течение года после опубликования работы Гуса этот сценарий интенсивно исследовался и обсуждался многими авторами. Итог этому исследованию подвели работы Хоукинга, Мосса и Стюарта ⁷⁹, а также Гуса и Вайнберга ⁸⁰, в которых утверждалось, что дефекты этого сценария неустранимы. К счастью, однако, оказалось возможным предложить новый сценарий раздувающейся Вселенной ²⁰ (см. также ²¹), который оказался не только свободным от некоторых недостатков сценария Гуса, но и открыл возможность решения еще нескольких космологических проблем, перечисленных в гл. 5.

7. НОВЫЙ СЦЕНАРИЙ РАЗДУВАЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ (УПРОЩЕННЫЙ ВАРИАНТ)

Первый вариант нового сценария раздувающейся Вселенной основывался на изучении фазовых переходов в SU(5)-симметричной теории Коулмена — Вайнберга (2.10), (2.11). Теория фазового перехода в этой модели очень сложна. Поэтому мы начнем с того, что, следуя ²⁰, дадим несколько упрощенное описание этого фазового перехода, с тем чтобы пояснить общую идею нового сценария.

Прежде всего выясним, как ведет себя эффективный потенциал этой теории по отношению к нарушению симметрии $SU(5) \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ (см. гл. 2) при ненулевой температуре.

Как уже говорилось в гл. 3, при достаточно высокой температуре симметрия в калибровочных теориях, как правило, восстанавливается. В данном случае можно показать, что при $T \gg m_X$ функция $V(\varphi, T)$ в теории Коулмена — Вайнберга выглядит следующим образом:

$$V(\varphi, T) = \frac{5}{8} g^2 T^2 \varphi^2 + \frac{25 g^4 \varphi^4}{128 \pi^2} \left(\ln \frac{\varphi}{\varphi_0} - \frac{1}{4} \right) + \frac{9 m_X^4}{32 \pi^2} + c T^4, \quad (7.1)$$

где c — некоторая постоянная порядка 10. Из анализа этого выражения следует, что при достаточно большой температуре T единственным минимумом

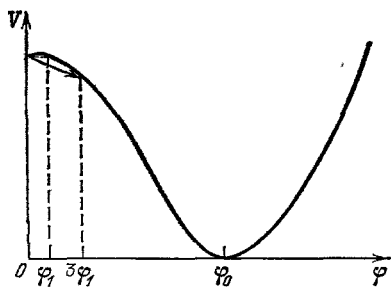


Рис. 5. Эффективный потенциал в теории Коулмена — Вайнберга при $T \ll \varphi_0$.

Стрелка указывает направление туннелирования с образованием пузырьков поля φ . Поле φ внутри пузырьков не превышает $3\varphi_1$, где $V(\varphi_1) = V(0)$.

$V(\varphi, T)$ является минимум при $\varphi = 0$, т. е. симметрия восстанавливается. При $T \ll m_X \sim \sim 10^{14}$ ГэВ все высокотемпературные поправки к $V(\varphi)$ при $\varphi \sim \varphi_0$ исчезают. Однако массы всех частиц в теории Коулмена — Вайнберга стремятся к нулю при $\varphi \rightarrow 0$. Поэтому в окрестности точки $\varphi = 0$ формула (7.1) для $V(\varphi, T)$ остается справедливой и при $T \ll 10^{14}$ ГэВ. Это означает, что при всех значениях температуры T точка $\varphi = 0$ остается локальным минимумом потенциала $V(\varphi, T)$, несмотря на то, что минимум при $\varphi = \varphi_0$ при $T \ll m_X$ является гораздо более глубоким (рис. 5). Фазовый переход из локального минимума $\varphi = 0$ в глобальный минимум $\varphi = \varphi_0$ в расширяющейся Вселенной происходит тогда, когда характерное время, нужное для рож-

дения пузырьков новой фазы $\varphi \neq 0$, становится меньше времени существования Вселенной t . Изучение этого вопроса привело целый ряд авторов к выводу, что фазовый переход в теории Коулмена — Вайнберга является сильно

затянутым и происходит лишь, когда температура T во Вселенной опускается примерно до $T_c \sim 10^6$ ГэВ ⁸¹. (Это утверждение не является вполне точным, но мы для простоты предположим на некоторое время, что оно правильно, и вернемся к обсуждению этого пункта в следующей главе.) Ясно, однако, что при столь малой температуре барьер, отделяющий минимум $\phi = 0$ от минимума $\phi = \phi_0$, будет находиться при $\phi \ll \phi_0$ (см. рис. 5) и процесс образования пузырьков будет определяться не величиной ϕ_0 , а лишь формой $V(\phi, T)$ вблизи $\phi = 0$. В результате этого поле ϕ внутри образующихся пузырьков новой фазы в первый момент оказывается очень малым ^{20,42}:

$$\phi \lesssim 3\phi_1 \approx \frac{12\pi T_c}{g \sqrt{5 \ln \frac{m_X}{T_c}}} \ll \phi_0, \quad (7.2)$$

где точка ϕ_1 определяется условием $V(0, T) = V(\phi_1, T)$ (см. рис. 5). Кривизна эффективного потенциала при таком значении поля оказывается относительно малой:

$$|m^2| = \left| \frac{d^2 V}{d\phi^2} \right| \lesssim 75 g^2 T_c^2 \sim 25 T_c^2. \quad (7.3)$$

Ясно, что поле ϕ внутри пузырька будет увеличиваться до своего равновесного значения $\phi \sim \phi_0$ в течение времени $\Delta t \gtrsim |m^{-1}| \sim 0,2 T_c^{-1}$. Большую часть этого интервала времени поле ϕ остается много меньше, чем ϕ_0 . Это означает, что по крайней мере в течение времени порядка $0,2 T_c^{-1}$ энергия вакуума $V(\phi)$ остается почти равной $V(0)$ и, следовательно, часть Вселенной внутри пузырька продолжает расширяться экспоненциально, так же как и до начала фазового перехода. В этом и состоит основное отличие нового сценария раздувающейся Вселенной ^{20,21} от сценария Гуса ¹⁹, в котором предполагалось, что экспоненциальное расширение кончается в момент образования пузырьков.

Величина постоянной Хаббла H при $\phi \ll \phi_0$, $m_X \sim 5 \cdot 10^{14}$ ГэВ равна

$$H = \sqrt{\frac{8\pi}{3M_P^2} V(0)} = \frac{m_X^2}{2M_P} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \approx 10^{10} \text{ ГэВ}. \quad (7.4)$$

За время $\Delta t \sim 0,2 T_c^{-1}$ Вселенная расширяется в $e^{H\Delta t}$ раз, где

$$e^{H\Delta t} \sim e^{0,2H/T_c} \sim e^{2000} \sim 10^{800}. \quad (7.5)$$

Характерный размер пузырька в момент его образования по порядку величины равен $T_c^{-1} \sim 10^{-20}$ см. После расширения (7.5) его размер становится $\sim 10^{800}$ см, что гораздо больше размеров наблюдаемой части Вселенной $l \sim 10^{28}$ см. Таким образом, вся наблюдаемая часть Вселенной в рамках этого сценария должна находиться *внутри одного пузырька*. Поэтому мы не видим никаких неоднородностей, возникающих за счет соударений стенок пузырьков.

Во время распада скалярных и векторных мезонов в процессе разогрева Вселенной идет генерация барионной асимметрии Вселенной ¹⁵⁻¹⁷. Однако из-за сильной неравновесности процессов в эту эпоху генерация барионной асимметрии в нашем случае может идти гораздо более эффективно, чем в стандартном сценарии расширяющейся горячей Вселенной ⁷⁷.

Как и в сценарии Гуса, экспоненциальное расширение более чем в e^{70} раз (7.5) позволяет решить проблемы горизонта и плоскостности Вселенной. Но, кроме этого, открывается возможность объяснить также крупномасштабную однородность и изотропию Вселенной. Действительно, как мы уже упоминали в гл. 5, процессы, связанные с рождением частиц и с наличием вещества во Вселенной, могут привести к ее локальной изотропизации. После раздувания Вселенной (7.5) размеры изотропной области становятся больше размеров наблюдаемой части Вселенной. Кроме того, анизотропия быстро

уменьшается просто за счет экспоненциального расширения Вселенной^{20, 82, 83}. Что касается проблемы однородности, то она решается аналогично. Исходные флуктуации плотности внутри пузырька были малы по сравнению с $V(0)$, т. е. пространство внутри пузырька было почти однородным. Затем экспоненциальное расширение распространяет эту однородность на всю наблюдаемую часть Вселенной²⁰.

Поскольку размеры пузырьков превышают размеры наблюдаемой части Вселенной, а монополи и доменные стенки рождаются только вблизи стенок пузырьков⁵⁷, то в наблюдаемой части Вселенной не должно быть ни одного монополя и ни одной доменной стенки, что снимает соответствующие проблемы, отмеченные в гл. 5. Раздувание Вселенной уменьшает практически до нуля плотность всех частиц, существовавших до фазового перехода, что может снять также проблему реликтовых гравитино⁸⁴; см. гл. 5. Гравитино, однако, могут родиться снова после раздувания, если температура разогрева T_* слишком высока^{85, 86} (как это имеет место в рассматриваемом случае). Пример теории, в которой величина T_* достаточно мала и проблема гравитино действительно может быть решена⁸⁶, будет рассмотрен в гл. 10.

Заметим, что крутизна эффективного потенциала (7.1) быстро растет с ростом поля ϕ . Поэтому стадия медленного роста поля ϕ , сопровождающаяся экспоненциальным расширением Вселенной, сменяется стадией чрезвычайно быстрого падения поля ϕ к равновесному значению $\phi = \phi_0$ и осцилляций поля вблизи минимума эффективного потенциала. Частота осцилляций в рассматриваемой модели равна массе хиггсовского поля ϕ при $\phi = \phi_0$, $m = (d^2V/d\phi^2|_{\phi=\phi_0})^{1/2} \sim 10^{14}$ ГэВ. Видно, что характерный период колебаний $\sim m^{-1}$ на много порядков меньше характерного времени расширения Вселенной H^{-1} . Поэтому при изучении осцилляций поля ϕ вблизи точки $\phi = \phi_0$ расширением Вселенной можно пренебречь. Это означает, что вся потенциальная энергия $V(0)$ на рассматриваемой стадии переходит в энергию осцилляций. Осциллирующее классическое поле ϕ рождает хиггсовские бозоны и векторные бозоны, которые быстро распадаются. В конечном итоге вся энергия осциллирующего поля ϕ переходит в энергию релятивистских частиц, и Вселенная разогревается до температуры $T_* \sim V_{(0)}^{1/4} \sim 10^{14}$ ГэВ^{20, 77}. Таким образом, механизм разогрева Вселенной в новом сценарии сильно отличается от соответствующего механизма в сценарии Гуса.

Как видно, основная идея нового сценария раздувающейся Вселенной довольно проста: нужно, чтобы процесс нарушения симметрии за счет роста поля ϕ шел сначала достаточно медленно, чтобы Вселенная за это время успела сильно раздуться, а на более поздних стадиях процесса скорость роста и частота осцилляций поля ϕ вблизи минимума $V(\phi)$ должны быть достаточно велики, чтобы обеспечить эффективный разогрев Вселенной после фазового перехода. Эта идея была использована как в уточненной версии нового сценария, к обсуждению которой мы сейчас переходим, так и во всех последующих вариантах сценария раздувающейся Вселенной.

8. УТОЧНЕНИЕ СЦЕНАРИЯ

Изложение нового сценария раздувающейся Вселенной в предыдущей главе было сильно упрощенным. Основное упрощение состояло в том, что мы не учли влияния экспоненциального расширения Вселенной на кинетику фазового перехода. При $T \gtrsim H \sim 10^{10}$ ГэВ такое упрощение вполне допустимо. Однако, согласно сказанному в предыдущей главе, фазовый переход может начаться лишь при $T_c \ll H$. Как было показано в нашей работе⁸⁸, в этом случае высокотемпературные эффекты не оказывают практически никакого влияния на кинетику фазового перехода. Действительно, характерное время, за которое могло бы произойти образование пузырьков при температуре T_c , заведомо должно превышать $m^{-1}(\phi = 0, T = T_c) \sim (gT_c)^{-1} \gg H^{-1}$. Но за это время Вселенная успела бы расшириться примерно в e^{H/gT_c} раз, и

температура упала бы от $T = T_c$ практически до нуля. Таким образом, при описании образования пузырьков можно считать, что процесс происходит при нулевой температуре, но в то же время необходимо учитывать эффекты, связанные с расширением Вселенной. Несмотря на большое количество работ, посвященных рождению пузырьков с учетом раздувания Вселенной⁸⁷, решение этой проблемы было получено лишь в самое последнее время⁸⁸. Несколько проще в идейном отношении оказалось слегка модифицировать предложенный в предыдущей главе сценарий, сохранив при этом основную идею этого сценария об экспоненциальном расширении Вселенной в процессе медленного нарушения симметрии практически неизменной⁹⁰⁻⁹². Суть модификации легче всего понять на примере теории скалярного поля ϕ с эффективным потенциалом

$$V(\phi) = \frac{m^2 \phi^2}{2} - \frac{\lambda}{4} \phi^4 + V(0) \quad (8.1)$$

без членов типа $\xi R \phi^2$, где R — скаляр кривизны. Этот потенциал при малых $|m^2|$ и $\lambda > 0$ имитирует потенциал Коулмена — Вайнберга (7.1). Задача, которая нас интересует, состоит в том, чтобы выяснить, как будет эволюционировать система с потенциалом (8.1), если изначально классическое поле ϕ равнялось нулю.

Согласно классическим уравнениям движения, поле ϕ так и должно остаться равным нулю, даже если $m^2 < 0$. С другой стороны, ясно, что за счет квантовых флуктуаций спонтанное нарушение симметрии при $m^2 < 0$ в конце концов должно произойти. Для описания этого явления вместо классического поля ϕ следует рассмотреть поведение квантовых флуктуаций поля ϕ , т. е. величины $\langle \phi^2 \rangle$. Изучение поведения этой величины в экспоненциально расширяющейся Вселенной требует довольно громоздких вычислений, и поэтому ниже мы лишь приведем основные результаты, отсылая за подробностями к оригинальным работам⁹¹⁻⁹³. При этом нас будет интересовать лишь случай $|m^2| \ll H^2$. Для этого случая величина $\langle \phi^2 \rangle$ была вычислена в работе Банча и Дэвиса⁹⁵ и оказалась чрезвычайно большой в пределе малых $m^2 > 0$:

$$\langle \phi^2 \rangle = \frac{3H^4}{8\pi^2 m^2}. \quad (8.2)$$

Физическая причина такого поведения $\langle \phi^2 \rangle$ при $m^2 \ll H^2$ состоит в аномально большом вкладе в $\langle \phi^2 \rangle$ от длинноволновых флуктуаций поля ϕ . Однако формула (8.2) в действительности верна лишь для пустой Вселенной с $V(\phi) > 0$, которая всегда расширялась экспоненциально. В горячей Вселенной вклад длинноволновых флуктуаций обрезался за счет того, что скалярные частицы приобретали большую массу $m \sim gT$. В это время величина $\langle \phi^2 \rangle$ имела порядок $O(T^2)$ и уменьшалась с уменьшением температуры. Однако при уменьшении температуры уменьшается и величина инфракрасного обрезания. В результате при $T \ll H$ величина $\langle \phi^2 \rangle$ в экспоненциально расширяющейся Вселенной начинала расти до своего предельного значения (8.2). Исследование роста величины $\langle \phi^2 \rangle$ показывает, что на первых стадиях этого процесса величина $\langle \phi^2 \rangle$ линейно растет со временем независимо от знака и величины m^2 (при $|m^2| \ll H^2$):

$$\langle \phi^2 \rangle \sim \frac{H^3}{4\pi^2} \Delta t. \quad (8.3)$$

При этом основной вклад в величину $\langle \phi^2 \rangle$ идет от флуктуаций с экспоненциально большой длиной волны порядка импульса инфракрасного обрезания $(gT)^{-1} \sim H^{-1} e^{H\Delta t}$. Это означает, что на масштабах $\Delta l \lesssim H^{-1} e^{H\Delta t}$ флуктуации поля ϕ почти неотличимы от классического однородного поля с амплитудой $\phi = \sqrt{\langle \phi^2 \rangle}$ (рис. 6).

Предположим для простоты, что $m^2 = 0$. В этом случае можно показать^{91,92}, что стадия линейного роста продолжается в течение времени

$$\Delta t \sim \frac{\sqrt{2}\pi}{\sqrt{\lambda}H}, \quad (8.4)$$

после чего за счет отрицательной добавки $\sim -\lambda \langle \varphi^2 \rangle$ к квадрату массы поля φ рост флуктуаций $\langle \varphi^2 \rangle$ становится чрезвычайно быстрым и прекращается лишь, когда величина $\varphi = \sqrt{\langle \varphi^2 \rangle}$ становится порядка φ_0 , где φ_0 соответствует минимуму $V(\varphi)$. Весь процесс занимает время порядка Δt (8.4). За это время Вселенная успевает расшириться примерно в $e^{H\Delta t}$ раз, где

$$e^{H\Delta t} \sim e^{\sqrt{2}\pi/\sqrt{\lambda}}. \quad (8.5)$$

Это означает, что для того, чтобы Вселенная за время Δt успела расшириться в e^{70} раз, необходимо, чтобы константа λ была достаточно мала:

$$\lambda \lesssim 4 \cdot 10^{-3}. \quad (8.6)$$

Аналогичный анализ для случая теории $SU(5)$ (7.4) показывает^{88,91,92}, что при реалистических значениях констант связи раздувание Вселенной оказывается несколько меньше требуемого расширения в e^{70} раз.

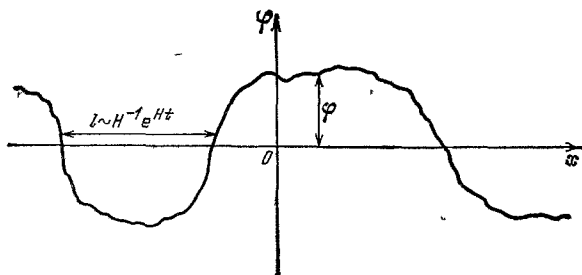


Рис. 6. Характерный вид квантовых флуктуаций поля φ с массой $|m^2| \ll H^2$ в масштабе $l \gg H^{-1}$ во Вселенной, экспоненциально расширяющейся в течение времени $t \gg H^{-1}$.

Для простоты изображен вид флуктуаций поля φ на первой стадии роста величины $\varphi = \sqrt{\langle \varphi^2 \rangle} = (H/2\pi) \sqrt{Ht}$.

Ситуация оказывается еще более сложной при детальном рассмотрении проблемы однородности в этом сценарии. Дело в том, что неоднородности поля φ (см. рис. 6), а также флуктуации скаляра кривизны R ⁹⁶ усиливаются во время роста поля φ до $\varphi \sim \varphi_0$, что в конечном счете приводит к появлению неоднородностей $\delta\rho$ плотности вещества ρ во Вселенной. Замечательным свойством возникающих при этом неоднородностей является почти полная независимость спектра неоднородностей $\delta\rho/\rho$ от их пространственного масштаба^{92,96-99}. Неоднородности именно с таким спектром, называемым плоским спектром, или спектром Зельдовича⁵², необходимы в качестве затравочных неоднородностей в теории образования галактик.

К сожалению, однако, для того чтобы амплитуда неоднородностей имела необходимую для образования галактик величину^{14,52} $\delta\rho/\rho \sim 10^{-4}$, нужно, чтобы константа λ в теории (8.1) была чрезвычайно мала^{92,97-99}:

$$\lambda \sim 10^{-12} - 10^{-13}. \quad (8.7)$$

Соответствующее условие заведомо не выполняется в простейшей $SU(5)$ -симметричной теории Коулмена — Вайнберга.

После выяснения этого обстоятельства начался поиск реалистических теорий элементарных частиц, в которых условие типа (8.7) удовлетворяется, а также альтернативных сценариев, которые могли бы приводить к аналогичным результатам. Первое из указанных двух направлений привело к реализации нового сценария раздувающейся Вселенной в рамках супергравитации (так называемое первичное, или реликтовое, раздувание²⁸⁻³⁰), второе — к созданию сценария хаотического раздувания Вселенной²².

Однако, прежде чем переходить к описанию этих вариантов сценария раздувающейся Вселенной, нам хотелось бы кратко описать еще один сценарий, во многом сходный с новым сценарием раздувающейся Вселенной, — модель Старобинского ²³.

9. МОДЕЛЬ СТАРОБИНСКОГО

За два года до работы Гуса ¹⁹ весьма близкий в идейном отношении сценарий был предложен Старобинским ²³. Этот сценарий основан на том, что метрика экспоненциально расширяющейся фридмановской Вселенной (4.1) (мира де Ситтера) с плотностью энергии вакуума, близкой к планковской, является самосогласованным решением уравнений Эйнштейна с однопетлевыми квантовыми поправками ⁹⁴. Старобинский заметил, что это решение неустойчиво, и в результате развития неустойчивости экспоненциально расширяющаяся Вселенная за конечное время переходит в горячую Вселенную Фридмана. Теория этого перехода ²³, ⁹⁶ очень близка к теории соответствующего перехода в новом сценарии раздувающейся Вселенной ⁹⁰⁻⁹².

Модель Старобинского с момента своего появления сразу же вызвала у космологов значительный интерес; см., например, обсуждение этой модели в статье Зельдовича в УФН ²⁷. Исходной целью сценария Старобинского ²³ было решение проблемы начальной космологической сингулярности. Эту программу пока еще полностью реализовать не удалось. Однако в ходе исследования выяснилось, что в рамках модели Старобинского, так же как и в сценарии раздувающейся Вселенной, в принципе можно решить многие из проблем, перечисленных в гл. 5. С другой стороны, обнаружилось, что исходная версия модели Старобинского, как и первые варианты сценария раздувающейся Вселенной, наряду с явными достоинствами имеет также некоторые недостатки. Так, например, неоднородности плотности, возникающие во время перехода к горячей Вселенной, в этой модели, как и в модели, обсуждавшейся в предыдущей главе, оказывались слишком велики ^{96,100}. Температура Вселенной после ее разогрева в модели Старобинского оказывалась гораздо больше температуры фазового перехода в теориях Великого Объединения, и поэтому в этом сценарии, в отличие от сценария раздувающейся Вселенной, не удавалось решить проблемы реликтовых монополей и доменных стенок. Наконец, поскольку де-ситтеровская стадия в этой модели начиналась, по предположению, с чисто вакуумного несингулярного состояния и, с другой стороны, продолжалась лишь некоторое конечное время, то оставался не вполне ясным вопрос о том, что предшествовало де-ситтеровской стадии в этой модели. Одна из наиболее интересных возможностей решения этой проблемы была предложена Зельдовичем и Грищуком ⁷⁴ и состоит в том, что экспоненциально расширяющаяся Вселенная Старобинского в некоторый момент времени могла возникать как целое «из ничего», или «отпочковывалась» от какой-то другой Вселенной. Возможность процессов типа процесса рождения Вселенной «из ничего» представляется чрезвычайно интересной и заслуживает самого пристального изучения. В принципе, соответствующая реализация возможна и для сценария раздувающейся Вселенной; см. по этому поводу ¹¹⁰. К сожалению, однако, теория указанных выше процессов пока еще не является полностью разработанной (см., однако, гл. 12). Поэтому сценарий раздувающейся Вселенной, который можно реализовать и в рамках более привычного подхода, основанного на теории горячей Вселенной и описанного в настоящей статье, в идейном смысле был несколько проще модели Старобинского.

За последние годы статус модели Старобинского несколько изменился. Оказалось, что в этой модели можно получить неоднородности плотности нужной величины, если к эйнштейновскому лагранжиану гравитационного поля $-R/16\pi G$, где R — скаляр кривизны, прибавить также квадратичный член типа R^2/M^2 , где $M \sim 10^{14}$ ГэВ ¹⁰⁰. При $M \sim 10^{14}$ ГэВ температура Все-

ленной после разогрева оказывается меньше температуры фазового перехода в теориях Великого Объединения, и проблемы монополей и доменных стенок в этих теориях не возникают. Что же касается упомянутого выше вопроса о происхождении неустойчивого начального состояния Вселенной в модели Старобинского, то на него оказалось возможным ответить не только с помощью идеи о квантовом рождении Вселенной⁷⁴, но и с помощью идей, близких к тем, на которых основывается сценарий хаотического раздувания²²; см. обсуждение этого вопроса в¹⁰³ и в гл. 11. Таким образом, в настоящее время сценарий, основанный на модели Старобинского²³, является интересной альтернативой сценарию раздувающейся Вселенной, и не исключено, что теория ранних стадий эволюции Вселенной будет в дальнейшем основываться на каком-то синтезе обоих сценариев¹⁰³.

10. РЕЛИКТОВОЕ РАЗДУВАНИЕ

Одним из наиболее интересных вариантов нового сценария раздувающейся Вселенной является сценарий реликтового раздувания. Этот сценарий основан на изучении процесса нарушения симметрии в супергравитации $N = 1$ ³, взаимодействующей с материей, описывающейся, например, суперсимметричной $SU(5)$ -теорией, а также с дополнительным синглетным киральным суперполем Σ , которое играет в этом сценарии центральную роль²⁸⁻³⁰. Эффективный потенциал относительно первой (скалярной) компоненты этого поля z выглядит следующим образом¹⁰⁴:

$$V(z, z^*) = e^{zz^*/2} \left(2 \left| \frac{dg}{dz} + \frac{z^*}{2} g \right|^2 - 3 |g|^2 \right), \quad (10.1)$$

где $g(z) = \mu^3 f(z)$ — так называемый суперпотенциал, μ — некоторый параметр размерности массы, $f(z)$ — произвольная функция. Для простоты все размерные величины выражены в единицах $M_P/\sqrt{8\pi}$. Нас будет интересовать процесс нарушения симметрии в теории (10.1) за счет возникновения действительной части ϕ поля z . Из-за свободы в выборе $f(z)$ эффективный потенциал $V(\phi)$ можно выбирать произвольным образом, с тем лишь условием, что $V(\phi_0) = 0$, где ϕ_0 соответствует минимуму $V(\phi)$. Как мы уже говорили, это условие необходимо для обращения энергии вакуума (космологического члена) в нуль в настоящую эпоху. Простейший потенциал указанного типа имеет следующий вид^{29,30}:

$$V(\phi) = 3\mu^6 \left(1 - \alpha^2 \phi^2 + \frac{\alpha^4}{4} \phi^4 \right), \quad (10.2)$$

откуда $\phi_0 = \sqrt{2}/\alpha$.

Предположим теперь, что, как обычно, симметрия в ранней Вселенной была восстановлена и поле ϕ равнялось нулю (мы обсудим справедливость этого предположения для рассматриваемой теории в следующей главе). С расширением Вселенной и уменьшением температуры эффективный потенциал принимал вид (10.2), но при малых α и μ нарушение симметрии осуществлялось очень медленно. Как мы уже говорили в предыдущей главе, процесс нарушения симметрии в теориях типа (10.2) осуществляется за счет роста флуктуаций поля ϕ (т. е. величины $\langle \phi^2 \rangle$), которые в масштабе $\Delta t \lesssim H^{-1} e^{H\Delta t}$ неотличимы от постоянного поля $\phi = \sqrt{\langle \phi^2 \rangle}$. В рассматриваемом случае постоянная Хаббла $H = \mu^3$, а величина $\phi = \sqrt{\langle \phi^2 \rangle}$ растет следующим образом⁹¹⁻⁹³:

$$\phi = \frac{\mu^3}{4\pi\alpha} \sqrt{e^{4\mu^3\alpha^2(t-t_0)} - 1}, \quad (10.3)$$

где t_0 — время начала процесса нарушения симметрии. Поле ϕ (10.3) достигает своего равновесного значения $\phi_0 = \sqrt{2}/\alpha$ за время

$$\Delta t = t - t_0 \sim 6\mu^{-3}\alpha^{-2}. \quad (10.4)$$

Большую часть этого времени величина $V(\varphi)$ практически не отличается от своего значения при $\varphi = 0$, и Вселенная расширялась по закону

$$a(t) = a_0 e^{\mu^3(t-t_0)}. \quad (10.5)$$

Квантовые флуктуации поля φ в это время нарастали и приводили к появлению неоднородностей плотности $\delta\rho$. Пользуясь результатами работ ^{92,97-99}, где исследовался этот процесс, можно получить выражение для относительной амплитуды неоднородностей $\delta\rho(l)$, отвечающей неоднородностям $\delta\rho$ в масштабе l на момент окончания раздувания Вселенной:

$$\frac{\delta\rho(l)}{\rho} \sim \frac{\mu^3}{4\pi^{3/2}\alpha} (\mu^3 l)^{2\alpha^2}. \quad (10.6)$$

Для неоднородностей плотности в масштабе галактик в эту эпоху $l \sim e^{50}\mu^3$, так что

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim \frac{\mu^3}{20\alpha} \exp(10^2\alpha^2). \quad (10.7)$$

Видно, что нужное значение $\delta\rho/\rho \sim 10^{-4}$ возникает, например, при $\alpha \sim \mu \sim 10^{-1}$ (точнее, при $\mu^3 \sim 10^{-4}$). При этом, как мы и говорили в предыдущей главе, спектр $\delta\rho(l)/\rho$ (10.6) практически не зависит от l . При указанных значениях α и μ из (10.4), (10.5) следует, что Вселенная раздувается примерно в e^{600} раз в период экспоненциального расширения, что более чем достаточно для реализации нового сценария раздувающейся Вселенной.

Заметим, что эффективная константа связи $\lambda = (1/6) d^4 V/d\varphi^4$ в теории (10.2) равна $3\mu^3\alpha^4 \sim 10^{-13}$ в соответствии с условием (8.7). Малость величины λ в теории (10.2) обеспечивается в первую очередь относительно небольшим отличием размерного параметра μ от массы Планка: соотношение $\mu^3 \sim 10^{-4}$ в обычных единицах означает, что $\mu \sim 10^{-2} M_P$, что не кажется неестественным. При этом важно, что поле φ взаимодействует с другими полями только гравитационно, и поэтому, в отличие от того, что происходит в теории Коулмена — Вайнберга, величина λ может быть сколь угодно малой вне зависимости от величины калибровочной постоянной g^2 . Более детальное обсуждение различных вариантов реализации сценария раздувающейся Вселенной в супергравитации содержится в статье Гончарова и автора ³⁰.

Рассмотрим теперь вопрос о нарушении симметрии в суперсимметричной теории $SU(5)$ в нашей модели. Как мы уже говорили в гл. 5, в этой теории у $V(\Phi)$ есть несколько минимумов, в которых $V(\Phi) = 0$ ^{67,68}. К числу таких минимумов, среди прочих, относятся минимум при $\Phi = 0$, отвечающий ненарушенной симметрии $SU(5)$, минимум $SU(4) \times U(1)$ и минимум $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Эффекты, связанные с супергравитацией, несколько «раздвигают» значения $V(\Phi)$ в этих минимумах, но при этом обычно самым выгодным остается состояние с $\Phi = 0$ ¹⁰⁵, и, что самое важное, именно это состояние было единственным минимумом $V(\Phi, T)$ при высокой температуре ⁶⁹. Возникает вопрос: за счет чего мы могли попасть в минимум $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$?

Возможное решение этой проблемы опять-таки связано с раздуванием Вселенной ^{106,76}. Если кривизна потенциала $V(\Phi)$ много меньше H^2 , то, как говорилось в предыдущей главе, во время раздувания Вселенной наряду с флуктуациями поля φ (10.3) начинают генерироваться также длинноволновые флуктуации поля Φ , которые в масштабе $\Delta l \lesssim H^{-1}e^{H\Delta t}$ неотличимы от классического поля Φ с амплитудой порядка $(H/2\pi)\sqrt{Ht}$; см. (8.3). Рост поля Φ в удаленных друг от друга областях Вселенной будет происходить независимо в различных направлениях в изотопическом пространстве, в частности, и в направлениях, соответствующих нарушению симметрии $SU(4) \times U(1)$ или $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. После окончания раздувания рост поля Φ прекращается, и оно начинает совершать затухающие колебания около ближайшего минимума $V(\Phi)$. В результате этого различные области Вселенной с размером, на много порядков превышающим размеры наблюдаемой части Все-

ленной $l \sim 10^{28}$ см, оказываются в состоянии с разными типами нарушения симметрии: $SU(4) \times U(1)$, $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ и т. д.¹⁰⁵. При этом состояние с нарушением симметрии $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ и с нулевой энергией вакуума оказывается абсолютно стабильным, несмотря на наличие более энергетически выгодного состояния с симметрией $SU(5)$ ¹⁰⁵. Таким образом, после раздувания (если оно было достаточно продолжительным, а величина H — достаточно большой) Вселенная разбивается как бы на разные мини-вселенные, и в некоторых из них осуществляется нарушение симметрии нужного нам типа. Заметим, что, поскольку размеры областей, заполненных разными типами полей Φ , превышают размеры наблюдаемой части Вселенной, в этом сценарии, как и раньше, удастся решить проблемы реликтовых монополей и доменных стенок¹⁰⁶.

«Термическая» история Вселенной в этом сценарии оказывается очень необычной. На самых ранних стадиях эволюции Вселенной термодинамическое равновесие, скорее всего, не успевало установиться, а если и успевало, то все равно на стадии экспоненциального расширения температура быстро падала практически до нуля. После фазового перехода Вселенная снова разогревается, но в рассматриваемом сценарии разогрев оказывается гораздо менее эффективным, чем в $SU(5)$ -теории Коулмена — Вайнберга. В результате температура Вселенной после разогрева может оказаться относительно небольшой, $T_* \sim 10^{10}$ ГэВ^{85,28,29}, что дает возможность решить в этом сценарии проблему гравитино и все еще позволяет решить проблему барионной асимметрии Вселенной; см. по этому поводу⁶⁶.

Возможность «островной» структуры Вселенной, обсуждаемая в этой главе (разные типы нарушения симметрии в разных мини-вселенных), может оказаться полезной при решении самых разных проблем, включая проблему размерности нашего пространства^{26,55}. Напомним, что, как мы отмечали в гл. 5, в теориях типа теории Калуцы — Клейна⁷¹ исходное d -мерное пространство ($d = 10, d = 11$?), вообще говоря, может после компактификации превратиться не только в пространство размерности 4, но и в пространства другого числа измерений, и тогда возникает вопрос, почему наше пространство четырехмерно.

Простейший ответ на этот вопрос состоял бы в том, что в силу определенной специфики рассматриваемых теорий компактификация может произойти только в четырехмерное пространство¹⁰⁷. В рамках сценария раздувающейся Вселенной существует еще одна возможность ответа на этот вопрос. Действительно, пусть даже компактификация может идти не только в четырехмерное пространство, но и в пространства другой размерности. Ясно, что компактификация в причинно-несвязанных областях Вселенной шла независимо, и, следовательно, в разных областях Вселенной размерность пространства после компактификации могла оказаться различной. (В этой возможности нет ничего парадоксального, так как локально (т. е. на расстояниях, меньших M_P^{-1}) размерность пространства всюду остается равной исходной размерности d ⁷¹.) Если во время (или после) компактификации осуществлялось раздувание Вселенной, то после раздувания наша Вселенная оказывалась разбитой на много мини-вселенных разной размерности, в том числе и размерности 4. Остается заметить теперь, что условия, необходимые для существования жизни нашего типа (существование планет, атомов и т. д.), могут осуществляться лишь в четырехмерном пространстве-времени. Действительно, как было отмечено еще Эренфестом¹⁰⁸ (см. по этому поводу^{54,70}), в пространствах размерности больше 4 гравитационное и электростатическое притяжение быстро убывают с расстоянием и не могут привести к созданию связанных состояний типа планетных систем или атомов. С другой стороны, в пространствах размерности меньше 4 гравитационное притяжение между удаленными телами, согласно общей теории относительности, вообще отсутствует. Поэтому мы и живем на «обитаемых островах» во Вселенной, четырехмерность пространства внутри которых делает наше существование возможным^{26, 55}.

Как можно было заметить, выше мы несколько раз пользовались рассуждениями типа тех, на которых базируется антропный принцип; см. гл. 5. В рамках нового сценария раздувающейся Вселенной это оказывается возможным, поскольку Вселенная в этом сценарии оказывается состоящей из многих причинно-несвязанных мини-вселенных, в которых свойства элементарных частиц и даже размерность пространства могут быть различны ^{55,76}.

11. ХАОТИЧЕСКАЯ РАЗДУВАЮЩАЯСЯ ВСЕЛЕННАЯ

Как мы видели, новый сценарий раздувающейся Вселенной может быть полностью реализован в рамках супергравитации $N = 1$, взаимодействующей с полями материи. Ясно, однако, что в этом сценарии сильное раздувание достигается лишь в относительно узком классе теорий, в которых эффективный потенциал является почти плоским при $\phi = 0$. Кроме того, сам сценарий, рассмотренный в предыдущей главе, все еще нуждается в небольшом уточнении.

Действительно, рассмотрим более детально влияние высокотемпературных эффектов на нарушение симметрии в теории (10.2). Из (2.1) и (3.2) следует, что зависящая от температуры и от ϕ добавка к эффективному потенциалу (9.2) равна $\Delta V(\phi, T) \sim \mu^6 \alpha^4 T^2 \phi^2$. Как и обычно, такая добавка приводит к тому, что при больших температурах единственным минимумом $V(\phi, T)$ был минимум при $\phi = 0$. Однако это, вообще говоря, не означает, что вблизи сингулярности вся Вселенная находилась в состоянии $\phi = 0$. Действительно, критическая температура T_c , выше которой симметрия могла бы быть восстановлена, в этой теории имеет порядок $T_c \sim \alpha^{-1}$, или, в обычных единицах, $T_c \sim \alpha^{-1} M_P$. Время, которое нужно для того, чтобы произвольное неравновесное поле ϕ «скатилось» в минимум эффективного потенциала $\phi = 0$, заведомо превышает время

$$\Delta t \sim m^{-1}(T_c) \sim \left| \frac{d^2 V(\phi, T)}{d\phi^2} \right|_{\phi=0}^{-1/2} \sim (\mu^2 \alpha^2 T_c)^{-1}.$$

Но это время гораздо больше времени существования Вселенной к этому моменту $t \sim M_P/20 T_c^2 \sim \alpha T_c^{-1}$. Поэтому в рассматриваемой теории высокотемпературные эффекты никак не успевают повлиять на исходное распределение поля ϕ во Вселенной, и нет никаких оснований полагать, что вся Вселенная изначально должна была находиться в состоянии, соответствующем минимуму $V(\phi, T)$ ³⁰. Это утверждение, как оказалось, имеет довольно общий характер. Так, например, можно показать, что в теориях типа (3.2) восстановление симметрии в ранней Вселенной успевает произойти лишь, если поле ϕ изначально по порядку величины не превышало $\lambda^{1/4} M_P/20$ ²². Возникает вопрос о том, каким же должно было быть исходное распределение поля ϕ в ранней Вселенной и как это распределение эволюционировало во времени.

Прежде всего постараемся ответить на первую часть этого вопроса. Разумеется, можно просто *предположить*, что поле ϕ с самого начала находилось в минимуме $V(\phi, T)$. Однако это предположение было бы еще более неубедительным, чем предположение, что Вселенная с самого начала была абсолютно однородной и изотропной. Действительно, само понятие эффективного потенциала в ранней Вселенной нуждается в некотором уточнении, так как, например, в планковский момент времени $t_P \sim M_P^{-1}$, начиная с которого классическое описание расширения Вселенной делается возможным ¹⁴, неопределенность при измерении плотности энергии имеет порядок $\sim M_P^4$, и только с такой точностью, строго говоря, можно говорить о величине $V(\phi)$ в эту эпоху. Разумно предположить поэтому, что при $t \leq t_P$ все значения полей ϕ , при которых $V(\phi) \leq M_P^4$, были примерно равновероятными. В любом случае не видно никакой возможности запретить существование в ранней Вселенной полей с $V(\phi) \leq M_P^4$. Более того, даже это ограничение не

кажется обязательным, так как, согласно классической теории эволюции Вселенной, суммарная плотность энергии материи, включающая $V(\varphi)$, вблизи сингулярности могла быть сколь угодно велика¹⁴. Поэтому мы будем предполагать, что распределение поля φ во Вселенной было более или менее хаотическим, и не будем налагать на допустимые значения поля φ никаких ограничений, кроме, быть может, ограничения $V(\varphi) \lesssim M_P^4$ ²².

Рассмотрим теперь вопрос об эволюции исходного распределения поля φ во время расширения Вселенной в простейшей теории с эффективным потенциалом $V = (\lambda/4) \varphi^4$ (без члена $\xi R \varphi^2$, где R — скаляр кривизны). Нас будут особенно интересовать области пространства, в которых поле φ по случайным причинам оказывалось достаточно большим и достаточно однородным. Как будет видно, поле φ в таких областях уменьшается очень медленно, и, следовательно, такие области пространства экспоненциально расширяются:

$$a(t) \sim a_0 e^{Ht}, \quad (11.1)$$

где постоянная Хаббла H равна

$$H = \sqrt{\frac{8\pi}{3M_P^2} V(\varphi)} = \sqrt{\frac{2\pi\lambda}{3} \frac{\varphi^2}{M_P^2}}. \quad (11.2)$$

Мы предположим, что размер области l , в которой поле φ было однородным (или почти однородным), превышает так называемый размер горизонта в экспоненциально расширяющемся мире⁴⁵, $l \gtrsim 2H^{-1}$. В этом случае можно показать, что эволюция поля φ внутри этой области никак не зависит от того, что происходит в соседних областях, и описывается уравнением

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} = -\lambda\varphi^3, \quad (11.3)$$

где член $3H\dot{\varphi}$ появился в результате учета влияния расширения Вселенной на динамику поля φ . Анализ решений этого уравнения показывает, что при достаточно больших значениях поля φ ($\varphi \gtrsim M_P/3$) поведение поля φ почти не зависит от начального значения его скорости (членом $\ddot{\varphi}$ можно пренебречь):

$$\varphi = \varphi(0) \exp\left(-\frac{\sqrt{\lambda} M_P}{6\pi} t\right). \quad (11.4)$$

Сходные решения в другом контексте анализировались ранее в работах¹⁰⁹. Заметим, что при $\varphi \gg M_P/3$ кинетическая энергия $(1/2) \dot{\varphi}^2$ поля (11.4) оказывается много меньше его потенциальной энергии $V(\varphi)$. В результате тензор энергии-импульса поля φ при $\varphi \gtrsim M_P/3$ сводится к $T_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} V(\varphi)$, и расширение Вселенной при больших a , согласно (4.3), действительно определяется соотношениями (11.1), (11.2). Отсюда видно, что характерное время, за которое поле φ заметно уменьшалось, имеет порядок $\Delta t \sim \sqrt{6\pi}/\sqrt{\lambda} M_P \gg M_P^{-1}$. За такое время область Вселенной, заполненная этим полем, успевает раздуться в $e^{H\Delta t}$ раз, где

$$e^{H\Delta t} \sim e^{2\pi\varphi^2(0)/M_P^2}. \quad (11.5)$$

Это означает, что если поле φ изначально было достаточно велико:

$$\varphi(0) \gtrsim 4M_P, \quad (11.6)$$

то размер области, заполненной однородным полем φ , после расширения Вселенной станет больше размеров наблюдаемой части Вселенной $l \sim 10^{28}$ см; см. гл. 6.

Как мы говорили, единственным возможным ограничением на допустимую величину $\varphi(0)$ является условие $V(\varphi) \lesssim M_P^4$, откуда следует, что поля

$\varphi \sim 4M_P$ вполне допустимы, если $\lambda \lesssim 10^{-2}$, что является весьма слабым ограничением.

Из уравнения (11.5) следует, что степень раздувания Вселенной с увеличением начального значения поля φ растет как $e^{2\pi\varphi^2/M_P^2}$. Это заставляет думать, что большая часть физического объема Вселенной в рассматриваемой теории возникает из-за быстрого расширения областей, заполненных максимально неравновесными полями φ . В действительности, однако, для нас важно лишь то, что вероятность существования областей нужного нам типа в единице объема не равна нулю, и поэтому в бесконечной (например, в открытой) Вселенной будет бесконечно много таких областей, каждая из которых после раздувания (и последующего расширения) становится как бы отдельной мини-вселенной с размером, превышающим размер наблюдаемой части Вселенной $l \sim 10^{28}$ см. В этом отношении предлагаемый сценарий сильно отличается от других подходов к теории хаотической Вселенной⁴⁷, в которых обычно требовалось, чтобы вся Вселенная после расширения стала однородной и изотропной. Как сейчас ясно, это естественное на первый взгляд требование было завышенным.

Нетрудно убедиться, что полученные выше результаты справедливы не только для теории с потенциалом $V(\varphi) = \lambda\varphi^4/4$, но для широкого класса теорий, включающих, например, теории с любым полиномиальным потенциалом $V(\varphi)$, растущим при $\varphi \rightarrow \infty$. Таким образом, с нашей точки зрения, раздувание Вселенной — это не экзотическое явление, придуманное для решения ряда космологических проблем, а естественное следствие хаотических начальных условий в ранней Вселенной, осуществляющееся в широком классе реалистических теорий.

Еще одной привлекательной чертой рассматриваемого сценария является то, что для его реализации достаточно существования хотя бы какого-нибудь одного поля φ , которое при $\varphi \sim 4M_P$ достаточно слабо взаимодействует с остальными полями, $\lambda \sim 10^{-12}$ (8.7) (наличие нескольких разных сортов классических полей большой величины может только облегчить процесс раздувания). Существование такого поля не противоречит никаким современным теориям элементарных частиц, и с этой точки зрения получение сценария, приводящего одновременно и к большому раздуванию, и к малым флуктуациям плотности $\delta\rho/\rho \sim 10^{-4}$, становится относительно несложной задачей.

Отметим также, что само хаотическое поле φ вовсе не обязано быть элементарным скалярным полем. Это может быть составное поле типа поля фермионных (или векторных) пар $\langle\bar{\psi}\psi\rangle$ ($\langle G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \rangle$). Это может быть и просто хаотическое начальное распределение тензора кривизны $R_{\alpha\beta\gamma\delta}$, которое может привести к локальной реализации модели Старобинского¹⁰⁰, основанной на предложенном выше принципе хаотического раздувания²². В такой постановке задачи сценарий Старобинского может быть реализован не только с помощью сценария рождения Вселенной «из ничего»⁷⁴, но и в рамках обычной теории горячей Вселенной; см. обсуждение этого вопроса в гл. 9, а также в работе¹⁰³.

В заключение заметим, что, как следует из сказанного в начале этой главы, реликтовое раздувание в супергравитации^{27–30} может реализоваться только в рамках сценария хаотического раздувания Вселенной. Результаты, полученные в гл. 10, непосредственно относятся к описанию процессов внутри областей, в которых поле φ изначально было мало, $\varphi \ll \varphi_0$. Однако можно показать, что полученные в гл. 10 выражения для величины $\delta\rho/\rho$ и другие результаты почти не меняются при рассмотрении эволюции областей, внутри которых поле φ изначально было достаточно велико ($\varphi \gtrsim 4M_P + \varphi_0$)³⁰. Итог нашего исследования состоит в том, что исходная идея о раздувании Вселенной может быть полностью реализована в рамках сценария хаотического раздувания в супергравитации $N = 1$. Такая реализация, безусловно, не единственна; поиск других вариантов будет целью дальнейших исследований в этой области^{30,89}.

12. КВАНТОВОЕ РОЖДЕНИЕ РАЗДУВАЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ

Как мы отмечали в гл. 5, одной из наиболее трудных космологических проблем является проблема общей космологической сингулярности. Возникает вопрос: не может ли сценарий раздувающейся Вселенной помочь нам решить и эту проблему? Действительно, известно, что Вселенная без вещества и с постоянной положительной плотностью энергии вакуума (мир де Ситтера) является несингулярной⁴⁵. Так, например, масштабный фактор замкнутой Вселенной (4.1) с постоянной плотностью энергии вакуума $V > 0$ эволюционирует следующим образом:

$$a(t) = H^{-1} \operatorname{ch} Ht, \quad (12.1)$$

где $H = \sqrt{8\pi V/3M_P^2}$. Видно, что масштабный фактор никогда не обращается в нуль и достигает своего минимального значения $a = H^{-1}$ при $t = 0$. Что же касается открытого и плоского мира де Ситтера, то оказывается, что и тот и другой являются геодезически неполными частями несингулярного замкнутого мира де Ситтера⁴⁵.

К сожалению, непосредственно использовать это обстоятельство для решения проблемы сингулярности не удастся, поскольку состояние с $V(\varphi) > 0$ в сценарии раздувающейся Вселенной неустойчиво, а в устойчивом состоянии $V(\varphi_0) = 0$. Неустойчивое вакуумоподобное состояние с $V(\varphi) > 0$ может возникнуть, например, за счет переохлаждения в точке фазового перехода (см. также гл. 11). Однако при сжатии Вселенной, которое должно было бы предшествовать расширению (12.1), фазовые переходы происходят из перегретого состояния, в котором плотность вещества доминирует, так что наличие ненулевой плотности энергии вакуума не может препятствовать коллапсу. В результате в настоящее время кажется невозможным решить проблему общей космологической сингулярности без существенного использования квантово-гравитационных эффектов¹¹¹. Поэтому во всех предыдущих главах мы делали стандартное предположение о том, что экспоненциальное расширение начиналось после некоторой предшествующей стадии расширения и охлаждения сингулярной горячей Вселенной. Однако существуют и другие подходы к проблеме самых ранних стадий эволюции Вселенной. Один из этих подходов, предложенный Марковым, основывается на идее о вечно осциллирующей несингулярной Вселенной^{101,102}. Другой подход основан на идее о квантовом рождении Вселенной «из ничего»^{74, 112} или из какой-то «другой Вселенной»^{74, 113}. Эта возможность в последние годы широко обсуждается в литературе; см., например,^{74, 110, 114, 115 *}. Теория соответствующих процессов пока еще не вполне развита, и даже сама концепция рождения «из ничего» или из «другой Вселенной» нуждается в более детальной разработке. Тем не менее определенные черты этих процессов могут быть поняты уже сейчас⁷⁴.

А именно, согласно квантовой теории гравитации, квантовые флуктуации метрики и всех физических полей в малых масштабах $\Delta l \lesssim M_P^{-1}$ чрезвычайно велики¹¹⁶. Предположим, что в результате таких флуктуаций возникает область, заполненная медленно меняющимся скалярным полем φ с плотностью энергии $V(\varphi)$. Если размер этой области Δl превышает размер горизонта событий в мире де Ситтера с плотностью энергии $V(\varphi)$, $\Delta l \gtrsim H^{-1} = \sqrt{3M_P^2/8\pi V}$, то внутренняя часть этой области будет экспоненциально расширяться независимо от событий вне указанной области⁸². Поскольку характерный масштаб, в котором флуктуации метрики велики, равен $l_P \sim M_P^{-1}$, то квантовые флуктуации могут привести к рождению раздувающейся Вселен-

*) В последнее время наметилась возможность слияния подходов, основанных на идее о квантовом рождении Вселенной и на модели осциллирующей Вселенной, в рамках квантовой космологии¹²³⁻¹²⁵.

ной, лишь если $H^{-1} = \sqrt{3M_P^2/8\pi V} \lesssim M_P^{-1}$, откуда следует условие

$$V(\varphi) \gtrsim M_P^4. \quad (12.2)$$

В то же время вероятность рождения Вселенной с $V(\varphi) \ll M_P^4$ должна быть сильно подавлена. С другой стороны, из условия $\Delta l \lesssim M_P^{-1}$ следует, что если рождается Вселенная Фридмана, то она обязательно должна быть замкнутой^{112,74}.

В первых вариантах сценария раздувающейся Вселенной раздувание могло осуществляться лишь при $V(\varphi) \sim V(0) \ll M_P^4$. Поэтому первоначально идея о квантовом рождении Вселенной относилась в основном к модели Старобинского, в которой энергия вакуума может быть порядка M_P^4 . Однако в рамках сценария хаотического раздувания экспоненциальное расширение может начаться при сколь угодно большом значении $V(\varphi)$; см. гл. 11. Таким образом, квантовое рождение раздувающейся Вселенной в рамках указанного сценария становится вполне возможным¹¹⁰.

Качественные выводы, полученные выше, основаны на довольно общих соображениях⁷⁴, которые могут быть использованы как при изучении квантового рождения «из ничего», так и при исследовании рождения из «другой Вселенной». Ниже мы сосредоточимся на обсуждении первой из этих двух возможностей.

Первая попытка количественного описания квантового рождения раздувающейся Вселенной «из ничего» была сделана Виленкиным¹¹⁴. Однако с нашей точки зрения⁵⁵, его подход был не вполне обоснованным, а его результат для вероятности рождения Вселенной $P \sim \exp(3M_P^4/8V(\varphi))$ означал бы вопреки общепринятой точке зрения, что квантово-гравитационные эффекты тем сильнее, чем меньше плотность энергии $V(\varphi)$.

Недавно очень интересный подход к проблеме квантового рождения Вселенной был предложен Хартлем и Хоукингом¹¹⁵. Этот подход основывается на вычислении волновой функции $\Psi_0(a, \varphi)$ основного состояния Вселенной с масштабным фактором a , заполненной однородным полем φ ¹¹⁷, которая, согласно Хартлю и Хоукингу¹¹⁵, в квазиклассическом приближении имеет вид

$$\Psi_0(a, \varphi) \sim e^{-S_E(a, \varphi)}, \quad (12.3)$$

здесь $S_E(a, \varphi)$ — евклидово действие, соответствующее решениям уравнений движения для $a(\tau)$ и $\varphi(\tau)$ с граничными условиями $a(0) = a$, $\varphi(0) = \varphi$ в пространстве с евклидовой сигнатурой метрики. Основная идея вывода соотношения (12.3) состоит в следующем. Рассмотрим функцию Грина частицы, движущейся из точки $(0, t')$ в точку (x, t) :

$$\langle x, 0 | 0, t' \rangle = \sum_n \Psi_n(x) \Psi_n(0) e^{iE_n t'} = \int dx(t) \exp[iS(x(t))], \quad (12.4)$$

где $\Psi_n(x)$ — не зависящие от времени собственные функции оператора энергии с собственными значениями $E_n \geq 0$. Сделаем теперь поворот $t \rightarrow -it$ и перейдем к пределу $\tau' \rightarrow -\infty$. В этом случае в сумме (12.4) выживает лишь член, отвечающий наименьшему значению E_n (нормированному на ноль), т. е.

$$\Psi_0(x) \sim \int dx(\tau) \exp[-S_E(x(\tau))]. \quad (12.5)$$

Обобщением этой формулы на интересующий нас случай в квазиклассическом приближении и должна была бы служить формула (12.3)¹¹⁵. Для случая медленно меняющегося поля φ (а именно этот случай представляет для нас наибольший интерес с точки зрения реализации сценария раздувающейся Вселенной) соответствующая величина действия $S_E(a, \varphi)$ равна $-3M_P^4/16V(\varphi)$. Отсюда следовало бы, что вероятность квантового рождения

Вселенной $P \sim |\Psi_0|^2 \sim \exp(3M_P^4/8V(\varphi))$, что совпадает с результатом Виленикина¹¹⁴. К счастью, в рамках подхода Хартля и Хоукинга нетрудно выявить причину появления физически неправильного ответа¹¹⁰. Дело в том, что эффективное действие масштабного фактора a имеет «неправильный» знак,

$$S(a) = -\frac{1}{2} \int d\eta \left[\left(\frac{da}{d\eta} \right)^2 - a^2 + \frac{\Lambda}{3} a^4 \right] \cdot \frac{3\pi M_P^2}{2}, \quad (12.6)$$

где η — конформное время, $\eta = \int dt/a(t)$, Λ — космологическая постоянная, $\Lambda = 8\pi V(\varphi)/M_P^2$ для медленно меняющегося поля φ . Из сравнения (12.6) и (2.1) ясно, что «возбуждения» поля a вблизи $a = 0$, в отличие от частиц поля φ (2.1), должны иметь отрицательную энергию, $E_n \leq 0$. Физическая причина этого состоит просто в том, что полная энергия замкнутого мира, рождение которого мы рассматриваем, всегда равна нулю, и, следовательно, знак гравитационной энергии противоположен знаку энергии вещества. Но в этом случае в формуле, аналогичной (12.4), для вычисления $\Psi_0(a, \varphi)$ необходимо было бы производить вращение $t \rightarrow i\tau$, а не $t \rightarrow -i\tau$. Это приводит к исправленному квазиклассическому выражению для $\Psi_0(a, \varphi)$:

$$\Psi_0(a, \varphi) \sim \exp(S_E(a, \varphi)). \quad (12.7)$$

Здесь во избежание недоразумений нам необходимо будет сделать два важных замечания. Во-первых, в теории гравитации нет никаких реальных частиц с отрицательной энергией. Дело в том, что из-за калибровочной инвариантности теории гравитации относительно выбора «масштаба» времени флуктуациям масштабного фактора a в действительности не отвечают никакие физические степени свободы¹¹⁵. Тем не менее квантовать масштабный фактор все-таки надо, что и делается в работе Хартля и Хоукинга¹¹⁵. Введение при этом «лишней» степени свободы, соответствующей масштабному фактору a , компенсируется введением известных «духов» Фаддеева — Попова, как это всегда делается в теории калибровочных полей³². Однако введение «духов», как известно, при квантовании сказывается лишь на уровне однопетлевых поправок к квазиклассическим выражениям³², а сами квазиклассические выражения должны получаться так, как если бы соответствующая переменная (в данном случае — масштабный фактор a) обладала своей собственной физической степенью свободы. Именно поэтому при выводе формулы (12.7) мы и рассматривали масштабный фактор a как физическое поле с «неправильным» знаком энергии.

Второе замечание состоит в том, что выражение (12.7) справедливо лишь в тех случаях, когда можно пренебречь эволюцией физических полей с положительной энергией в рассматриваемом процессе. Именно это и имеет место в изучаемом нами случае в силу медленности изменения поля φ при $\varphi \gg M_P$: $(\dot{\varphi})^2 \ll V(\varphi)$, $\dot{\varphi}/\varphi \ll \dot{a}/a$. В этом случае из наших результатов следует, что

$$\Psi_0(a, \varphi) \sim \exp\left(-\frac{3M_P^4}{16V(\varphi)}\right), \quad (12.8)$$

откуда при $V(\varphi) = (\lambda/4)\varphi^4$ получаем

$$\Psi_0(a, \varphi) \sim \exp\left(-\frac{3M_P^4}{4\lambda\varphi^4}\right). \quad (12.9)$$

Когда же размер Вселенной становится большим, а эволюция масштабного фактора — медленной, то осуществляется противоположный предельный случай: эволюцией масштабного фактора в настоящее время можно пренебречь, а при построении квантовой теории всех остальных полей (с положительной энергией) евклидов поворот нужно делать стандартным образом,

$t \rightarrow -i\tau$. Общей же рецептуры квантования взаимодействующих систем с положительной и отрицательной энергиями пока нет из-за неустойчивости вакуума в соответствующей теории, приводящей, в частности, к рождению частиц в расширяющейся Вселенной⁵⁰; см. по этому поводу также⁷⁶.

Заметим, что исправленное выражение (12.7) для $\Psi_0(a, \varphi)$ может быть получено также другим способом. Лагранжевы уравнения для $a(t)$ совпадают с уравнениями в теории с действием $\tilde{S}(a) = -(2/3\pi M_{\text{Pl}}^2) S(a)$ (12.6). Поэтому рождение Вселенной можно рассматривать как туннелирование из точки $a = 0$ через потенциальный барьер

$$\tilde{V}(a) = \frac{1}{2} \left(a^2 - \frac{\Lambda}{3} a^4 \right). \quad (12.10)$$

Вычисление амплитуды туннелирования также приводит к выражению (12.7)
118, 119.

Из (12.8), (12.9) следует, что вероятность квантового рождения Вселенной с $V(\varphi) \gtrsim M_{\text{Pl}}^4$ не является экспоненциально подавленной в соответствии с результатами качественного анализа, проведенного в начале этой главы*). При этом в теории $(\lambda/4)\varphi^4$ при $\lambda \ll 10^{-2}$ рождающаяся Вселенная должна содержать поле $\varphi \gtrsim \lambda^{-1/4} M_{\text{Pl}}$. Согласно результатам, полученным в предыдущей главе, Вселенная, заполненная таким полем, является раздувающейся, а при $\lambda \lesssim 10^{-2}$ в результате своего расширения такая Вселенная приобретает размер, превышающий размер наблюдаемой части Вселенной $l \gtrsim 10^{28}$ см¹¹⁰.

13. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видно из всего, что было сказано выше, за три года своего существования сценарий раздувающейся Вселенной сильно модифицировался. Согласно первому варианту этого сценария, раздувание должно было осуществляться до фазового перехода из сильно переохлажденного симметричного состояния $\varphi = 0$ ¹⁹. Затем было понято, что этот вариант сценария раздувающейся Вселенной не работает, но можно предложить новый, более хороший сценарий, согласно которому раздувание происходит *во время* фазового перехода^{20, 21}. Наконец, в самое последнее время было понято, что гораздо проще и естественнее все получается в сценарии хаотического раздувания, вообще не основанном на теории высокотемпературных фазовых переходов в ранней Вселенной²². Все три варианта сценария раздувающейся Вселенной сильно отличаются друг от друга. Тем не менее у всех этих сценариев, так же как и у сценария Старобинского²³, есть одна важная общая черта. Это — наличие стадии экспоненциального (или почти экспоненциального) расширения Вселенной в течение времени $\Delta t \gtrsim 70 H^{-1}$ в нестабильном вакуумном состоянии на самых ранних стадиях эволюции Вселенной.

Сейчас, конечно, трудно предсказывать, в каком направлении пойдет и чем завершится дальнейшее развитие сценария раздувающейся Вселенной. Неизвестно, сколь сильно он модифицируется в ближайшие годы с созданием новых вариантов теории элементарных частиц в рамках расширенной супергравитации и теорий типа Калуцы — Клейна. Необходимо более внимательно изучить возможные наблюдательные следствия этого сценария, которые могли бы либо подтвердить его, либо опровергнуть. Это относится к более точному определению плотности вещества во Вселенной, которая в сценарии раздувающейся Вселенной с большой точностью должна быть равна критической $\Omega = \rho/\rho_c \approx 1$, и в особенности к изучению флуктуаций температуры реликтового излучения $\Delta T/T$ ^{100, 120, 121}. Следует заметить, что наблюдательные ограничения на величину $\Delta T/T$ уже сейчас находятся на грани противо-

*) Степень подавления вероятности квантового рождения Вселенной при $V(\varphi) \lesssim M_{\text{Pl}}^4$ может несколько уменьшиться с учетом эффектов, связанных с квантовым рождением частиц при туннелировании через барьер (12.10)¹²⁰.

речия с предсказаниями адиабатической теории образования галактик с плоским спектром начальных возмущений плотности, а следовательно, и на грани противоречия со сценарием раздувающейся Вселенной. Впрочем, существует ряд возможностей обойти соответствующие трудности, если они действительно возникнут^{122, 123}. Однако, как бы ни сложилась дальнейшая судьба сценария раздувающейся Вселенной, сам факт его создания может иметь необратимые последствия для развития космологических представлений. Оказалось, что можно дать единое и в идейном смысле простое решение целого ряда физических проблем, в том числе — проблемы горизонта, плоскостности, однородности и изотропии Вселенной, проблемы происхождения начальных флуктуаций плотности, необходимых для образования галактик, проблемы монополей, доменных стенок и гравитино, проблемы нарушения симметрии в суперсимметричных теориях и т. д. Оказалось, что теория ранних стадий эволюции Вселенной может сильно отличаться от стандартной теории, основанной на модели Вселенной, заполненной горячим газом ультрарелятивистских частиц. Так, например, в сценарии реликтового раздувания стандартное описание эволюции Вселенной оказывается возможным лишь при температуре $T \leq T_* \sim 10^{10}$ ГэВ, т. е. после того, как плотность вещества во Вселенной становится почти на сорок порядков ниже планковской плотности $\rho_P \sim M_P^4$. Привычный взгляд на Вселенную как на нечто в целом однородное и изотропное сменяется представлением о Вселенной островного типа, состоящей из многих локально однородных и изотропных мини-вселенных, в каждой из которых свойства элементарных частиц, величина энергии вакуума и даже размерность пространства могут быть различными...

Остается еще много проблем, которые ждут своего рассмотрения и в решении которых идеи, близкие к обсуждаемым в этой статье, могут сыграть важную роль. В первую очередь это относится к проблеме космологической сингулярности^{55, 74, 75, 123} и к проблеме энергии вакуума¹²³. Но, как нам кажется, то новое, что уже удалось понять к настоящему моменту, достаточно наглядно демонстрирует, сколь много интересного можно ожидать от наметившегося сейчас сближения теории элементарных частиц и космологии.

В заключение мне хотелось бы выразить глубокую признательность В. А. Березину, В. Л. Гинзбургу, А. С. Гончарову, Я. Б. Зельдовичу, Р. Э. Каллош, Д. А. Киржниц, М. А. Маркову, В. Ф. Муханову, И. Л. Розенталю, А. А. Старобинскому, В. П. Фролову, М. Ю. Хлопову, С. Хоукингу и Г. В. Чибисову за обсуждение многих вопросов, затронутых в данной статье.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Glashow S. L. — Nucl. Phys., 1961, v. 22, p. 579.
Weinberg S. — Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1264.
Salam A. — In: Elementary Particle Theory/Ed. N. Svartholm. — Stockholm: Almquist and Wiksell, 1968. — P. 367.
2. Georgi H., Glashow S. L. — Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 438.
Langacker P. — Phys. Rept. Ser. C, 1981, v. 72, p. 185.
3. Фридман Д., ван Ньувенхойзен П. — УФН, 1979, т. 128, с. 137.
Van Nieuwenhuizen P. — Phys. Rept. Ser. C, 1981, v. 68, p. 192.
4. Gross D. J., Wilczek F. — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1343.
Politzer H. D. — Ibid., p. 1346.
5. Киржниц Д. А. — Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 745.
6. Kirzhnits D. A., Linde A. D. — Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 42, p. 471.
7. Weinberg S. — Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 9, p. 3320.
Dolan L., Jackiw R. — Ibid., p. 3357.
Киржниц Д. А., Линде А. Д. — ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 1263; Ann. Phys. (N.Y.), 1976, v. 101, p. 195.
8. Linde A. D. — Rept. Progr. Phys., 1979, v. 42, p. 389.
9. Linde A. D. — Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 70, p. 306; 1980, v. 92, p. 119.

10. Зельдович Я. Б., Кобзарев И. Ю., Окунь Л. Б.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 3.
11. Parke S., Pi S. Y.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 107, p. 54.
Lazarides G., Shafi Q., Walsh T. F.— Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 195, p. 157.
12. Sikivie P.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 1156.
13. Zeldovich Ya. B., Khlopov M. Yu.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 79, p. 239.
Preskill J. P.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1365.
14. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Структура и эволюция Вселенной.— М.: Наука, 1975.
15. Сахаров А. Д.— Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 32.
16. Кузьмин В. А.— Ibid., 1970, т. 12, с. 335.
17. Ignatiev A. Yu., Krasnikov N. V., Kuzmin V. A., Tavkhelidze A. N.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 76, p. 436.
Yoshimura M.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 281.
Weinberg S.— Ibid., 1979, v. 42, p. 850.
Долгов А. Д.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 254.
Kolb E. W., Wolfgram S.— Nucl. Phys. Ser. B, 1980, v. 172, p. 224.
18. Долгов А. Д., Зельдович Я. Б.— УФН, 1980, т. 130, с. 559.
19. Guth A. H.— Phys. Rev. Ser. D, 1981, v. 23, p. 389.
20. Linde A. D.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 108, p. 389.
21. Albrecht A., Steinhardt P. J.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 1220.
22. Линде А. Д.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 149; Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 129, p. 177.
23. Старобинский А. А.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 719; Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 91, p. 99; в кн. Квантовая гравитация: Труды семинара «Квантовая теория гравитации», 1981.— М.: 1982.— С. 58.
24. Глинер Э. Б.— ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 542; ДАН СССР, 1970, т. 192, с. 771.
Глинер Э. Б., Дымникова И. Г.— Письма Астрон. ж. 1975, т. 1, с. 7.
25. Сахаров А. Д.— ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 345.
Альтшуллер Б. Л.— В кн. Тезисы 3-й советской гравитационной конференции.— Ереван, 1972.— С. 6.
26. Гуревич Л. Э.— Astrophys. and Space Sci., 1975, v. 38, p. 67.
27. Зельдович Я. Б.— УФН, 1981, т. 133, с. 479.
28. Ellis J., Nanopoulos D. V., Olive K. A., Tamvakis K.— Nucl. Phys. Ser. B, 1983, v. 221, p. 524.
Nanopoulos D. V., Olive K. A., Srednicki M., Tamvakis K.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 123, p. 41.
29. Линде А. Д.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 606.
30. Linde A. D.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 132, p. 317.
Гончаров А. С., Линде А. Д.— ЖЭТФ, 1984, т. 86, с. 1594.
31. Higgs P. W.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 508.
Kibble T. W. B.— Phys. Rev., 1967, v. 155, p. 1554.
Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 585.
Englert F., Brout R.— Ibid., p. 321.
32. Славнов А. А., Фаддеев Л. Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей.— М.: Наука, 1978.
33. Тейлор Дж. Калибровочные теории слабых взаимодействий.— М.: Мир, 1978.
34. Окунь Л. Б. Лептоны и кварки.— М.: Наука, 1981.
35. Квантовая теория калибровочных полей: Сб. статей/Пер. с англ. Под ред. Н. П. Коноплевой.— М.: Мир, 1977.
36. Матинян С. Г.— УФН, 1980, т. 130, с. 3.
37. Гелл-Манн М., Рамон П., Сланский Р.— УФН, 1980, т. 130, с. 459.
38. Coleman S., Weinberg E.— Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 1888.
39. Линде А. Д.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 73.
Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 294.
40. Гинзбург В. Л., Ландау Л. Д.— ЖЭТФ, 1950, т. 20, с. 1064.
41. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М.: Наука, 1976.
42. Linde A. D.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 100, p. 37; Nucl. Phys. Ser. B, 1983, v. 216, p. 421.
43. Linde A. D.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 99, p. 391.
Guth A. H., Weinberg E.— Phys. Rev. Ser. D, 1981, v. 23, p. 876.
44. Киржниц Д. А., Линде А. Д.— В кн. Наука и человечество.— М.: Наука, 1982, с. 165.
45. Хоукинг С., Эллис Дж. Крупномасштабная структура пространства-времени.— М.: Мир, 1977.

46. Dicke R. H., Peebles P. J. E.— In: General Relativity/Ed. S. W. Hawking, W. Israel.— Cambridge Univ. Press, 1979.
47. Rees M. J.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 1669.
48. Misner C. W.— Ibid., 1969, v. 22, p. 1071; Phys. Rev., 1969, v. 186, p. 1319.
49. Collins C. B., Hawking S. W.— Astrophys. J., 1973, v. 180, p. 317.
50. Зельдович Я. Б.— Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 443.
Зельдович Я. Б., Старобинский А. А.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 2161.
Лукаш В. Н., Старобинский А. А.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 1515.
Гриб А. А., Мамаев С. Г., Мостепаненко В. М. Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях.— М.: Атомиздат, 1980.
51. Лифшиц Е. М.— ЖЭТФ, 1946, т. 16, с. 587.
52. Zeldovich Ya. B.— Mon. Not. RAS, 1970, v. 160, p. 1.
53. Dicke R. H.— Nature, 1961, v. 192, p. 440.
Carr B. J., Rees M. J.— Nature, 1979, v. 278, p. 605.
54. Розенталь И. Л.— УФН, 1980, т. 131, с. 239; Элементарные частицы и структура Вселенной.— М.: Наука, 1984.
55. Linde A. D.— In: The Very Early Universe/Ed. G. W. Gibbons, S. W. Hawking, S. T. C. Siklos.— Cambridge Univ. Press, 1983.— P. 205.
56. Rindler W.— Mon. Not. RAS, 1956, v. 116, p. 663.
57. Kibble T. W. B.— J. Phys. Ser. A, 1976, v. 9, p. 1387.
58. 't Hooft G.— Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 79, p. 276.
Поляков А. М.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 430.
59. Гольфанд Ю. А., Лихтман Е. П.— Ibid., 1971, т. 13, с. 452.
Волков Д. В., Акулов В. П.— Ibid., 1972, т. 16, с. 621.
Wess J., Zumino B.— Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 70, p. 39.
60. Огиевецкий В. И., Мезинческу Л.— УФН, 1975, т. 117, с. 637.
Fayet P., Ferrara S.— Phys. Rept., 1977, v. 32 V, p. 249.
61. Ferrara S., Nopoulos D. V., Savoy C. A.— Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 123, p. 214.
62. Ferrara S.— CERN preprint TH.3570, 1983.
Barbieri R., Ferrara S.— CERN preprint TH.3547.— 1983.
Высоцкий М. И. Препринты ИТЭФ-119, ИТЭФ-120.— Москва, 1983.
63. Ellis J., Nopoulos D. V.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 116, p. 133.
64. Primack J. R., Pagels H.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 223.
Weinberg S.— Ibid., p. 1303.
65. Балестра Ф., Пираджиньо Г., Понтекорво Д. Б., Сапожников М. Г., Фаломкин И. В., Хлопов М. Ю.— ЯФ, 1983, т. 39, с. 990.
66. Khlorov M. Yu., Linde A. D.— Phys. Lett. Ser. B, 1984, v. 138, p. 265.
67. Фрадкин Е. С.— В кн. Труды семинара «Кварк-80».— М., 1980.
Dimopoulos S., Georgi H.— Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 193, p. 150.
Sakai N.— Zs. Phys. Ser. C, 1981, Bd. 11, S. 153.
68. Dragon N. V.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 113, p. 288.
Frampton P. H., Kephart T. W.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 1237.
Buccella F., Derendinger J. P., Ferrara S., Savoy C. A.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 115, p. 375.
69. Nopoulos D. V., Tamvakis K.— Ibid., 1982, v. 110, p. 449.
Sredniski M.— Nucl. Phys. Ser. B, 1982, v. 202, p. 327.
70. Горелик Г. Е. Размерность пространства.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1983.
71. Kaluza Th.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Phys., Math., 1921, Bd. Kl, S. 966.
Klein O.— Zs. Phys., 1926, Bd. 37, S. 895.
Cremmer E., Scherk J.— Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 108, p. 409.
Witten E.— Ibid., 1981, v. 186, p. 412.
Englert F.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 119, p. 339.
72. Линде А. Д.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 320.
Veltman M. Rockefeller University preprint.— 1974; Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 77.
Dreitlein J.— Ibid., 1974, v. 33, p. 1243.
73. Зельдович Я. Б.— УФН, 1968, т. 95, с. 209.
74. Зельдович Я. Б.— Письма Астрон. ж. 1981, т. 7, с. 579.
Grishchuk L. P., Zeldovich Ya. B.— In: Quantum Structure of Space-Time/Ed. M. Duff, C. Isham.— Cambridge: Univ. Press, 1982.— P. 409.
75. Markov M. A.— In: The Very Early Universe/Ed. G. W. Gibbons, S. W. Hawking, S. T. C. Siklos.— Cambridge: Univ. Press, 1983.— P. 353.
76. Linde A. D.— In: Proceedings of the Conference «Shelter Island II».— Boston: The MIT Press, 1983.
77. Dolgov A. D., Linde A. D.— Phys. Lett. Ser. B, 1982, v. 116, p. 329.
78. Lapchinsky V. G., Rubakov V. A., Veryaskin A. V. Inst. Nucl. Res. preprint P-0195.— 1982.

- Lapchinsky V. G., Nekrasov V. I., Rubakov V. A., Veryaskin A. V.— In: *Quantum Gravity: Proceedings of the Seminar «Quantum Gravity»*, 1981.— Moscow, 1982.
79. Hawking S. W., Moss I. G., Stewart J. M.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1982, v. 26, p. 2681.
 80. Guth A. H., Weinberg E.— *Nucl. Phys.*, 1983, v. 212, p. 321.
 81. Sher M.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1982, v. 24, p. 1699.
 - Billoire A., Tamvakis K.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1982, v. 200 [FS4], p. 329.
 82. Gibbons G. W., Hawking S. W.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1977, v. 15, p. 2738.
 - Boucher W., Gibbons G. W.— *Цит. в* ⁵⁵ *сб.*— P. 205.
 83. Старобинский А. А.— *Письма ЖЭТФ*, 1983, т. 37, с. 55.
 - Steigman G., Turner M. S.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1983, v. 128, p. 295.
 84. Ellis J., Linde A. D., Nanopoulos D. V.— *Ibid.*, 1982, v. 118, p. 59.
 85. Nanopoulos D. V., Olive K. A., Srednicki M.— *Ibid.*, 1983, v. 127, p. 30.
 86. Linde A. D.— *Ibid.*, 1982, v. 116, p. 340.
 87. Coleman S., De Luccia F.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1980, v. 21, p. 3305.
 - Abbott L. F.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1981, v. 185, p. 233.
 - Fujii Y.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1981, v. 103, p. 29.
 - Hawking S. W., Moss I. G.— *Ibid.*, 1982, v. 110, p. 35.
 88. Старобинский А. А.— В кн. *Фундаментальные взаимодействия*,— М.: МГПИ, 1984.
 89. Goncharov A. S., Linde A. D.— *Class. and Quant. Gravity* (to be published).
 90. Linde A. D.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1982, v. 114, p. 431.
 91. Linde A. D.— *Ibid.*, v. 116, p. 335.
 92. Starobinsky A. A.— *Ibid.*, v. 117, p. 175.
 93. Vilenkin A., Ford L. H.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1982, v. 26, p. 1231.
 - Vilenkin A.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1983, v. 226, p. 527.
 94. Dowker J. S., Critchley R.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1976, v. 13, p. 3224.
 95. Bunch T. S., Davies P. C. W.— *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, 1978, v. 360, p. 117.
 96. Муханов В. Ф., Чибисов Г. В.— *Письма ЖЭТФ*, 1981, т. 33, с. 549; *ЖЭТФ*, 1982, т. 83, с. 475.
 97. Hawking S. W.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1982, v. 115, p. 295.
 98. Guth A. H., Pi S.-Y.— *Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 49, p. 1110.
 99. Bardeen J., Steinhardt P. J., Turner M. S.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1983, v. 28, p. 679.
 100. Старобинский А. А.— *Письма Астрон. ж.*, 1983, т. 9, с. 579.
 101. Markov M. A.— *Цит. в* ⁵⁵ *сб.*— P. 353.
 102. Markov M. A. (to be published).
 103. Kofman L. A., Linde A. D., Starobinsky A. A. Submitted to *Phys. Lett.*
 104. Cremmer E., Julia B., Scherk J., Ferrara S., Girardello L., van Nieuwenhuizen P.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1979, v. 147, p. 105.
 105. Weinberg S.— *Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 48, p. 1776.
 106. Linde A. D.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1983, v. 131, p. 330.
 107. Freund P. G. O., Rubin M. A.— *Ibid.*, 1980, v. 97, p. 233.
 - Freund P. G. O.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1982, v. 209, p. 146.
 108. Ehrenfest P.— *Proc. Amsterdam Acad.*, 1917, v. 20, p. 200.
 109. Parker L., Fulling S. A.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1973, v. 7, p. 2357.
 - Старобинский А. А.— *Письма Астрон. ж.*, 1978, т. 4, с. 155.
 110. Линде А. Д.— *ЖЭТФ*, 1984, т. 88, с. 369.
 - Linde A. D.— *Lett. Nuovo Cim.*, 1984, v. 39, p. 401.
 111. Гурович В. П., Старобинский А. А.— *ЖЭТФ*, 1969, т. 57, с. 680.
 - Anderson P.— *Phys. Rev. Ser. D*, 1983, v. 28, p. 281.
 112. Трун Е. Р.— *Nature*, 1973, v. 246, p. 396.
 - Фомин И. И. Преприят ИТФ-73-1379.— Киев, 1973; ДАН УССР. Сер. А, 1975, т. 9, с. 831.
 113. Brout R., Englert F., Gunzig E.— *Ann. Phys. (N.Y.)*, 1978, v. 115, p. 78.
 114. Vilenkin A.— *Phys. Lett. Ser. B*, 1982, v. 117, p. 25; *Phys. Rev. Ser. D*, 1983, v. 27, p. 2848.
 115. Hartle J. B., Hawking S. W.— *Ibid.*, v. 28, p. 2960.
 - Hawking S. W. *Les Houches Lectures*.— 1983.
 116. Wheeler J. A.— In: *Relativity, Groups and Topology*/Ed. B. S. and C. M. De Witt.— New York: Gordon and Breach, 1964.
 - Hawking S. W.— *Nucl. Phys. Ser. B*, 1978, v. 144, p. 349.
 117. De Witt B. S.— *Phys. Rev.*, 1967, v. 160, p. 1113.
 - Wheeler J. A.— In: *Batelle Rencontres*/Ed. G. M. DeWitt, J. A. Wheeler.— New York: Benjamin, 1968.

- 118. Зельдович Я. Б., Старобинский А. А. — Письма Астрон. ж, 1984, т. 10, с. 323.
- 119. Vilenkin A. — Tufts Univ. preprint TUTP-84-5, 1984.
- 120. Веряский А. В., Рубаков В. А., Сажин М. В. — Астрон. ж., 1983, т. 60, с. 26.
- 121. Муханов В. Ф., Чибисов Г. В. — Письма Астрон. ж, 1984, т. 10.
- 122. Дорошкевич А. Г., Хлопов М. Ю. — ЯФ, 1984, т. 39, с. 808.
Doroshkevich A. G., Khlopov M. Yu. — Submitted to Mon. Not. RAS
- 123. Linde A. D. — Rept. Progr. Phys. (to be published).
- 124. Hawking S. W. DAMTP preprint. — 1983.
- 125. Page D. N. Pennsylvania University preprint. — 1984.
- 126. Рубаков В. А. — Письма ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 89.