

УДК 524.834; 530.12:531.51

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ И НЕСИНГУЛЯРНЫЙ БОЛЬШОЙ ВЗРЫВ

А. В. Минкевич*

Обсуждается теория несингулярного Большого Взрыва, построенная в рамках 4-мерного физического пространства-времени на основе калибровочного подхода в теории гравитационного взаимодействия. Регулярное поведение космологических моделей обусловлено эффектом гравитационного отталкивания в экстремальных условиях, при выполнении требования положительности плотности энергии для гравитирующей материи, без учета квантово-гравитационных поправок. Анализируются наиболее важные свойства регулярных инфляционных космологических моделей, заполненных ультрарелятивистской материей и скалярными полями.

1. Сценарий Горячего Большого Взрыва и проблема космологической сингулярности

Сценарий Горячего Большого Взрыва, построенный в рамках однородных изотопных космологических моделей (ОИКМ) Фридмана общей теории относительности (ОТО), лежит в основе современной космологии. Известные физические законы позволяют достаточно хорошо описать процессы во Вселенной, начиная с момента времени $t_1 \sim 10^{-4}$ с от начала космологического расширения (в случае фридмановских моделей момент времени $t = 0$ соответствует космологической сингулярности), когда плотность энергии по порядку величины была сопоставима с ядерной плотностью, а температура во Вселенной $T \sim 10^{11}$ К. Подтверждение теории первичного нуклеосинтеза легких элементов, объяснение образования крупномасштабной структуры Вселенной явились важным достижением теории Горячего Большого Взрыва. Теоретическое описание гравитирующей материи и физических процессов в начале космологического расширения при $t < t_1$ предполагает использование современной теории фундаментальных физических взаимодействий, различных единых моделей теории элементарных частиц и составляет предмет исследования космологии ранней Вселенной. Создание инфляционной парадигмы, позволившей решить ряд проблем стандартного космологического сценария, в частности объясняющей однородность и изотропность Вселенной на начальных этапах космологического расширения, стало важным успехом космологии ранней Вселенной [1]. Прогресс в этой области связан с дальнейшим совершенствованием теории элементарных частиц, а также теории гравитационного взаимодействия.

Как известно, ОТО сталкивается с трудностями при описании гравитирующих систем в экстремальных условиях с экстремально большими плотностями энергии ρ , давлениями p , температурами T (проблема гравитационных сингулярностей). Так, фридмановские ОИКМ имеют сингулярное состояние в прошлом, в котором важнейшие физические характеристики (плотность энергии гравитирующей материи, ее температура и др.) расходятся, а масштабный фактор $R(t)$ метрики Робертсона-Уолкера обращается в нуль - $R(0) = 0$. Сингулярное состояние ограничивает существование фридмановских ОИКМ во времени в прошлом. Соответствующая проблема космологической сингулярности (ПКС) принадлежит к числу наиболее принципиальных космологических проблем, не имеющих до сих пор общепринятого решения. С физической точки зрения возникновение данной проблемы связано с тем, что в рамках ОТО гравитационное взаимодействие в случае обычной гравитирующей материи с положительными значениями плотности энергии и давления имеет характер притяжения, но не отталкивания. Хотя для некоторых физических систем с отрицательным давлением (например, массивные, а также нелинейные скалярные поля) гравитационное взаимодействие в ОТО может иметь характер отталкивания, учет таких систем не позволяет решить ПКС на основе ОТО [2]. Предпринималось множество попыток с целью решения ПКС как в рамках ОТО, так и различных обобщений теории тяготения Эйнштейна (см. [3,4] и приводимые там ссылки), ряд несингулярных космологических решений был получен. В связи с этим заметим, что решение ПКС означает не просто получение отдельных регулярных решений. Для ее решения необходимо, чтобы регулярное поведение было характер-

* ©А.В.Минкевич, Белорусский госуниверситет (Беларусь), E-mail: minkav@bsu.by; Варминьско-Мазурский университет в Ольштыне (Польша), 2005; E-mail: awm@matman.uwm.edu.pl

ным свойством космологических моделей. Большинство существующих попыток решения ПКС не удовлетворяет указанному требованию [4].

В настоящее время широко распространено мнение, согласно которому решение ПКС должно быть связано с учетом квантово-гравитационных эффектов, которые могли играть существенную роль в начале космологического расширения, когда реализовались планковские условия, а именно когда значения плотности энергии и температуры были сопоставимы с планковскими значениями: $\rho_p \sim 9 \cdot 10^{112} \text{ Дж/м}^3$,

$T_p \sim 10^{32} \text{ К}$. Так, с целью решения ПКС была введена идея квантового рождения Вселенной. Существуют разные варианты реализации этой идеи в рамках квантовой космологии с использованием уравнения Уиллера-Девитта (см. обзор [5]). Рождающаяся замкнутая микро-Вселенная, представляющая собой квантовый микрообъект, превращается затем в макро-Вселенную в результате инфляционного раздувания. Хотя в данной модели отсутствует начальное сингулярное состояние с расходящейся плотностью энергии, проблема “начала” Вселенной во времени остается. Дальнейшее развитие теории квантовой микро-Вселенной получила в рамках петлевой квантовой гравитации: учет квантования пространства позволяет продолжить космологическое решение для микро-Вселенной закрытого и плоского типа в прошлое и получить так называемое баунсинг-решение (bouncing solution), содержащее стадию сжатия, предшествовавшую стадии расширения [6]. Соответствующий сценарий имеет ряд неясностей, в частности: если на стадии сжатия Вселенная представляла собой макрообъект, заполненный гравитирующей материей, какие физические факторы на стадии космологического сжатия могут привести к превращению макро-Вселенной в микро-Вселенную, что означает плоская модель Вселенной с конечным объемом и др.

Проблема космологической сингулярности обсуждалась также в рамках другого претендента на квантовую теорию гравитации – теории струн /M – теории [7-11]. Были предложены космологические сценарии, в которых Вселенная существовала до Большого Взрыва - предвзрывной сценарий [8], а также экипротический сценарий [9]. Следует заметить, что при переходе к 4-мерной эйнштейновской системе референции решения для ОИКМ, получаемые на основе разных вариантов теории струн, являются, вообще говоря, сингулярными [7]. Получение баунсинг решений при этом достигается за счет отказа от фундаментального физического требования положительности плотности энергии гравитирующей материи. Так, в работе [8] вводится нелокальный отрицательный потенциал для скалярного поля, в [11] в состав гравитирующей материи включена компонента с отрицательной плотностью энергии. В рамках сценария осциллирующей Вселенной [10] вводится специфический отрицательный потенциал скалярного поля, при этом хотя и удается избежать расходимости плотности энергии при переходе от сжатия к расширению, однако сингулярность, связанная с обращением в нуль масштабного фактора $R(t)$, остается.

Как было показано в ряде наших работ (см. [4] и приводимые там ссылки), калибровочный подход в теории тяготения позволяет построить несингулярную теорию Большого Взрыва в рамках классического 4-мерного пространства-времени, при выполнении требования положительности плотности энергии для гравитирующей материи. Ниже кратко излагаются исходные положения и наиболее важные полученные результаты, относящиеся к обсуждаемой проблеме.

2. Калибровочные теории тяготения и обобщенные космологические уравнения Фридмана

Как известно, принцип локальной калибровочной инвариантности лежит в основе современной теории фундаментальных физических взаимодействий. Теория электрослабого взаимодействия, квантовая хромодинамика, модели Великого объединения были построены при использовании этого принципа. С физической точки зрения принцип локальной калибровочной инвариантности устанавливает глубокую зависимость между наличием у материи важнейших сохраняющихся физических величин, связанных с определенными симметриями физической теории, с одной стороны, и существованием в природе фундаментальных физических полей, порождаемых соответствующими сохраняющимися величинами и выступающими в качестве носителей фундаментальных физических взаимодействий - с другой. Применение принципа локальной калибровочной инвариантности, вообще говоря, ведет к обобщению Эйнштейновской теории тяготения. Метрические теории тяготения и, в частности, ОТО, в которых роль источника поля тяготения играет тензор энергии-импульса материи, могут быть введены в рамках калибровочного подхода на основе локализации 4-параметрической группы трансляции [12]. Поскольку локализованная группа трансляций есть не что иное, как группа общих координатных преобразований, общая ковариантность ОТО с этой точки зрения приобретает важную динамическую роль. В то же время группа Лоренца (группа тетрадных лоренцевых преобразований) в ОТО и других метрических теориях тяготения не выполняет никакой динамической роли с точки зрения калибровочного подхода, поскольку соответствующий инвариант Нетер в этих теориях тождественно обращается в нуль [13]. Если же полагать, что группа Лоренца играет динамическую роль в рамках калибровочной теории поля, а калибровочное лоренцево поле существует в природе, то в этом случае мы с необходимостью приходим к теории тяготения в пространстве Римана-Картана (см. например [14,15]). Роль полевых переменных в такой теории, известной как Пуанкаре калибровочная теория тяготения (ПКТТ), играют тетрада (трансляционное калибровочное поле) и лоренцева связность (лоренцево калибровочное поле), со-

ответствующие им напряженности – тензоры кручения и кривизны. В качестве источников поля тяготения в ПКТГ выступают ковариантные обобщения тензора энергии-импульса и спина. В отличие от калибровочных полей Янга-Миллса, для которых лагранжиан калибровочного поля является квадратичной функцией относительно напряженностей поля, в ПКТГ лагранжиан может включать также линейный по кривизне член, скалярную кривизну, учет которого необходим для выполнения принципа соответствия с ОТО.

Первая попытка применения простейшей ПКТГ – теории Эйнштейна-Картана – с целью решения ПКС была предпринята в [16,17], при использовании некоторой классической модели для спинурующей материи были получены несингулярные космологические решения. Однако позднее оказалось, что эти решения имеют модельный характер и критически зависят от описания спинурующей материи, при ином описании спина (например, с помощью дираковского поля) сингулярность в космологических решениях не исчезает. Кроме того, поскольку в отсутствие спина теория Эйнштейна-Картана переходит в ОТО, все сингулярные решения фридмановских ОИКМ являются строгими решениями теории Эйнштейна-Картана. Следующий шаг по использованию ПКТГ для решения ПКС был предпринят в [18-19]. В рамках ПКТГ, базирующейся на общем выражении гравитационного лагранжиана, включающего помимо скалярной кривизны всевозможные квадратичные по кривизне и кручению инварианты, в [18-19] были выведены уравнения для ОИКМ – обобщенные космологические уравнения Фридмана (ОКУФ):

$$\frac{k}{R^2} + \left\{ \frac{d}{dt} \ln \left[R \sqrt{|1 + \alpha(\rho - 3p)|} \right] \right\}^2 = \frac{8\pi}{3M_p^2} \frac{\rho + \frac{\alpha}{4}(\rho - 3p)^2}{1 + \alpha(\rho - 3p)}, \quad (1)$$

$$\frac{\left[\dot{R} + R \left(\ln \sqrt{|1 + \alpha(\rho - 3p)|} \right)' \right]^2}{R} = \frac{4\pi}{3M_p^2} \frac{\rho + 3p - \frac{\alpha}{2}(\rho - 3p)^2}{1 + \alpha(\rho - 3p)}, \quad (2)$$

где $k = +1, 0, -1$ для закрытых, плоских и открытых моделей соответственно, M_p – планковская масса, α – неопределенный параметр, имеющий размерность обратной плотности энергии, точка означает дифференцирование по времени (используется система единиц с $\hbar = c = 1$). Параметр α определяется следующим образом: $\alpha = \frac{1}{3}(16\pi)^2 f M_p^{-4}$, где f – линейная комбинация неопределенных коэффициентов при квадратичных по кривизне членах гравитационного лагранжиана. Примечательно, что в ПКТГ, в отличие от метрических теорий тяготения, эти члены не ведут к высшим производным в ОКУФ. Заметим, что ОКУФ (1)-(2) справедливы также в рамках наиболее общей калибровочной теории тяготения – аффинно-метрической теории [4]. Из уравнений (1)-(2) следует закон сохранения в обычном виде

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0, \quad (3)$$

где $H = \frac{\dot{R}}{R}$ – параметр Хаббла. Помимо космологических уравнений (1)-(2) гравитационные уравнения ПКТГ приводят также к следующему выражению для функции кручения:

$$S = -\frac{1}{4} \frac{d}{dt} \ln |1 + \alpha(\rho - 3p)|. \quad (4)$$

При $\alpha \rightarrow 0$ ОКУФ превращаются во фридмановские космологические уравнения ОТО. Величина α определяет шкалу экстремально больших плотностей энергии в ПКТГ. При малых значениях плотности энергии $|\alpha(\rho - 3p)| \ll 1$ ($p \neq \rho/3$) решения ОКУФ практически совпадают с соответствующими решениями ОТО, что обеспечивает наличие у них фридмановской асимптотики. Однако в области экстремально больших плотностей энергии $|\alpha(\rho - 3p)| \geq 1$ поведение решений ОКУФ оказывается иным, чем в ОТО, и существенно зависит от ограничений на уравнение состояния гравитирующей материи в области экстремально больших плотностей энергии, а именно $p > \rho/3$ или $p < \rho/3$. Заметим, что ультрарелятивистская материя с уравнением состояния $p = \rho/3$, а также гравитирующий вакуум с уравнением состояния ($p = -\rho$, $\rho = const > 0$) представляют собой две исключительные системы, в случае которых ОКУФ идентичны фридмановским уравнениям ОТО независимо от значений плотности энергии. Поскольку сильное взаимодействие нуклонов ведет к тому, что для ядерной материи $p > \rho/3$ [20], будем полагать далее, что это ограничение выполняется для гравитирующей материи в экстремальных условиях, а шкала экстремально больших плотностей энергии, определяемая посредством α^{-1} , превышает ядерную плотность. С физиче-

ской точки зрения естественно полагать, что величина α^{-1} меньше планковской плотности энергии, когда, согласно распространенному мнению, квантово-гравитационные эффекты не существенны и классическое описание гравитационного поля является оправданным. С формально математической точки зрения поведение решений ОКУФ не зависит от данного ограничения.

Согласно ОКУФ (1)-(2) имеют место ограничения для допустимых значений плотности энергии. На самом деле, если плотность энергии ρ положительна и $\alpha > 0$, из уравнения (1) в случае $k = +1, 0$ следует соотношение

$$Z \equiv 1 + \alpha(\rho - 3p) \geq 0. \quad (5)$$

Условие (5) справедливо не только для закрытых и плоских моделей, но также для космологических моделей открытого типа (см. ниже). Анализ космологических решений ОКУФ для моделей, заполненных гравитирующей материей с уравнением состояния $p = p(\rho)$, показывает, что все космологические решения плоского, закрытого и открытого типов регулярны относительно метрики, параметра Хаббла, его производной по времени и имеют баунсинг-характер. При этом переход от космологического сжатия к расширению происходит при достижении предельной плотности энергии, определяемой из условия $Z = 0$. Вывод о существовании предельной плотности энергии для гравитирующей материи, вблизи которой гравитационное взаимодействие имеет характер отталкивания, впервые был получен в [18-19]. Позднее гипотеза о существовании предельной плотности энергии обсуждалась в [21], причем значение предельной плотности энергии принималось равным планковской плотности. Отметим, что согласно (5) значение предельной плотности энергии зависит от параметра α и уравнения состояния гравитирующей материи в экстремальных условиях и может быть гораздо меньше планковского значения.

3. Инфляционные космологические модели и несингулярный Большой Взрыв

Поскольку в рамках сценария Горячего Большого Взрыва основной вклад в плотность энергии гравитирующей материи на начальных стадиях космологического расширения вносит ультрарелятивистская материя, с целью исследования инфляционной космологии на основе ОКУФ (1)-(2) будем рассматривать космологические модели, заполненные ультрарелятивистской материей с уравнением состояния $p_r = \rho_r / 3$ и скалярными полями, минимальным образом связанными с гравитацией. При пренебрежении взаимодействием скалярных полей с ультрарелятивистской материей, ограничиваясь одним скалярным полем ϕ с потенциалом $V(\phi)$, запишем выражения для плотности энергии и давления в следующем виде:

$$\rho = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) + \rho_r, \quad p = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) + \frac{1}{3} \rho_r. \quad (6)$$

Тогда закон сохранения (3) приводит к уравнению для скалярного поля

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} = -V' \left(V' = \frac{dV}{d\phi} \right) \quad (7)$$

и к закону сохранения для гравитирующей материи, который в нашем случае имеет следующий интеграл $\rho_r R^4 = const$. С учетом уравнений (6)-(7) ОКУФ (1)-(2) могут быть представлены так:

$$\frac{k}{R^2} Z^2 + \left\{ H \left[1 + 2\alpha(2V + \dot{\phi}^2) \right] + 3\alpha V' \dot{\phi} \right\}^2 = \frac{8\pi}{3M_p^2} \left[\rho_r + \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V + \frac{1}{4} \alpha(4V - \dot{\phi}^2)^2 \right] Z, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \dot{H} \left[1 + 2\alpha(2V + \dot{\phi}^2) \right] Z + H^2 \left\{ \left[1 + 4\alpha(V - 4\dot{\phi}^2) \right] Z - 18\alpha^2 \dot{\phi}^4 \right\} \\ & - 12\alpha H \dot{\phi} V' \left[1 + 2\alpha(2V + \dot{\phi}^2) \right] + 3\alpha \left[V'' \dot{\phi}^2 - V'^2 \right] Z - 6\alpha \dot{\phi}^2 V'^2 = \\ & = \frac{8\pi}{3M_p^2} \left[V - \dot{\phi}^2 - \rho_r + \frac{1}{4} \alpha(4V - \dot{\phi}^2)^2 \right] Z, \end{aligned} \quad (9)$$

где $Z = 1 + \alpha(4V - \dot{\phi}^2)$. Следуя работам [4, 22], проанализируем поведение решений ОКУФ (8)-(9). Прежде всего, заметим, что соотношение (5), принимающее в рассматриваемом случае вид

$$\dot{\phi}^2 \leq 4V + \alpha^{-1}, \quad (10)$$

ограничивает область допустимых значений для скалярного поля ϕ и его производной по времени $\dot{\phi}$. На плоскости $P(\phi, \dot{\phi})$ эта область ограничена кривой L , определяемой уравнением

$$\dot{\phi} = \pm(4V + \alpha^{-1})^{\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

ОКУФ (8)-(9) приводят также к существованию на плоскости P экстремальных точек для масштабного фактора $R(t)$, в которых параметр Хаббла обращается в нуль. Полагая $t = 0$ в экстремальной точке ($H(0) = 0$) и отмечая величины в этой точке с помощью индекса «0», получаем из (8) следующее уравнение для экстремальных точек:

$$\frac{k}{R_0^2} Z_0^2 + 9\alpha^2 V_0'^2 \dot{\phi}_0^2 = \frac{8\pi}{3M_p^2} \left[\rho_{r0} + \frac{1}{2} \dot{\phi}_0^2 + V_0 + \frac{1}{4} \alpha (4V_0 - \dot{\phi}_0^2)^2 \right] Z_0, \quad (12)$$

где $Z_0 = 1 + \alpha(4V_0 - \dot{\phi}_0^2)$. Согласно (9) с учетом (12) временная производная параметра Хаббла в экстремальных точках определяется таким образом:

$$\dot{H}_0 = \left\{ \frac{8\pi}{M_p^2} \left[V_0 + \frac{1}{3} \rho_{r0} + \frac{1}{4} \alpha (4V_0 - \dot{\phi}_0^2)^2 \right] + 3\alpha (V_0'^2 - V_0'' \dot{\phi}_0^2) - \frac{2k}{R_0^2} Z_0 \right\} \times \left[1 + 2\alpha(2V_0 + \dot{\phi}_0^2) \right]^{-1}. \quad (13)$$

Уравнение (12) определяет “баунс”, соответствующий переходу от сжатия к расширению, если производная параметра Хаббла (13) положительна. В случае разных потенциалов, используемых в теории хаотической инфляции, производная \dot{H}_0 положительна на большей части экстремальных кривых (12) на плоскости P , зависящих параметрически от α , ρ_{r0} , R_0 , которые в связи с этим могут быть названы баунс-кривыми [4]. В случае когда шкала экстремально больших плотностей энергии, определяемая посредством α^{-1} , значительно меньше планковской при достаточно малых ρ_{r0} , а также в случае моделей закрытого типа при достаточно малых значениях R_0 величина \dot{H}_0 может быть отрицательной в окрестности начала координат на плоскости P , что приводит к осциллирующим решениям для скалярного поля [23].

Возвращаясь к обсуждению космологических решений, заметим, что в отличие от ОТО существование границы L предотвращает расходимость производной $\dot{\phi}$ на стадии сжатия, однако в присутствии скалярного поля переход от сжатия к расширению происходит не на границе L , а в некоторой точке, соответствующей баунс-кривой. Поскольку на границе L параметр Хаббла и его производная по времени регулярны [4, 22], соответствующие космологические решения имеют регулярный характер. Если в начале стадии расширения скалярное поле удовлетворяет обычному условию ($\phi \geq 1 M_p$), требуемому для наличия инфляционной стадии [1], соответствующее решение является инфляционным космологическим решением, которое помимо инфляционной стадии включает также стадию космологического сжатия, стадию перехода от сжатия к расширению, а также стадию по завершению инфляции с характерным колебательным режимом для скалярного поля. Физические характеристики указанных стадий, в частности их длительность, зависят, вообще говоря, от начальных условий при баунсе и параметра α . Что касается инфляционной стадии, то ее характеристики в соответствии с уравнениями (7) и (8) практически не зависят от α и совпадают с соответствующими характеристиками, получаемыми в ОТО [24]. Принципиальное отличие от ОТО обсуждаемых моделей состоит в наличии стадии перехода от сжатия к расширению. Длительность этой стадии на несколько порядков меньше по сравнению с инфляционной стадией. Если принять во внимание, что длительность инфляционной стадии в теории хаотической инфляции чрезвычайно мала [1], мы можем утверждать, что обсуждаемые космологические модели по существу соответствуют регулярному Большому Взрыву.

В качестве иллюстрации обсуждаемой теории несингулярного Большого Взрыва ниже приведено частное инфляционное космологическое решение для плоской модели, полученное с помощью численного интегрирования системы уравнений (7), (9) при выборе скалярного потенциала $V = m^2 \phi^2 / 2$, ($m = 10^{-6} M_p$).

В соответствии с (12) начальные условия при баунсе принимались в виде: $\phi_0 = \sqrt{2} \cdot 10^3 M_p$, $\dot{\phi}_0 = \sqrt{3.96757V_0}$, ($\alpha = 10^{14} M_p^{-4}$) плотность энергии ρ_r пренебрежимо мала, значение R_0 произвольно. Динамика параметра Хаббла и скалярного поля для разных стадий эволюции исследуемой модели представлена на рис. 1-3 (принималось $M_p = 1$). Стадия перехода от сжатия к расширению (рис.1) существенно асимметрична относительно момента времени $t = 0$, поскольку $\dot{\phi}_0 \neq 0$. В течение этой стадии параметр Хаббла изменяется от максимального по модулю отрицательного значения в конце стадии сжатия до максимального положительного значения в начале стадии расширения. Скалярное поле изменяется линейно, а его

производная вначале растет, оставаясь положительной, достигает своего максимального значения, а затем уменьшается и становится отрицательной. В случае присутствия излучения, которое может давать основной вклад в плотность энергии при баунсе, длительность стадии перехода изменяется. Квази-де-ситтеровская стадия сжатия и инфляционная стадия изображены на рис.2. Как отмечалось ранее, характеристики инфляционной стадии практически не зависят от параметра α и совпадают с соответствующими характеристиками, получаемыми в ОТО. Значения амплитуды и частоты колебаний скалярного поля после инфляции (рис.3) близки к соответствующим значениям в ОТО, однако поведение параметра Хаббла (в рассматриваемом случае, когда шкала экстремально больших плотностей энергии значительно меньше планковской) является существенно неэйнштейновским. Вначале параметр Хаббла осциллирует возле значения $H = 0$, а затем становится положительным и уменьшается со временем в соответствии с ОТО. Ультрарелятивистская материя, которая может доминировать при баунсе [4], имеет пренебрежимо малые значения плотности энергии для квази-де-ситтеровских стадий сжатия и расширения. В то же время гравитирующая материя могла бы присутствовать на стадии сжатия в более реалистической модели. Как следует из нашего анализа, регулярный характер такой космологической модели обеспечивается космологическими уравнениями ПКТТ.

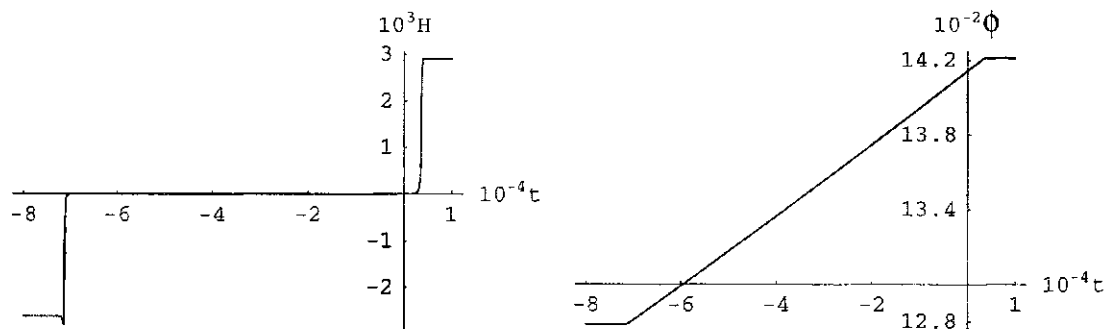


Рис. 1. Стадия перехода от сжатия к расширению

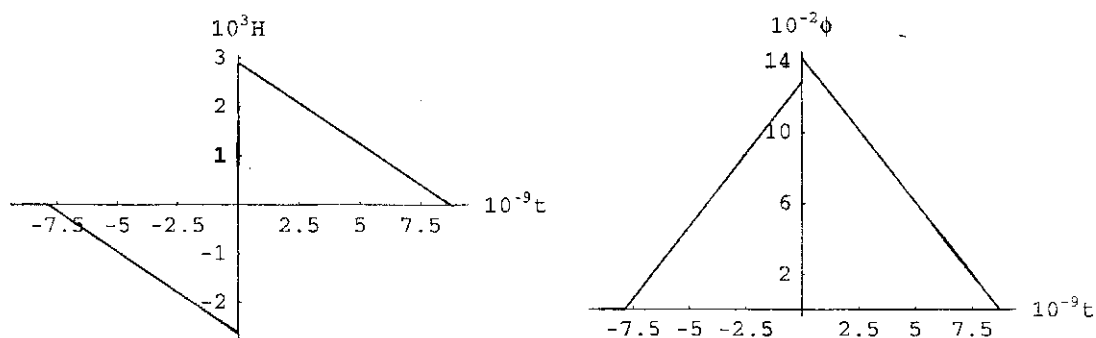


Рис. 2. Квази-де-ситтеровская стадия сжатия и инфляционная стадия

Таким образом, применение калибровочного подхода к описанию гравитационного взаимодействия позволяет построить последовательную теоретико-полевую схему в рамках 4-мерного физического пространства-времени, свободную от принципиальных трудностей ОТО при описании ранней Вселенной. Удовлетворяя принципу соответствия с ОТО в случае гравитирующих систем с достаточно малыми плотностями энергии, обобщенные космологические уравнения Фридмана приводят к выводу о том, что в экстремальных условиях гравитационное взаимодействие имеет характер отталкивания в случае обычных гравитирующих систем с положительной плотностью энергии. Это означает, что нет никакой необходимости отказываться от фундаментального физического требования положительной определенности энергии физических систем. Решение проблемы космологической сингулярности достигается уже на классическом уровне описания гравитационного поля без учета квантово-гравитационных поправок. Более того, с точки зрения развиваемого подхода планковская эра в эволюции Вселенной вовсе могла отсутствовать. В отличие от петлевой квантовой космологии, на всех этапах своей эволюции, включая стадию перехода от сжатия к расширению, Вселенная представляет собой макрообъект. Построение реалистической космологической модели предполагает знание состава и свойств гравитирующей материи на разных этапах ее эволюции. В связи с этим важное значение имеет изучение физических процессов в начале космологического расширения, зависящих от предельной плотности энергии и предельной температуры, а также получение наблюдаемых физических следствий, зависящих от параметра α .

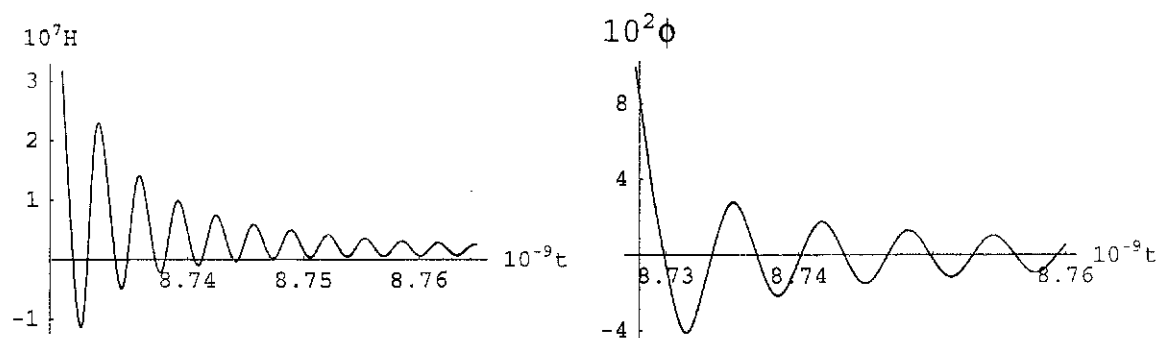


Рис. 3. Постинфляционная стадия

С физической точки зрения важное значение имеет изучение космологических моделей при условии нарушения их однородности и изотропии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология / А.Д. Линде.— М.: Наука, 1990.
2. Белинский В.А. Инфляционные стадии в космологических моделях со скалярным полем / В.А. Белинский, Л.П.Гришук, Я.Б.Зельдович, И.М.Халатников//ЖЭТФ.- 1985.-Т.89.- №2. -С.346-360.
3. Minkevich A.V. Problem of cosmological singularity and gauge theories of gravitation /A.V. Minkevich//Acta Phys. Polon.B -1998.- V.29. -№4.- P.949-960.
4. Minkevich A.V. Non-singular cosmology and gauge theories of gravitation /A.V. Minkevich//Etudes on Theoretical Physics. – Singapore: Scientific Publ., 2004. –P.23-38; Preprint gr-qc/0406030.
5. Coule D.H. Quantum Cosmological Models/D.H.Coule//Preprint gr-qc/0412026.
6. Bojowald M. Isotropic Loop Quantum Cosmology /M.Bojowald// Clas. Quantum Grav. – 2002. – V.19. – P.2717-2742; Preprint gr-qc/0202077.
7. Lidsey J.E. Superstring Cosmology/J.E.Lidsey, D.Wands and E.J.Copeland// Phys.Reps – 2000. – V.337.- №4-5. – P.343-492; Preprint hep-th/9909061.
8. Gasperini M. The Pre-Big Bang Scenario in String Cosmology/ M.Gasperini and G.Veneziano// Phys.Reps -- 2003. – V.373. - №1-2. – P.1-212; Preprint hep-th/0207130.
9. Khoury J. From Big Crunch to Big Bang/ J.Khoury, B.A.Ovrut, N.Sciberg, P.J Steinhardt and N.Turok// Phys. Rev. D- 2002.- V. 65. – Paper № 086007; Preprint hep-th/0108187.
10. Steinhardt P.J. Cosmic evolution in a cyclic universe/ P.J.Steinhardt and N.Turok //Phys. Rev.D – 2002. – V.65. - № 126003. – P.1-20; Preprint hep-th/0111098.
11. Bozza V. Regular two-component bouncing cosmologies and perturbations therein/ V. Bozza and G. Veneziano// Preprint gr-qc/0506040.
12. Минкевич А.В. Гравитационное поле и принцип локальной инвариантности/А.В. Минкевич//Вестн Акад. Наук БССР, сер.физ.-мат. – 1966.- №4. – С.116-119.
13. Минкевич А.В. Калибровочные поля и группа Лоренца/ А.В.Минкевич, В.И.Кудин//Acta Phys. Polon.B – 1974. – V.5. – P.335-343.
14. Hehl F.W. Four Lectures on Poincare Gauge Field Theories/ F.W. Hehl//Cosmology and Gravitation. – New York: Plenum Press, 1980.
15. Hayashi K.Gravity from Poincare gauge theory of fundamental particles/ K. Hayashi, T. Shirafuji// Progr. Theor. Phys. – 1980. – V.64. – P. 866-896, 1435-1452, 2222-2241.
16. Kopczynski W. A nonsingular universe with torsion/ W.Kopczynski// Phys. Lett.A – 1972. – V.39. – P.219-220.
17. Trautman A. Spin and Torsion may avert gravitational singularities/ A.Trautman// Nature (Phys. Sci.) – 1973. – V.242. – P.7-8.
18. Минкевич А.В. Гравитация и предельная плотность массы / А.В.Минкевич // Вестн Акад. Наук БССР, сер.физ.-мат. – 1980.- №2. – С.87-94.
19. Minkevich A.V. Generalised cosmological Friedmann equations without gravitational singularities / A.V.Minkevich// Phys. Lett.A – 1980. – V.80. – P.232-234.
20. Зельдович Я.Б. Строение и эволюция Вселенной/ Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков. – М.: Наука, 1975. - С.37.
21. Марков М.А. Предельная плотность материи как универсальный закон природы/ М.А.Марков// Письма в ЖЭТФ – 1982. - Т.36. – С.214-216.
22. Minkevich A.V. Gauge approach to gravitation and regular Big Bang theory / A.V.Minkevich// Preprint gr-qc/0506140.
23. Minkevich A.V. Scalar fields superdense gravitating systems / A.V. Minkevich, A.S. Garkun, Yu.G. Vasilevski// Nonlinear Phenomena in Complex Systems – 2003.- V.7, - P.78-84; Preprint gr-qc/0310060.

24. Minkevich A.V. Inflationary Cosmological Models in Gauge Theories of Gravitation / A.V.Minkevich and A.S.Garkunov // Тезисы докладов. XII-я Российская гравитационная конференция – Казань: КГПУ, 2005. – С.96-97.

GAUGE THEORIES OF GRAVITATION AND NONSINGULAR BIG BANG

A.V. Minkevich

Nonsingular Big Bang theory built in the frame of 4-dimensional physical space-time on a base of gauge approach to gravitation is discussed. Regular behaviour of cosmological models is ensured by gravitational repulsion effect at extreme conditions, by satisfying positivity property of energy density for gravitating matter, without quantum gravitational corrections. The most important properties of regular inflationary cosmological models filled by ultrarelativistic matter and scalar fields are analyzed.



УДК 530.12: 531.51

**ТЕНЗОР ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА ФОТОННОГО ГАЗА В ВЕЩЕСТВЕ
И КОНТРОВЕРЗА МИНКОВСКОГО-АБРАГАМА**

В.А. Попов*

Рассматривается фотонный газ в среде, для которого получены кинетическое уравнение и конструкция тензора энергии-импульса. Выведен закон сохранения тензора энергии-импульса газа. Полученные выражения анализируются с точки зрения контroversы Минковского-Абрагама о виде тензора энергии-импульса электромагнитного поля в веществе.

В настоящее время релятивистская теория сверхтекучести нашла применение для описания процессов в нейтронных звездах [1–3] и построения космологических моделей [4–6]. Наиболее широко используется ковариантное обобщение двухжидкостной модели Ландау [7,9], в которой, наряду с обычным (или “нормальным”) течением жидкости, имеет место “сверхтекучее” течение. Такая ситуация возникает благодаря тому, что квантовые эффекты в сверхтекучей жидкости проявляются раньше, чем жидкость затвердевает. При отличных от нуля температурах жидкость находится в слабовозбужденном состоянии, которое может рассматриваться как совокупность отдельных элементарных возбуждений. Такое элементарное возбуждение ведет себя подобно некоторой квазичастице, обладающей определенными энергией и импульсом, которые связаны между собой дисперсионным соотношением. При малых импульсах (что соответствует длинноволновым возбуждениям) связь между энергией и импульсом линейная, и такие квазичастицы соответствуют звуковым квантам — фононам.

Ковариантное описание фононов проводится в рамках того же формализма, который используется для описания фотонов, распространяющихся в веществе [9, 10]. Это проявление давно замеченного факта, что физические явления, связанные с частицами и квазичастицами во многом аналогичны. Однако поскольку фотоны — кванты электромагнитного поля, то те же явления могут быть описаны с помощью формализма классической электродинамики, которая развивается уже более ста лет и имеет огромный багаж теоретического и экспериментального материала.

Несмотря на то, что теоретические результаты электродинамики сплошных сред находятся в прекрасном согласии с опытом, имеет место теоретический аспект, который, возникнув вскоре после зарождения теории, дискутируется до сих пор. Этим аспектом служит проблема тензора энергии-импульса электромагнитного поля в веществе. С самого начала было предложено две формы записи такого тензора; одну из них предложил Минковский [11], другую — Абрагам [12], вследствие чего данная проблема получила название контroversы Минковского-Абрагама.

В данной работе рассматривается газ фотонов в среде, поведение которого описывается функцией распределения по координатам и импульсам $f(x, p)$. Тензор энергии-импульса газа, построенный как момент

* © В. А. Попов; Казанский государственный университет, 2005; E-mail: vladimir.popov@ksu.ru