

МОДЕЛЬ СТЕПЕННОЙ ИНФЛЯЦИИ НА ОСНОВЕ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ТЕОРИЙ ГРАВИТАЦИИ

Л.Е. Спиридонов

lev-spiridonov@yandex.ru

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

Аннотация

Рассмотрена модель степенной инфляции на основе гравитации Эйнштейна и модифицированных теорий гравитации. Показано, что модификация теории гравитации приводит к возможности соответствия предсказаний данной модели современным наблюдательным ограничениям, связанным с изменением анизотропии и поляризации реликтового излучения. Определены характеристики реликтовых гравитационных волн, предсказываемых в рассмотренной модели космологической инфляции, и выполнено сопоставление данных характеристик с предельной чувствительностью современных детекторов. Отмечено, что предложенный метод построения верифицированных по наблюдательным данным моделей космологической инфляции можно применять для произвольных моделей, отличных от степенной инфляции, рассмотренной в данной работе.

Ключевые слова

Степенная инфляция, гравитация Эйнштейна, космологические модели, скалярное поле, общая теория относительности, модифицированные теории гравитации, космологические возмущения, реликтовые гравитационные волны

Поступила в редакцию 20.07.2022

© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2022

Введение. В настоящее время при описании ранней стадии эволюции Вселенной, предшествующей стадии Большого взрыва, рассматривают различные модели космологической инфляции на основе гравитации Эйнштейна и ее различных модификаций [1, 2]. При построении и анализе моделей космологической инфляции необходимо отметить, что модификации общей теории относительности (ОТО) могут оказывать существенное влияние на характер эволюции космологических возмущений, которые служат источником крупномасштабной структуры Вселенной и реликтовых гравитационных волн в рамках космологических моделей, включающих инфляционную стадию [3, 4].

Стандартные модели космологической инфляции, основанные на гравитации Эйнштейна, часто не соответствуют наблюдательным ограничениям, которые накладываются на значения параметров космологических возмущений, полученных посредством наблюдений анизотропии и поляризации реликтового излучения [5, 6]. Таким образом, наблюдательные ограничения существенно ограничивают класс корректных моделей космологической инфляции, построенных на основе ОТО [1, 2]. Однако использование модификаций гравитации

Эйнштейна при построении инфляционных моделей может существенно влиять на значение параметров космологических возмущений, что приводит к возможности их верификации по наблюдательным данным [3, 4].

Другим важным следствием инфляционных моделей является предсказание существования реликтовых гравитационных волн, непосредственное наблюдение которых позволит подтвердить корректность описания эволюции ранней Вселенной на основе теории космологической инфляции [1–4]. Таким образом, на основе известных ограничений, накладываемых на чувствительность уже существующих и разрабатываемых гравитационно-волновых детекторов и анализа спектра реликтовых гравитационных волн, предсказываемых в инфляционных моделях, можно сделать вывод о возможности прямой верификации данных моделей с помощью непосредственной регистрации реликтовых гравитационных волн.

В данной работе рассмотрена процедура верификации модели степенной инфляции на основе модификации теории гравитации. В качестве модификации ОТО выбрана теория гравитации достаточно общего вида, которая содержит неминимальную связь скалярного поля как со скаляром Риччи, так и со скаляром Гаусса — Бонне, а также нетривиальное взаимодействие скалярного поля и его кинетической части [3, 4].

В рамках предложенного подхода получены точные космологические решения для модели степенной инфляции на основе рассматриваемых модификаций ОТО. Показано соответствие предложенной модели наблюдательным ограничениям, накладываемым на значения параметров космологических возмущений. Также рассчитаны характеристики реликтовых гравитационных волн в рассмотренной модели космологической инфляции и сделан вывод о невозможности их непосредственной регистрации с помощью существующих детекторов гравитационных волн.

Модель степенной инфляции на основе гравитации Эйнштейна. Сначала рассмотрим модель степенной инфляции на основе ОТО. Действие для моделей космологической инфляции, построенных на основе гравитации Эйнштейна, описывается следующим образом [1, 2]:

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ \frac{1}{2} R - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi) \right\}, \quad (1)$$

где R — скалярная кривизна; $g^{\mu\nu}$ — метрика пространства-времени; ϕ — скалярное поле, которое является источником ускоренного расширения Вселенной на инфляционной стадии ее эволюции; $V(\phi)$ — потенциал скалярного поля, определяющий характер физических процессов на стадии космологической инфляции.

Для описания геометрии пространства-времени вселенной обычно рассматривается пространственно-плоская метрика Фридмана — Робертсона — Уокера

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2). \quad (2)$$

Вариация действия (1) по метрике и полю дает следующие уравнения космологической динамики [1, 2]:

$$3H^2(t) - \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) = 0; \quad (3)$$

$$3H^2(t) + 2\dot{H}(t) + \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi) = 0; \quad (4)$$

$$\ddot{\phi} + 3\dot{\phi}H + V'_\phi = 0, \quad (5)$$

где $H(t) = \dot{a}/a$ — параметр Хаббла, точка означает производную по времени и $V'_\phi = dV/d\phi$.

На основе точных и приближенных решений системы уравнений (3)–(5) рассматриваются различные сценарии эволюции ранней Вселенной в рамках построения моделей космологической инфляции [1, 2].

В качестве примера рассмотрим модель степенной инфляции на основе параметра Хаббла $H(t) = m/t$ и соответствующего масштабного фактора $a(t) \sim t^m$.

Критерием ускоренного расширения Вселенной является условие $\varepsilon < 1$, где инфляционный параметр ε определяется как $\varepsilon = -\dot{H}/H^2$ [1, 2], т. е. для степенной инфляции ускоренное расширение ранней Вселенной происходит при условии $m > 1$.

Точные решения уравнений космологической динамики (3)–(5) для степенной инфляции рассматривались ранее во многих работах, например в [1], и записываются следующим образом:

$$\phi(t) = -\sqrt{2m} \ln t; \quad (6)$$

$$V(\phi) = m(3m-1) \exp\left(-\sqrt{\frac{2}{m}}\phi\right). \quad (7)$$

Данные решения определяют характер эволюции скалярного поля и его потенциал на инфляционной стадии эволюции Вселенной.

Для верификации моделей космологической инфляции по наблюдательным данным необходимо определить параметры космологических возмущений, соответствующие конкретной модели, на основе теории космологических возмущений.

Согласно теории космологических возмущений (в линейном порядке), космологические возмущения подразделяют на три типа, которые развиваются независимо: 1) скалярные возмущения, приводящие к образованию крупномасштабной структуры Вселенной; 2) векторные возмущения, которые быстро

затухают и не оказывают влияния на космологические процессы; 3) и тензорные возмущения, или реликтовые гравитационные волны [1–4].

Поскольку скалярные и тензорные возмущения служат источниками анизотропии и поляризации реликтового излучения, наблюдения данных эффектов позволяют определить ограничения на параметры, характеризующие данные типы возмущений.

Анализ эволюции космологических возмущений в моделях инфляции на основе ОТО приводит к следующим соотношениям между параметрами космологических возмущений и параметром Хаббла на пересечении радиуса Хаббла ($k = aH$) [1]:

$$\mathcal{P}_S(k) = \frac{1}{2\varepsilon} \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2; \quad \mathcal{P}_T(k) = 8 \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2; \quad (8)$$

$$r = \frac{\mathcal{P}_T}{\mathcal{P}_S} = 16\varepsilon; \quad n_s - 1 = 2 \left(\frac{\delta - 2\varepsilon}{1 - \varepsilon} \right); \quad (9)$$

где \mathcal{P}_S и \mathcal{P}_T — спектры мощности скалярных и тензорных возмущений; r — тензорно-скалярное отношение; n_s — спектральный индекс скалярных возмущений; $\delta = -\frac{\ddot{H}}{2H\dot{H}}$ — второй инфляционный параметр.

Наблюдательные ограничения на данные параметры, полученные на основе измерения анизотропии и поляризации реликтового излучения спутником PLANCK, определяются как [7]

$$P_S = 2,1 \cdot 10^{-9}; \quad (10)$$

$$n_s = 0,9663 \pm 0,0041, \quad r < 0,065. \quad (11)$$

Поскольку условия (8) и (10) определяют время пересечения радиуса Хаббла, для того чтобы инфляционная модель удовлетворяла наблюдательным ограничениям, достаточно соответствия условиям (11).

Для параметра Хаббла $H(t) = m/t$ инфляционные параметры $\varepsilon = \delta = 1/m$, и из выражений (9) можно получить следующую зависимость тензорно-скалярного отношения от спектрального индекса скалярных возмущений:

$$r = 16 \left(\frac{n_s - 1}{n_s - 3} \right). \quad (12)$$

Для значений $n_s = 0,9663 \pm 0,0041$ из выражения (12) определим $0,23 < r < 0,25$, что не соответствует наблюдательному ограничению на значение тензорно-скалярного отношения $r < 0,065$.

Таким образом, модель степенной инфляции на основе общей теории относительности не удовлетворяет наблюдательным ограничениям на значения параметров космологических возмущений, т. е. является неверифицируемой. Тем не менее модификация теории гравитации дает возможность рассматривать данную модель как актуальную. Для демонстрации данного утверждения рассмотрим модель степенной инфляции на основе модифицированных теорий.

Модель степенной инфляции на основе модифицированных теорий гравитации. В качестве модификаций гравитации Эйнштейна рассмотрим неминимальную связь скалярного поля со скалярной кривизной R , скаляром Гаусса — Бонне $\mathcal{G} = R_{\mu\nu\rho\sigma}R^{\mu\nu\rho\sigma} - 4R_{\mu\nu}R^{\mu\nu} + R^2$ и нетривиальным взаимодействием поля и кинетической энергии следующего вида: $G(\varphi, X)\square\varphi$. Применение таких моделей приводит к уравнениям космологической динамики второго порядка, которые не содержат неустойчивости Остроградского и являются достаточно общими для описания влияния модификаций ОТО на динамику космологических возмущений [3, 4].

Действие для моделей космологической инфляции на основе данных модификаций гравитации Эйнштейна записывается следующим образом:

$$S = \int dx^4 \sqrt{-g} [F(\varphi)R + \omega(\varphi)X - V(\varphi) - \xi(\varphi)\mathcal{G} - G(\varphi, X)\cdot\varphi], \quad (13)$$

где $F(\varphi)$ и $\xi(\varphi)$ — функции, определяющие неминимальное взаимодействие скалярного поля со скалярной кривизной и скаляром Гаусса — Бонне; $\omega(\varphi)$ — кинетическая функция.

Для метрики пространства Фридмана — Робертсона-Уокера (2) уравнения космологической динамики, соответствующие действию (13), записываются как [3,4]

$$E_1 \equiv 3FH^2 + 3H\dot{F} - \omega X - V - 24H^3\dot{\xi} - 6H\dot{\varphi}XG_{,X} + 2XG_{,\varphi} = 0; \quad (14)$$

$$E_2 \equiv 3FH^2 + 2H\dot{F} + 2F\dot{H} + \ddot{F} + \omega X - V - 16H^3\ddot{\xi} - 16H\dot{H}\dot{\xi} - 8H^2\ddot{\xi} - G_{,X}\dot{\varphi}\dot{X} - G_{,\varphi}\dot{\varphi}^2 = 0; \quad (15)$$

$$E_3 \equiv (\omega + 6H\dot{\varphi}G_{,X} + 6H\dot{\varphi}XG_{,XX} - 2XG_{,\varphi X} - 2G_{,\varphi})\ddot{\varphi} + (3\omega H + \dot{\varphi}\omega_{,\varphi} + 9H^2\dot{\varphi}G_{,X} + 3\dot{H}\dot{\varphi}G_{,X} + 3H\dot{\varphi}^2 + 3H\dot{\varphi}^2G_{,\varphi X} - 6HG_{,\varphi} - G_{,\varphi\varphi}\dot{\varphi})\dot{\varphi} - \omega_{,\varphi}X + V_{,\varphi} - 6H^2F_{,\varphi} - 3\dot{H}F_{,\varphi} + 24H^4\xi_{,\varphi} + 24H^2\dot{H}\xi_{,\varphi} = 0; \quad (16)$$

Также отметим, что для уравнений (14)–(16) выполняется тождество $\dot{\varphi}E_3 + \dot{E}_1 + 3H(E_1 + E_2) = 0$, из которого следует, что только два уравнения в системе (14)–(16) являются независимыми [3, 4].

Точные решения уравнений космологической динамики (14)–(16) для степенной инфляции с параметром Хаббла $H(t) = m/t$ и потенциалом скалярного поля (7) можно определить для случая $m = 5/3$:

$$\varphi(t) = -\frac{C_2}{4t^4} + D_2; \quad (19)$$

$$\xi(\varphi) = \frac{A_2}{3200} Ei(BD_2 - B\varphi) - \frac{A_2}{5600} \frac{\exp(BD_2 - B\varphi)}{BD_2 - B\varphi} - \frac{3A_2}{22400} (BD_2 - B\varphi)^{4/3} \gamma(BD_2 - B\varphi); \quad (20)$$

$$+ D_3 (BD_2 - B\varphi)^{4/3} + \frac{27}{1400} \frac{C_1 C_2}{D_2 - \varphi} + \frac{9D_1}{220} \sqrt{\frac{C_2}{D_2 - \varphi}} + \frac{C_3}{3200};$$

$$F(\varphi) = \frac{C_1}{4} \sqrt{\frac{C_2}{D_2 - \varphi}} + D_1; \quad (21)$$

$$X(\varphi) = \frac{16}{\sqrt[4]{C_2}} (D_2 - \varphi); \quad (22)$$

$$\omega(\varphi) = \frac{25}{21} \frac{C_1 \sqrt{C_2}}{(4D_2 - 4\varphi)^{5/2}} - \frac{50}{33} \frac{D_1}{(4D_2 - 4\varphi)^2} + \frac{8A_2}{189} \frac{\exp(BD_2 - B\varphi)}{B\sqrt{C_2} (4D_2 - 4\varphi)^{5/2}} - \frac{5}{252} \frac{A_2 B^{4/3}}{\sqrt{C_2} (D_2 - \varphi)^{1/6}} \gamma(BD_2 - B\varphi) + \frac{2000}{27} \frac{D_3 B^{4/3}}{\sqrt{C_2}} (D_2 - \varphi)^{1/6}; \quad (23)$$

$$G(X, \varphi) = C_4 \exp\left(-\frac{4\lambda}{5} \sqrt[4]{\frac{D_2 - \varphi}{C_2}} + \frac{\lambda}{5} \sqrt{X}\right). \quad (24)$$

Здесь $A_2, B, C_1, D_1, C_2, D_2, C_3, D_3, C_4, \lambda$ — константы, $Ei(x) = \int_{-\infty}^x \frac{\exp(x')}{x'} dx'$ — инте-

гральная показательная функция, $\gamma(x) = \int_{-\infty}^x \frac{\exp(x')}{x'^{7/3}} dx'$ — гамма-функция.

Отметим, что обычным способом анализа инфляционных моделей для действия (13) является использование приближенных решений для частных случаев. В данном случае получены точные решения с учетом всех возможных модификаций ОТО в рассмотренных моделях гравитации.

Параметры космологических возмущений в данных моделях определяются следующим образом [3, 4]

$$\mathcal{P}_S = \frac{H^2}{8\pi^2 F \varepsilon_S c_S}; \quad \mathcal{P}_T = \frac{2H^2}{\pi^2 F}; \quad (25)$$

$$n_S - 1 = -2\varepsilon - \delta_F - \eta_S - s; \quad (26)$$

$$r = 16\varepsilon_S c_S; \quad (27)$$

где

$$c_s^2 \approx \frac{\delta_X + 4\delta_{GX} - 2\delta_{G\varphi} + 2\delta_{G\varphi}\lambda_{G\varphi}}{\delta_X + 6\delta_{GX} - 2\delta_{G\varphi} + 6\delta_{GX}\lambda_{GX} - 2\delta_{G\varphi}\lambda_{G\varphi}}; \quad (28)$$

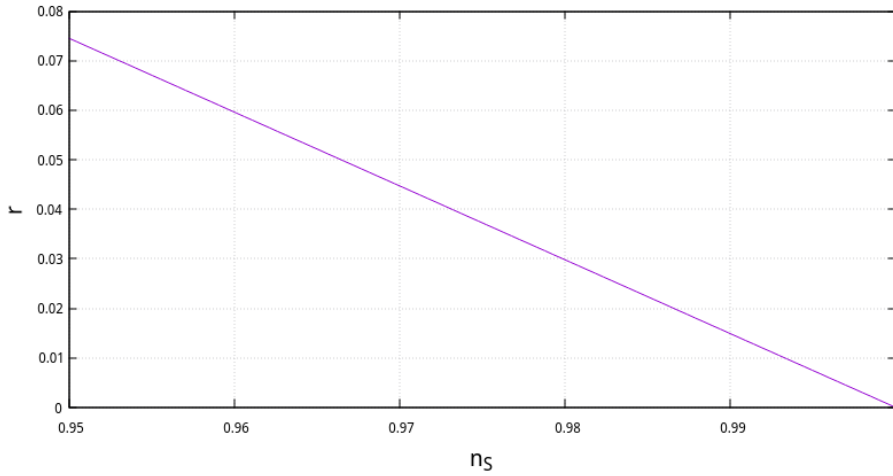
$$\begin{aligned} \varepsilon_S = & \delta_X + 4\delta_{GX} - 2\delta_{G\varphi} + 2\delta_{G\varphi}\lambda_{G\varphi} - 2\delta_{G\varphi}\delta_F\lambda_{G\varphi} + 16\delta_{G\varphi}\delta_\xi\lambda_{G\varphi} + 2\delta_\varphi\delta_{GX}\lambda_{GX} + \\ & + 4\delta_{G\varphi}\delta_{GX}\lambda_{G\varphi} + 3\delta_F^2/4 - 12\delta_\xi\delta_F + 2\delta_{GX}\delta_\varphi - \delta_F\delta_X - 5\delta_F\delta_{GX} + 2\delta_F\delta_{G\varphi} + 8\delta_\xi\delta_X + \\ & + 40\delta_\xi\delta_{GX} - 16\delta_\xi\delta_{G\varphi} - 4\delta_{GX}\delta_{G\varphi} + 2\delta_{GX}\delta_X - 48\delta_\xi^2 + 7\delta_{GX}^2 + \mathcal{O}(\varepsilon^3); \end{aligned} \quad (29)$$

$$\varepsilon = \frac{2\delta_X - \delta_F + 8\delta_\xi + 6\delta_{GX} - 4\delta_{G\varphi} + \delta_F(\delta_F + \eta_F) - 8\delta_\xi(\delta_F + \eta_\xi) - 2\delta_\varphi\delta_{GX}}{2 + \delta_F - 8\delta_\xi}; \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \delta_F = \frac{\dot{F}}{HF}; \quad \delta_X = \frac{\omega X}{H^2 F}; \quad \delta_\xi = \frac{H\dot{\xi}}{F}; \quad \delta_{GX} = \frac{\phi X G_{,X}}{HF}; \quad \delta_\varphi = \frac{\ddot{\phi}}{H\varphi}; \quad \delta_{G\varphi} = \frac{XG_{,\varphi}}{H^2 F}; \\ \eta_F = \frac{\dot{\delta}_F}{H\delta_F}; \quad \eta_\xi = \frac{\dot{\delta}_\xi}{H\delta_\xi}; \quad \lambda_{GX} = \frac{XG_{,XX}}{G_{,X}}; \quad \lambda_{G\varphi} = \frac{XG_{,\varphi X}}{G_{,\varphi}}; \quad s = \frac{\dot{c}_s}{Hc_s}; \quad \eta_S = \frac{\dot{\varepsilon}_S}{H\varepsilon_S}. \end{aligned} \quad (31)$$

где c_s — скорость распространения скалярных возмущений.

После подстановки решений (19)–(24) в выражения для космологических параметров (26)–(31) в результате численных расчетов получена зависимость $r = r(n_S)$, для определенных постоянных параметров данной модели степенной инфляции, представленная на рисунке.



Зависимость $r = r(n_S)$ с постоянными $C_1 = -3,68667698628429353924 \cdot 10^3$;

$$D_1 = -1,85382583316271278384 \cdot 10^3; \quad A_2 = 6,71360981608907498064 \cdot 10^3;$$

$$C_2 = 2,21782064192156875898; \quad \lambda = -2,33476525840584198611;$$

$$D_3 = -3,38399590410818084130 \cdot 10^3; \quad C_4 = -3,37163479180136830826 \cdot 10^2;$$

$$B = 3,92830802077163454507 \cdot 10^{-1}$$

Как видно на рис. 1, степенная инфляционная модель на основе модифицированной теории гравитации соответствует наблюдательным ограничениям (11). Ограничение (10) определяет время пересечения возмущениями радиуса Хаббла, как и в случае степенной инфляции на основе ОТО.

Таким образом, рассмотренные модификации гравитации Эйнштейна соответствуют возможности верификации степенной инфляции по наблюдательным данным.

Реликтовые гравитационные волны в моделях степенной инфляции. В качестве непосредственной проверки моделей космологической инфляции можно рассматривать непосредственное детектирование реликтовых гравитационных волн (тензорных возмущений). Возможность детектирования реликтовых гравитационных волн можно определить, сопоставив их характеристики с пределом чувствительности современных и перспективных детекторов.

Вначале найдем параметр состояния скалярного поля после завершения инфляционной стадии в данной модели, который определяется как [3, 4]

$$w = \frac{\omega X - V}{\omega X + V}. \quad (32)$$

Для вычисления параметра состояния рассмотрим число e -фолдов (возрастаний в e раз масштабного фактора $a(t)$) на завершении стадии инфляции:

$$N = \int_{t_0}^t H dt = \int_{t_0}^t \frac{5}{3t} dt = \frac{5}{3} \ln \left(\frac{t}{t_0} \right) = 60. \quad (33)$$

Отсюда можно получить время завершения инфляционной стадии:

$$t = t_0 \exp(36), \quad (34)$$

для которого находим параметр состояния $w = 0,584$ посредством подстановки (7), (19), (22), (23) и (34) в выражение (32).

Найдём сначала максимально возможную частоту реликтовых гравитационных волн. Для этого воспользуемся выражением плотности энергии реликтовых гравитационных волн [8]

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{int}} &= \int_{f_{\text{BBN}}}^{f_{\text{inf}}} h^2 \Omega_{\text{GW, plat.}}^{(0)} \left(\frac{f}{f_{\text{RD}}} \right)^{2 \left(\frac{3w-1}{3w+1} \right)} \frac{df}{f} = \\ &= \frac{3w+1}{2(3w-1)} h^2 \Omega_{\text{GW, plat.}}^{(0)} \left[\left(\frac{f_{\text{inf}}}{f_{\text{RD}}} \right)^{2 \left(\frac{3w-1}{3w+1} \right)} - \left(\frac{f_{\text{BBN}}}{f_{\text{RD}}} \right)^{2 \left(\frac{3w-1}{3w+1} \right)} \right]. \end{aligned} \quad (35)$$

Из данного выражения имеем

$$f_{\text{inf}} = \left[f_{RD}^{2\left(\frac{3w-1}{3w+1}\right)} \frac{2(3w-1)}{3w+1} \frac{\Omega_{\text{int}}}{h^2 \Omega_{GW, \text{plat}}^{(0)}} + f_{BBN}^{2\left(\frac{3w-1}{3w+1}\right)} \right]^{\frac{3w+1}{2(3w-1)}}, \quad (36)$$

где $f_{BBN} = 1,41 \cdot 10^{-11}$ Гц и $f_{RD} \approx 10^{-9}$ Гц, частота гравитационных волн в период первичного нуклеосинтеза и на стадии преобладания излучения.

Из ограничения плотности энергии реликтовых гравитационных волн $\Omega_{\text{int}}^{(\text{max})} \leq 1,3 \cdot 10^{-6}$ [8] из выражения (36) получим, что максимальная частота реликтовых гравитационных волн составляет $f_{\text{inf}}^{(\text{max})} = 2,2 \cdot 10^{26}$ Гц.

Теперь из выражения (35) найдем плотность энергии реликтовых гравитационных волн для частот, которые соответствуют наилучшей чувствительности современных детекторов:

f_{inf} , Гц	100	10^{-3}	$5 \cdot 10^6$
Ω_{GW}	$5,94 \cdot 10^{-20}$	$1,10 \cdot 10^{-22}$	$2,19 \cdot 10^{-17}$

Видно, что данные гравитационные волны нельзя зарегистрировать посредством существующих и перспективных детекторов, поскольку на частоте 100 Гц наилучшая чувствительность для действующего детектора LIGO составляет $\Omega_{GW} = 10^{-9}$ [9], на частоте 10^{-3} Гц наилучшая чувствительность для перспективного детектора LISA $\Omega_{GW} = 10^{-14}$ [10], и на частоте 5 МГц для перспективного детектора высокочастотных гравитационных волн, принцип работы которого основан на явлении гравитационно-оптического резонанса, наилучшая чувствительность $\Omega_{GW} = 5,6 \cdot 10^{-8}$ [11].

Таким образом, прямая регистрация реликтовых гравитационных волн, предсказываемых в данной модели космологической инфляции, невозможна с помощью современных методов детектирования.

Заключение. В работе рассмотрены модели космологической инфляции на основе гравитации Эйнштейна и ее модификаций. Выполнен сравнительный анализ моделей степенной инфляции на основе общей теории относительности и модифицированной теории гравитации.

В рамках анализа степенной инфляции впервые были получены точные решения уравнений космологической динамики для случая неминимальной связи скалярного поля со скаляром Риччи, скаляром Гаусса — Бонне и нелинейной связью поля и его кинетической энергии. Отметим, что ранее в литературе рассматривались только приближенные решения для частных случаев данных модификаций ОТО [3, 4].

Также была проведена оценка плотности энергии реликтовых гравитационных волн, предсказываемых в рассматриваемой модели степенной инфляции на основе модифицированной гравитации. На основе анализа чувствительности современных детекторов был сделан вывод, что реликтовые гравитационные волны в предложенной модели не могут быть зарегистрированы непосредственно и для их регистрации требуется существенное улучшение чувствительности детекторов.

Таким образом, в данной работе предложен метод верификации моделей космологической инфляции по наблюдательным данным на основе модификаций гравитации Эйнштейна, который можно применять для различных моделей космологических моделей, отличных от рассмотренного случая степенной инфляции.

*Автор благодарит профессора И.В. Фомина
за обсуждение результатов данной работы.*

Литература

- [1] Фомин И.В., Червон С.В., Морозов А.Н. Гравитационные волны ранней Вселенной. М., Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018.
- [2] Baumann D. The physics of inflation. CreateSpace Independent Publishing Platform, 2015.
- [3] Felice A.D., Tsujikawa S., Elliston J. et al. Chaotic inflation in modified gravitational theories. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2011, vol. 2011, no. 8, art. 021.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2011/08/021>
- [4] Felice A.D., Tsujikawa S. Primordial non-gaussianities in general modified gravitational models of inflation. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2011, vol. 2011, no. 4, art. 029.
DOI: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2011/04/029>
- [5] Riotto A. Inflation and the theory of cosmological perturbations. INFN, 2002.
- [6] Mukhanov V., Feldman H., Brandenberger R. Theory of cosmological perturbations. *Phys. Rep.*, 1992, vol. 215, no. 5-6, pp. 203–333.
DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(92\)90044-Z](https://doi.org/10.1016/0370-1573(92)90044-Z)
- [7] Aghanim N., Akrami Y., Ashdown M. et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 2020, vol. 641, art. A6.
DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>
- [8] Tanin E.H., Tenkanen T. Gravitational wave constraints on the observable inflation. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2021, vol. 2021, no. 1, art. 053.
DOI: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2021/01/053>
- [9] Amaro-Seoane P., Audley H., Babak S. et al. Laser interferometer space antenna. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1702.00786>
- [10] Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D. et al. Search for the isotropic stochastic background using data from Advanced LIGO's second observing run. *Phys. Rev. D*, 2019, vol. 100, no. 6, art. 061101. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.061101>

- [11] Голяк И.С., Морозов А.Н., Назолин А.Л. и др. Применение гравитационно-оптического резонанса для регистрации высокочастотных гравитационных волн. *Радиостроение*, 2021, № 2, с. 13–23. DOI: <https://doi.org/10.36027/rdeng.0221.0000190>

Спиридонов Лев Евгеньевич — студент кафедры «Физика», МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация.

Научный руководитель — Фомин Игорь Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры «Физика», МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация.

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Спиридонов Л.Е. Модель степенной инфляции на основе модифицированных теорий гравитации. *Политехнический молодежный журнал*, 2022, № 09(74).
<http://dx.doi.org/10.18698/2541-8009-2022-09-823>

A MODEL OF POWER-LAW INFLATION BASED ON MODIFIED THEORIES OF GRAVITY

L.E. Spiridonov

lev-spiridonov@yandex.ru

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

Abstract

The model of power-law inflation based on Einstein's gravity and modified theories of gravitation is considered. It is shown that the modification of the gravity theory leads to the possibility of conformity of the model predictions with the modern observational constraints associated with the measurement of the anisotropy and polarization of the relic radiation. The characteristics of relic gravitational waves predicted in the considered model of cosmological inflation are determined and these characteristics are compared with the limiting sensitivity of modern detectors. It is noted that the proposed method of constructing models of cosmological inflation verified by observational data can be applied to arbitrary models, different from the power-law inflation considered in the present paper.

Keywords

Power-law inflation, Einstein gravity, cosmological models, scalar field, general theory of relativity, modified theories of gravity, cosmological perturbations, relic gravitational waves

Received 20.07.2022

© Bauman Moscow State Technical University, 2022

References

- [1] Fomin I.V., Chervon S.V., Morozov A.N. Gravitatsionnye volny ranney Vselennoy [Gravitation waves of the early Universe]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2018 (in Russ.).
- [2] Baumann D. The physics of inflation. CreateSpace Independent Publishing Platform, 2015.
- [3] Felice A.D., Tsujikawa S., Elliston J. et al. Chaotic inflation in modified gravitational theories. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2011, vol. 2011, no. 8, art. 021.
DOI: <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2011/08/021>
- [4] Felice A.D., Tsujikawa S. Primordial non-gaussianities in general modified gravitational models of inflation. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2011, vol. 2011, no. 4, art. 029.
DOI: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2011/04/029>
- [5] Riotto A. Inflation and the theory of cosmological perturbations. INFN, 2002.
- [6] Mukhanov V., Feldman H., Brandenberger R. Theory of cosmological perturbations. *Phys. Rep.*, 1992, vol. 215, no. 5-6, pp. 203–333.
DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(92\)90044-Z](https://doi.org/10.1016/0370-1573(92)90044-Z)
- [7] Aghanim N., Akrami Y., Ashdown M. et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 2020, vol. 641, art. A6.
DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>
- [8] Tanin E.H., Tenkanen T. Gravitational wave constraints on the observable inflation. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2021, vol. 2021, no. 1, art. 053.
DOI: <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2021/01/053>

- [9] Amaro-Seoane P., Audley H., Babak S. et al. Laser interferometer space antenna. DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1702.00786>
- [10] Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D. et al. Search for the isotropic stochastic background using data from Advanced LIGO's second observing run. *Phys. Rev. D*, 2019, vol. 100, no. 6, art. 061101. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.061101>
- [11] Golyak I.S., Morozov A.N., Nazolin A.L. et al. Information-measuring complex to detect high frequency gravitational waves. *Radiostroenie* [Radio Engineering], 2021, no. 2, pp. 13–23. DOI: <https://doi.org/10.36027/r deng.0221.0000190> (in Russ.).

Spiridonov L.E. — Student, Department of Physics, Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation.

Scientific advisor — Fomin I.V., Dr. Sc. (Phys.-Math.), Professor, Department of Physics, Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation.

Please cite this article in English as:

Spiridonov L.E. A model of power-law inflation based on modified theories of gravity. *Politekhnicheskii molodezhnyy zhurnal* [Politechnical student journal], 2022, no. 09(74). <http://dx.doi.org/10.18698/2541-8009-2022-09-823.html> (in Russ.).