

УДК 524.8, 53.1

© Большакова К. А., Червон С. В., 2025

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ С ПОТЕНЦИАЛОМ ХИГГСА В СКАЛЯРНО-ТОРСИОННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ*

Большакова К. А.^{a,1}, Червон С. В.^{a,b,c,2}

^a Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова, Ульяновск, 432071, Россия.

^b Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия.

^c Казанский Федеральный Университет, г. Казань, 420008, Россия.

В работе получены космологические решения для модели с потенциалом Хиггса в сценариях степенной и промежуточной инфляции в рамках скалярно-торсионной теории гравитации. Найдены ограничения на параметры модели, позволяющие согласовать полученные решения с наблюдательными данными.

Ключевые слова: скалярно-торсионная теория гравитации, потенциал Хиггса, степенная инфляция, промежуточная инфляция, космологические параметры.

COSMOLOGICAL SOLUTIONS WITH THE HIGGS POTENTIAL IN SCALAR-TORSION GRAVITY

Bolshakova K. A.^{a,1}, Chervon S. V.^{a,b,c,2}

^a Ulyanovsk State Pedagogical University, Ulyanovsk, 432071, Russia.

^b Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia.

^c Kazan Federal University, Kazan, 420008, Russia.

This study presents cosmological solutions for a model with the Higgs potential in the frameworks of power-law and intermediate inflation scenarios within the scalar-torsion theory of gravity. Constraints on the model parameters are obtained, ensuring the consistency of the derived solutions with observational data.

Keywords: scalar-torsion gravity, Higgs potential, power-law inflation, intermediate inflation, cosmological parameters.

PACS: 04.20.Kd, 04.50.Kd

DOI: 10.17238/issn2226-8812.2025.4.24-33

Введение

Космологическая инфляция — это теория, описывающая эпоху быстрого экспоненциального расширения Вселенной вскоре после Большого взрыва [1–3]. Она предполагает короткий период ускоренного расширения, что подтверждается наблюдениями реликтового фонового излучения, содержащего информацию о ранних этапах формирования структур во Вселенной. Инфляция обыч-

*Исследование выполнено в рамках Соглашения о предоставлении субсидии из федерального бюджета на финансовое обеспечение выполнения государственного задания на оказание государственных услуг (выполнения работ) No 073-03-2025-066 от 16.01.2025, заключенным между ФГБОУ ВО «УлГПУ им. И.Н. Ульянова» и Министерством просвещения Российской Федерации.

¹E-mail: bolshakova.ktrn@gmail.com

²E-mail: chervon.sergey@gmail.com

но объясняется динамикой скалярного поля — инфлатона, управляемого определённым потенциалом. Флуктуации поля влияют на возмущения плотности, проявляющиеся в реликтовом фоне в виде температурных анизотропий. Эти наблюдения согласуются с предсказаниями инфляционных моделей и подтверждены миссиями Planck и WMAP/Keck [4].

Хотя Общая теория относительности (ОТО) успешно описывает многие космологические явления, она сталкивается с трудностями при объяснении тёмной материи и тёмной энергии. Для решения этих проблем исследователи рассматривают модификации ОТО, такие как телепараллельная теория гравитации и её расширения [5].

Скалярно-торсионная теория гравитации является расширением телепараллельного эквивалента общей теории относительности (ТЭ ОТО) [6, 7]. В рамках данной теории гравитационное взаимодействие описывается через кручение T , при этом добавляется динамическое скалярное поле ϕ , неминимально связанное с торсионным скаляром посредством функции $F(\phi)$. Динамическими переменными является тетрада и скалярное поле ϕ , а обычная связь Леви-Чивиты заменяется связью Вайценбока с ненулевым кручением. Такой подход формирует альтернативную геометрическую интерпретацию гравитации, где вместо кривизны пространства-времени фундаментальным свойством выступает кручение, сохраняя при этом физическую эквивалентность с традиционной теорией Эйнштейна. Несмотря на совпадение уравнений гравитационного поля с уравнениями общей теории относительности, ТЭ ОТО отличается тем, что является калибровочной теорией гравитации.

Настоящая работа предлагает эффективный метод анализа и реконструкции космологических параметров моделей инфляции в рамках скалярно-торсионной теории гравитации с учётом неминимальной связи $F(\phi(t))$, параметра Хаббла $H(t)$ и потенциала скалярного поля. В работе проводится исследование инфляционной динамики с потенциалом Хиггса в рамках скалярно-торсионной теории гравитации. Особенность исследования состоит в предложенном методе, который позволяет совместно ввести параметр Хаббла и потенциал Хиггса непосредственно в космологическую модель, что даёт возможность получить космологические решения, согласующиеся с наблюдательными данными. Такой метод реализован с использованием подходов, изложенных в работах [7] и [8]. Комбинация данных подходов позволяет адекватно моделировать инфляционные процессы в обобщённой скалярно-торсионной теории гравитации с потенциалом Хиггса и демонстрировать согласованность результатов с современными космологическими наблюдениями.

В основе первого метода, описанного в работе [7], лежит построение параметрических и функциональных взаимосвязей между моделями с минимальной и неминимальной связью скалярного поля и кручения. Такой метод демонстрирует высокую эффективность в условиях отсутствия возможности устранения неминимальной связи скалярного поля с кручением посредством конформных преобразований. В рамках этого метода в [7] проводится исследование влияния неминимальной связи скалярного поля с кривизной на ключевые космологические параметры с последующей оценкой их соответствия современным наблюдательным ограничениям на характеристики спектра космологических возмущений. Особое внимание уделено применению предложенного подхода к формированию и глубокому анализу инфляционных сценариев, учитывающих взаимодействия скалярного поля с кручением.

Второй метод, представленный в [8], разработан для реконструкции обобщённой скалярно-тензорной гравитации, допускающей точные аналитические решения для широкого класса физических потенциалов скалярного поля. Он позволяет интегрировать известный физический потенциал в структуру модели и вычислять соответствующие функции неминимальной связи и кинетический член, определяющие параметры скалярно-тензорной теории. Реализация этого метода приводит к реконструкции моделей в обобщённой скалярно-тензорной теории гравитации для различных потенциалов, охватывающих полиномиальные, экспоненциальные, а также потенциалы Хиггса и Коулмана-Вайнберга.

В настоящей работе получены космологические решения, описывающие степенную и проме-

жуточную инфляцию, в которых функция неминимальной связи $F(\phi(t))$ от параметра Хаббла $H(t)$ задана в виде $F(\phi(t)) = \left(\frac{H(t)}{\lambda}\right)^n$, где $\lambda > 0$, $n = const$. Такая форма неминимальной зависимости была предметом изучения в ряде работ, включая [7, 9, 10].

1. Уравнения космологической динамики в скалярно-торсионной теории гравитации

Рассмотрим модель, основанную на скалярно-торсионной теории гравитации. Действие для этой модели будет записано следующим образом [6, 7, 9, 10]:

$$S = \int d^4e \left[-\frac{1}{2}F(\phi)T - \frac{1}{2}\omega(\phi)\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - V(\phi) \right], \quad (1)$$

где $e = \det(e_\mu^A) = \sqrt{-g}$, e_μ^A – тетрадное поле, $F(\phi)$ – функция связи между полем ϕ и скаляром кручения T , $V(\phi)$ – потенциал скалярного поля ϕ . Теперь накладываем стандартную однородную и изотропную фоновую геометрию, т.е. есть, считаем

$$e_\mu^A = \text{diag} \{1, a, a, a\}, \quad (2)$$

что соответствует метрике Фридмана–Робертсона–Уокера в виде

$$ds^2 = -dt^2 + a^2\delta_{ij}dx^i dx^j, \quad (3)$$

где a – масштабный фактор, зависящий от космического времени t . Тогда фоновые уравнения для действия (1) для плоской метрики (3) принимают вид [7]:

$$3H^2F - \frac{1}{2}\omega\dot{\phi}^2 - V(\phi) = 0, \quad (4)$$

$$3H^2F + \frac{1}{2}\omega\dot{\phi}^2 - V(\phi) + 2H\dot{F} + 2F\dot{H} = 0, \quad (5)$$

$$\omega\ddot{\phi} + 3\omega H\dot{\phi} + \frac{1}{2}\dot{\phi}^2\omega' + 3H^2F' + V' = 0, \quad (6)$$

где точка представляет собой производную по космическому времени t , $H = \frac{\dot{a}}{a}$ обозначает параметр Хаббла и скаляр кручения связан с параметром Хаббла как $T = 6H^2$, $F' = \frac{\partial F}{\partial \phi}$. Для анализа рассматриваемых космологических моделей представим первые два уравнения из системы (4)–(6) в следующем виде [7]:

$$V(\phi) = 3H^2F + \frac{d}{dt}(FH), \quad (7)$$

$$X = \frac{1}{2}\omega(\phi)\dot{\phi}^2 = -\frac{d}{dt}(FH). \quad (8)$$

При значении минимальной связи $F = 1$ система уравнений (7) и (8) приводится к ТЭ ОТО.

В нашей работе мы будем рассматривать степенное соответствие между функцией связи $F(\phi)$ и параметром Хаббла H вида [7, 9, 10]:

$$F(\phi(t)) = \left(\frac{H(t)}{\lambda}\right)^n, \quad (9)$$

где n, λ – некоторые постоянные. Причем для случая, когда $n = 0$, получаем, что $F = 1$, и приходим к случаю ТЭ ОТО.

Теперь, подставляя (9) в уравнения (7) и (8), получаем систему космологических уравнений:

$$V(\phi) = \frac{H^n}{\lambda^n} \left[3H^2 + (n+1)\dot{H} \right], \quad (10)$$

$$\frac{1}{2}\omega(\phi)\dot{\phi}^2 = -\frac{H^n}{\lambda^n} (n+1)\dot{H}. \quad (11)$$

2. Описание метода

Следуя подходу, используемому авторами работы [7], определим параметр Хаббла $H = H(t)$ для построения и анализа космологических моделей. Для этого используется следующее выражение,

$$\dot{\phi} = \frac{d\phi}{dH} \frac{dH}{dt} = \left(\frac{dH}{d\phi} \right)^{-1} \dot{H}. \quad (12)$$

Теперь, подставляя полученное выражение в (9), (11) и (10), получаем систему уравнений:

$$\omega(\phi) = -2 \frac{H^n}{\lambda^n} \left(\frac{dH}{d\phi} \right)^2 \frac{(n+1)}{\dot{H}}, \quad (13)$$

$$V(\phi) = \frac{H^n}{\lambda^n} \left[3H^2 + (n+1)\dot{H} \right], \quad (14)$$

$$F(\phi) = \left(\frac{H(\phi)}{\lambda} \right)^n, \quad (15)$$

и два дополнительных уравнения:

$$\dot{H} = \dot{H}(H), \quad (16)$$

$$H(\phi) = H(t). \quad (17)$$

Последние два уравнения играют важную роль. При задании параметра Хаббла как функции $H(t)$ можно определить зависимости (16) и (17). Это позволит восстановить вид потенциала скалярного поля $V(t)$ (14) и параметры скалярно-торсионной гравитации из выражений (13) и (15). Далее, используя подход, описанный в работе [8], правую часть выражения (14) можно переписать через функцию от времени $T(1/t)$:

$$T(1/t) = \frac{H(t)^n}{\lambda^n} \left[3H(t)^2 + (n+1)\dot{H}(t) \right]. \quad (18)$$

Тогда левую часть выражения (14) можно задать как потенциал Хиггса вида [11]:

$$V(\phi) = V_H(\phi) = \frac{\lambda_H}{4} (\phi^2 - v^2)^2. \quad (19)$$

Получается, что уравнение (14) принимает вид:

$$\frac{\lambda_H}{4} (\phi^2 - v^2)^2 = \frac{H(t)^n}{\lambda^n} \left[3H(t)^2 + (n+1)\dot{H}(t) \right]. \quad (20)$$

Задавая параметр Хаббла, можно получить эволюцию скалярного поля $\phi = \phi(t)$ и определить параметры модели.

3. Формулы для расчета космологических параметров данной модели

Космологические возмущения влияют на анизотропию и поляризацию реликтового излучения. Благодаря этому есть возможность произвести оценку инфляционных моделей по наблюдательным данным. По последним данным, полученным в работе [4] ограничения на параметры космологических возмущений имеют следующие значения:

$$\mathcal{P}_S = 2,1 \times 10^{-9}, \quad r < 0,028, \quad n_s - 1 = 0,9663 \pm 0,0041. \quad (21)$$

Для нашей модели космологические параметры будут рассчитываться по формулам, которые получены в работе [7] с учетом заданной неминимальной связи $F(\phi(t))$ (9). Формула для расчета спектра мощности скалярных возмущений:

$$\mathcal{P}_S = \frac{\lambda^n}{2(n+1)\epsilon} \left(\frac{H}{2\pi} \right)^2. \quad (22)$$

Спектральный индекс скалярных возмущений:

$$n_S - 1 = (n - 4)\epsilon + 2\delta. \quad (23)$$

Отношение тензорного спектра мощности к скалярному (тензорно-скалярное отношение):

$$r = \frac{\mathcal{P}_T}{\mathcal{P}_S} = 16(n + 1)\epsilon. \quad (24)$$

Формулы для расчета параметров медленного скатывания [12]:

$$\epsilon = -\frac{\dot{H}}{H^2} \ll 1, \quad \delta = -\frac{\ddot{H}}{2H\dot{H}} \ll 1. \quad (25)$$

Параметр ϵ характеризует относительную скорость изменения параметра Хаббла H во времени. Условие $\epsilon \ll 1$ означает, что H изменяется очень медленно, практически остаётся почти постоянным. Это обеспечивает режим почти экспоненциального расширения пространства — главную особенность инфляционной фазы. Параметр δ характеризует ускорение или замедление изменения темпа изменения H . Условие $\delta \ll 1$ гарантирует, что изменение скорости изменения H также происходит медленно, то есть динамика инфляции гладкая, без резких скачков.

4. Степенная инфляция с потенциалом Хиггса.

4.1. Космологические уравнения исследуемой модели

Степенная инфляция описывается параметром Хаббла и масштабным фактором вида:

$$H = \frac{m}{t}, \quad a(t) = a_0 t^m. \quad (26)$$

Используя выражения (16) и (17), находим вид $\dot{H}(H)$:

$$\dot{H}(H) = -\frac{m}{t^2} = -\frac{H}{t}. \quad (27)$$

Подставляя значение параметра Хаббла (26) и (27) в (20), получаем зависимость $V(t)$:

$$\frac{\lambda_H}{4}(\phi^2 - v^2)^2 = \frac{A_n}{t^{n+2}}, \quad (28)$$

где $A_n = \frac{m^{n+1}(3m-n-1)}{\lambda^n}$. Из уравнения (28) находим зависимость $\phi(t)$:

$$\phi(t) = \pm \sqrt{v^2 + 2\sqrt{\frac{A_n}{\lambda_H t^{n+2}}}}. \quad (29)$$

Соответственно, из уравнения (29) получаем, что функция времени $t(\phi)$ имеет вид:

$$t(\phi) = \sqrt[n+2]{\frac{4A_n}{\lambda_H(\phi^2 - v^2)^2}}. \quad (30)$$

Теперь, зная вид $t(\phi)$ из (30), находим основные параметры исследуемой модели. Параметр Хаббла $H(\phi)$ (17) определяется согласно выражению:

$$H(\phi) = m \left(\frac{\lambda_H(\phi^2 - v^2)^2}{4A_n} \right)^{\frac{1}{n+2}}. \quad (31)$$

Неминимальная функция связи $F(\phi)$ (15) имеет вид:

$$F(\phi) = \frac{m^n}{\lambda^n} \left(\frac{\lambda_H(\phi^2 - v^2)^2}{4A_n} \right)^{\frac{n}{n+2}}. \quad (32)$$

Кинетическая функция (13) описывается уравнением:

$$\omega(\phi) = \frac{32\phi^2 m^{n+1}(n+1)}{\lambda^n(n+2)^2((\phi^2 - v^2)^2)^{\frac{1+(n+2)^2}{n+2}}} \left(\frac{\lambda_H}{4A_n} \right)^{\frac{n+1-(n+2)^2}{n+2}}. \quad (33)$$

4.2. Расчет космологических параметров

Параметры медленного скатывания (25) для исследуемой инфляционной модели (26) принимают вид:

$$\epsilon = \delta = \frac{1}{m}. \quad (34)$$

Космологические параметры, согласно формулам (23) и (24), для данной модели задаются как:

$$n_s - 1 = \frac{(n - 2)}{m}, \quad (35)$$

$$r = \frac{16(n_s - 1)(n + 1)}{n - 2}. \quad (36)$$

Проводя исследование тензорно-скалярного отношения (36), получаем следующие ограничения на параметр n для того, чтобы модель совпала с наблюдательными данными (21):

$$-0.99 \leq n \leq -0.852. \quad (37)$$

На графике 1 представлена зависимость $r(n_s)$ для различных параметров n .

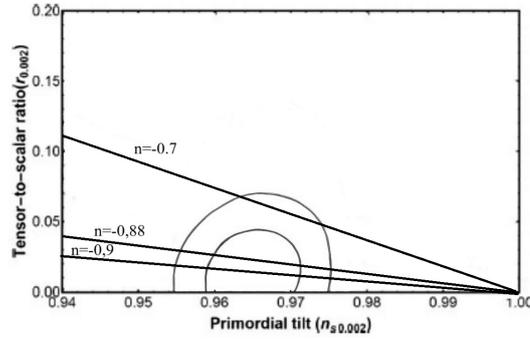


Рис. 1. Зависимость $r = r(n_s)$ для разных значений параметра $n = -0, 9, -0, 88, -0, 7$.

Для нахождения ограничений на параметр $\lambda^n m^3$ найдем число е-фолдов для степенной инфляции (26):

$$N = m \ln(t). \quad (38)$$

Для инфляционной стадии $N \approx 60$, тогда зависимость времени $t(N)$ принимает вид:

$$t(N) = \exp\left(\frac{N}{m}\right). \quad (39)$$

Подставим формулу зависимости времени $t(N)$ (39) в формулу (22) для расчета спектра мощности скалярных возмущений. В результате подстановки получаем следующее выражение:

$$\mathcal{P}_S = \frac{\lambda^n m^3}{2(n + 1)4\pi^2 \exp\left(\frac{2N}{n}\right)} = 2, 1 \cdot 10^{-9}. \quad (40)$$

Исходя из ограничений на параметр модели n (37), можно оценить ограничения на $\lambda^n m^3$ для согласованности по наблюдательным данным:

$$1, 6658 \cdot 10^{-69} \leq \lambda^n m^3 \leq 3, 7832 \cdot 10^{-62}. \quad (41)$$

Таким образом, при наложении ограничений на параметр модели n из условия (37) и на произведение $\lambda^n m^3$ согласно условию (41) становится возможной инфляция, описываемая параметром Хаббла и потенциалом Хиггса.

5. Промежуточная инфляция с потенциалом Хиггса.

5.1. Космологические уравнения исследуемой модели

Параметр Хаббла и масштабный фактор, описывающие промежуточную инфляцию, имеют вид:

$$H = \frac{A\beta}{t^{1-\beta}}, \quad a(t) = a_0 \exp(At^\beta), \quad (42)$$

где $A > 0$ и $0 < \beta < 1$. Данный тип инфляционного расширения исследован в работах [13–15].

Используя условие (17), находим $\dot{H}(H)$, которое принимает вид:

$$\dot{H}(H) = -\frac{H(1-\beta)}{t}. \quad (43)$$

Аналогично, в уравнении (14), используя условие (16), подставляем значения параметра Хаббла и потенциала Хиггса (20):

$$\frac{\lambda_H}{4}(\phi^2 - v^2)^2 = \frac{1}{\lambda^n} \left(\frac{A\beta}{t^{1-\beta}} \right)^{n+1} \left[\frac{3A\beta}{t^{1-\beta}} - \frac{(n+1)(1-\beta)}{t} \right]. \quad (44)$$

Из этого уравнения находим значение поля $\phi(t)$:

$$\phi(t) = \pm \sqrt{v^2 + 2\sqrt{\frac{1}{\lambda_H} \frac{1}{\lambda^n} \left(\frac{A\beta}{t^{1-\beta}} \right)^{n+1} \left[\frac{3A\beta}{t^{1-\beta}} - \frac{(n+1)(1-\beta)}{t} \right]}}. \quad (45)$$

Как видно из данного уравнения, отсутствует возможность явно выразить зависимость времени $t(\phi)$.

Соответственно, функция связи модели представлена как

$$F(t) = \left(\frac{A\beta}{t^{1-\beta}\lambda} \right)^n. \quad (46)$$

Прямыми вычислениями находится $\omega(t)$, которая довольно громоздка, чтобы приводить ее выражение.

5.2. Расчет космологических параметров

Параметры медленного скатывания (25) для исследуемой промежуточной инфляции (42) принимают вид:

$$\epsilon = \frac{1-\beta}{A\beta t^\beta}, \quad \delta = \frac{\beta+2}{2A\beta t^\beta}. \quad (47)$$

Согласно формулам (23) и (24) космологические параметры для данной модели выражаются как:

$$n_s - 1 = \frac{(1-\beta)(n-4) + \beta + 2}{A\beta t^\beta}, \quad r = \frac{16(1-\beta)(n+1)}{A\beta t^\beta}. \quad (48)$$

Зависимость $r(n_s)$ принимает вид:

$$r = \frac{16(n_s - 1)(n + 1)(1 - \beta)}{(1 - \beta)(n - 4) + \beta + 2}. \quad (49)$$

Проводя исследование зависимости $r(n_s)$ (49) при ограничениях на параметр β : $0 < \beta < 1$, обнаружено, что рассматриваемая модель согласуется с наблюдательными данными при $\beta = 0.001$ и диапазоне параметра n :

$$-1 < n \leq -0.852. \quad (50)$$

На графике 2 представлена зависимость $r(n_s)$ согласно формуле (49) для различных значений параметра n при $\beta = 0.001$.

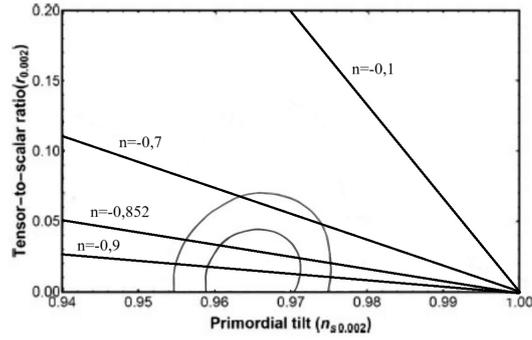


Рис. 2. Зависимость $r = r(n_s)$ для разных значений параметра $n = -0.1, -0.7, -0.852, -0.9$.

Если параметр $\beta = 0.999$, то на параметр n накладываются ограничения для согласования модели по наблюдательным данным:

$$-148.8 \leq n \leq -1.1. \quad (51)$$

На графике 3 представлена зависимость $r(n_s)$ по формуле (49) для различных значений параметра n при $\beta = 0.999$.

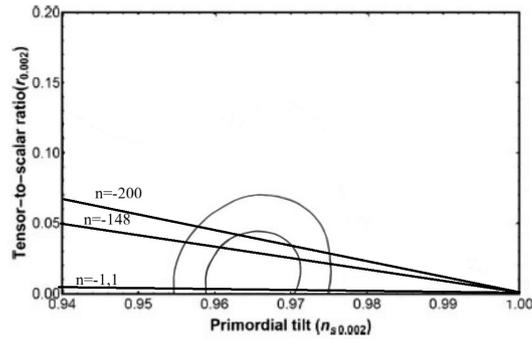


Рис. 3. Зависимость $r = r(n_s)$ для разных значений параметра $n = -200, -148, -1.1$.

Согласование спектра мощности выполняется за счет свободного параметра n .

Таким образом, получено, что при промежуточной инфляции с параметром Хаббла возможны модели, которые согласуются по наблюдательным данным.

Заключение

В данной работе получены космологические решения для модели с потенциалом Хиггса в рамках скалярно-торсионной теории гравитации, рассмотрены сценарии степенной и промежуточной инфляции. Показано, что введение неминимальной связи вида $F(\phi(t)) = \left(\frac{H(t)}{\lambda}\right)^n$ позволяет получать решения, согласующиеся с современными наблюдательными ограничениями на спектральный индекс n_s и тензорно-скалярное отношение r .

Разработанный метод реконструкции космологических параметров на основе параметризации Хаббла и потенциала Хиггса даёт аналитические выражения для кинетической функции, потенциала и параметров медленного скатывания, что позволяет детально проанализировать особенности инфляционных сценариев в рамках скалярно-торсионной теории гравитации

Таким образом, работа даёт вклад в развитие теоретических моделей ранней Вселенной и

открывает перспективы дальнейших исследований в области скалярно-торсионных теорий гравитации и инфляционной космологии.

Список литературы

1. Starobinsky A. A. A New Type of Isotropic Cosmological Models Without Singularity. *Phys. Lett. B.*, 1980, vol. 91, pp. 99–102.
2. Guth A. H. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D.*, 1981, vol. 23, pp. 347–356.
3. Linde A. D. A new inflationary universe scenario: A possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems. *Phys. Lett. B.*, 1982, vol. 108, pp. 389–393.
4. Tristram M., et al. Improved limits on the tensor-to-scalar ratio using BICEP and Planck data. *Phys. Rev. D*, 2022, vol. 105, 083524.
5. Cai Y. F., Capozziello S., De Laurentis M., Saridakis E. N. $f(T)$ teleparallel gravity and cosmology. *Rep. Prog. Phys.*, 2016, vol. 79, no. 4, 106901.
6. Gonzalez-Espinoza M., Otalora G., Videla N., Saavedra J. Slow-roll inflation in generalized scalar-torsion gravity. *JCAP*, 2019, vol. 08, 029.
7. Chervon S. V., Fomin I. V. Reconstruction of scalar-torsion gravity theories from the physical potential of a scalar field. *Symmetry*, 2023, vol. 15, no. 2, p. 291.
8. Fomin I. V., Chervon S. V., Tsyganov A. V. Generalized scalar-tensor theory of gravity reconstruction from physical potentials of a scalar field. *Eur. Phys. J.*, 2020, vol. 80, 350.
9. Fomin I. V. Methods for constructing and verifying inflationary models of the early universe. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2022, no. 40, pp. 50–63.
10. Bolshakova K. A., Chervon S. V., Fomin I. V. Solutions in the scalar-torsion theory of gravity for the power evolution of the scalar field. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2024, no. 1, pp. 27–32.
11. Bezrukov F. L. The Standard model Higgs as the inflaton. *Phys. Lett. B.*, 2008, vol. 659, no. 3, pp. 703–706.
12. Фомин И. В., Червон С. В., Морозов А. Н. *Гравитационные волны в ранней Вселенной*. Москва: МГТУ им. Н. Е. Баумана, 2018. 154 с.
13. Barrow J. D., Liddle A. R., Pahud C. Intermediate inflation in light of the three-year WMAP observations. *Phys. Rev. D*, 2006, vol. 74, 127305.
14. Barrow J. D., Nunes N. J. Dynamics of “logamediate” inflation. *Phys. Rev. D*, 2007, vol. 76, 043501.
15. Rezazadeh K., Karami K., Karimi P. Intermediate inflation from a non-canonical scalar field. *JCAP*, 2015, vol. 09, 053.

References

1. Starobinsky A. A. A New Type of Isotropic Cosmological Models Without Singularity. *Phys. Lett. B.*, 1980, vol. 91, pp. 99–102.
2. Guth A. H. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D.*, 1981, vol. 23, pp. 347–356.
3. Linde A. D. A new inflationary universe scenario: A possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems. *Phys. Lett. B.*, 1982, vol. 108, pp. 389–393.
4. Tristram M., et al. Improved limits on the tensor-to-scalar ratio using BICEP and Planck data. *Phys. Rev. D*, 2022, vol. 105, 083524.
5. Cai Y. F., Capozziello S., Laurentis De M., Saridakis E. N. $f(T)$ teleparallel gravity and cosmology. *Rep. Prog. Phys.*, 2016, vol. 79, no. 4, 106901.
6. Gonzalez-Espinoza M., Otalora G., Videla N., Saavedra J. Slow-roll inflation in generalized scalar-torsion gravity. *JCAP*, 2019, vol. 08, 029.
7. Chervon S. V., Fomin I. V. Reconstruction of scalar-torsion gravity theories from the physical potential of a scalar field. *Symmetry*, 2023, vol. 15, no. 2, p. 291.

8. Fomin I. V., Chervon S. V., Tsyganov A. V. Generalized scalar-tensor theory of gravity reconstruction from physical potentials of a scalar field. *Eur. Phys. J.*, 2020, vol. 80, 350.
9. Fomin I. V. Methods for constructing and verifying inflationary models of the early universe. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2022, no. 40, pp. 50–63.
10. Bolshakova K. A., Chervon S. V., Fomin I. V. Solutions in the scalar-torsion theory of gravity for the power evolution of the scalar field. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2024, no. 1, pp. 27–32.
11. Bezrukov F. L. The Standard model Higgs as the inflaton. *Phys. Lett. B.*, 2008, vol. 659, no. 3, pp. 703–706.
12. Fomin I. V., Chervon S. V., Morozov A. N. *Gravitational waves of the early universe*. Moscow: MSTU im. N.E. Bauman, 2018, 154 p. (in Russian).
13. Barrow J. D., Liddle A. R., Pahud C. Intermediate inflation in light of the three-year WMAP observations. *Phys. Rev. D*, 2006, vol. 74, 127305.
14. Barrow J. D., Nunes N. J. Dynamics of “logamediate” inflation. *Phys. Rev. D*, 2007, vol. 76, 043501.
15. Rezazadeh K., Karami K., Karimi P. Intermediate inflation from a non-canonical scalar field. *JCAP*, 2015, vol. 09, 053.

Авторы

Большакова Катерина Александровна, научный сотрудник, лаборатория гравитации, космологии, астрофизики, Ульяновский государственный педагогический университет имени И. Н. Ульянова, пл. Ленина, д. 4/5, Ульяновск, 432071, Россия.

E-mail: bolshakova.ktrn@gmail.com

Червон Сергей Викторович, д.ф.-м.н., профессор, УлГПУ им. И.Н. Ульянова, площадь Ленина, 4/5, г. Ульяновск, 432071, Россия; профессор, МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2-ая Баумановская ул., д. 5, стр. 1, г. Москва, 105005, Россия; ведущий научный сотрудник, Институт физики, КФУ, ул. Кремлевская, д. 18, г. Казань, 420008, Россия.

E-mail: chervon.sergey@gmail.com

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Большакова К. А., Червон С. В. Космологические решения с потенциалом Хиггса в скалярно-торсионной теории гравитации. *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия*. 2025. № 4. С. 24–33.

Authors

Bolshakova Katerina Alexandrovna, Researcher, laboratory of gravitation, cosmology, astrophysics, Ulyanovsk State Pedagogical University, Lenin’s square, 4/5, Ulyanovsk, 432071, Russia.

E-mail: bolshakova.ktrn@gmail.com

Chervon Sergey Viktorovich, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Ulyanovsk State Pedagogical University, 4/5 Lenin Square, Ulyanovsk, 432071, Russia; Professor, Bauman Moscow State Technical University, 2-ya Baumanskaya ul. 5, str. 1, Moscow, 105005, Russia; Leading Researcher, Kremlevskaya ul. 18, Institute of Physics, KFU, Kazan, 420008, Russia.

E-mail: chervon.sergey@gmail.com

Please cite this article in English as:

Bolshakova K. A., Chervon S. V. Cosmological Solutions with the Higgs Potential in Scalar-Torsion Gravity. *Space, Time and Fundamental Interactions*, 2025, no. 4, pp. 24–33.