

МОДЕЛИ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФЛЯЦИИ С ПОСТОЯННЫМ СКАТЫВАНИЕМ НА ОСНОВЕ ГРАВИТАЦИИ ЭЙНШТЕЙНА — ГАУССА — БОННЕ

В.М. Фролова

frolovavm@student.bmstu.ru

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

В работе исследованы инфляционные модели с постоянным скатыванием на основе модифицированной теории гравитации Эйнштейна — Гаусса — Бонне. Особое внимание уделено анализу влияния топологического инварианта Гаусса — Бонне на параметры космологических возмущений. Выполнено сравнение полученных решений со случаем гравитации Эйнштейна, выявлены характерные особенности новых моделей. Также представлена проверка согласованности рассмотренных моделей космологической инфляции с наблюдательными ограничениями на значения космологических параметров. Результаты данного исследования могут быть применены при интерпретации данных наблюдений реликтового излучения (Planck, BICEP), для уточнения инфляционной динамики ранней Вселенной и в теоретических исследованиях модифицированных теорий гравитации.

Ключевые слова: общая теория относительности, гравитация Эйнштейна — Гаусса — Бонне, приближение медленного скатывания, гравитационные волны, модифицированные теории гравитации, ранняя Вселенная, космологические возмущения, наблюдательная космология

Введение. В современной космологии рассматриваются множество фундаментальных вопросов, связанных с природой ускоренного расширения Вселенной и инфляционной стадии ее эволюции. Главная идея сценария инфляции состоит в том, что Вселенная на ранней стадии развития расширилась экспоненциально в состоянии с преобладанием потенциальной энергии $V(\phi)$ некоторого скалярного поля ϕ . Это быстрое расширение сделало Вселенную плоской, однородной и изотропной [1–3].

В данной работе рассмотрена инфляционная модель с постоянным скатыванием (constant — roll inflation), которая обобщает стандартный медленный режим инфляции и позволяет исследовать новые динамические сценарии расширения Вселенной [4, 5].

Один из подходов к построению космологических моделей ранней Вселенной, альтернативный использованию эйнштейновской гравитации, заключается в применении модифицированных теорий гравитации [6, 7]. Так, рассматриваемая теория гравитации Эйнштейна — Гаусса — Бонне (ЭГБ) — это модифицированная теория гравитации, обобщающая общую теорию

относительности (ОТО) за счет включения скаляра Гаусса — Бонне $R_{GB}^2 = R^2 - 4R_{\mu\nu}R^{\mu\nu} + R_{\mu\nu\rho\sigma}R^{\mu\nu\rho\sigma}$ и неминимальной связи скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне [8, 9].

Основная цель работы — исследование инфляционной модели с постоянным скатыванием в рамках гравитации Эйнштейна — Гаусса — Бонне, анализ динамики, а также проверка согласованности с наблюдательными ограничениями на значения космологических параметров.

Изучение модифицированных теорий гравитации, включающих члены высших порядков по кривизне, представляет значительный интерес для современной космологии. Такие теории позволяют исследовать различные сценарии эволюции Вселенной [6–9]. В данном случае влияние модификаций гравитации Эйнштейна на эволюцию космологических возмущений позволяет верифицировать модели космологической инфляции с постоянным скатыванием по наблюдательным ограничениям на значения параметров космологических возмущений, следующих из современных измерений анизотропии и поляризации реликтового излучения [10–12].

Тем не менее отметим, что возможные модификации гравитации Эйнштейна ограничены современными наблюдательными данными по оценке скорости распространения гравитационных волн от слияния нейтронных звезд и черных дыр [13].

Модели космологической инфляции с постоянным скатыванием.

Включение в космологические модели скалярного поля ϕ с потенциалом $V(\phi)$ позволяет рассматривать различные сценарии эволюции Вселенной, в том числе и стадию космологической инфляции [1, 2].

Действие для инфляционных моделей со скалярным полем на основе гравитации Эйнштейна в системе единиц $c = 8\pi G = (M_{Pl})^{-2} = 1$ (здесь c — скорость света; G — гравитационная постоянная; M_{Pl} — приведенная планковская масса) определяется следующим образом [1]:

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

где g — определитель метрического тензора $g^{\mu\nu}$; R — скалярная кривизна (скаляр Риччи); ϕ — скалярное поле (инфлатон); $V(\phi)$ — потенциал скалярного поля.

Для описания однородной изотропной вселенной рассматривается метрика пространства Фридмана — Робертсона — Уокера:

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

где $a(t)$ — масштабный фактор; δ_{ij} — символ Кронекера.

В пространстве-времени с метрикой (2) уравнения космологической динамики, полученные на основе действия (1), имеют следующий вид [1, 2]:

$$3H^2 = \frac{\dot{\phi}^2}{2} + V; \quad (3)$$

$$-2\dot{H} = \dot{\phi}^2; \quad (4)$$

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

где H — параметр Хаббла, а точка означает производную по космическому времени.

Среди различных инфляционных сценариев [1–3] рассматривается модель инфляции с постоянным скатыванием [4, 5]. Ее особенность состоит в определении дополнительного условия

$$\ddot{\phi} = -(3 + \alpha)H\dot{\phi},$$

где параметр α определяет отклонения от плоского потенциала $V = \text{const}$.

Рассмотрим точные решения уравнений космологической динамики (3)–(5) для модели инфляции с постоянным скатыванием на основе гравитации Эйнштейна [4]:

$$\phi(t) = \sqrt{\frac{2}{3 + \alpha}} \ln \coth Mt \frac{3 + \alpha}{2}; \quad (6)$$

$$H(t) = M \coth((3 + \alpha)Mt); \quad (7)$$

$$V(\phi) = 3M^2 \left(1 + \frac{6}{\alpha} \left(1 - \cosh \left(\sqrt{2(3 + \alpha)}\phi \right) \right) \right), \quad (8)$$

где постоянная $M \sim 10^{-5}$ характеризует энергетический масштаб инфляции. Функция $\coth$ — гиперболический котангенс, определяемый как

$$\coth x = \frac{\sinh x}{\cosh x}.$$

В работе [4] рассматривались различные свойства данной модели, включая возможность реализации инфляционного режима медленного скатывания и эволюцию космологических возмущений. Тем не менее в дальнейшем будет показано, что для верификации рассматриваемой космологической модели по наблюдательным данным необходима модификация теории гравитации.

В качестве модификации теории гравитации рассмотрим действие (1), дополненное неминимальной связью скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне [8, 9]

$$S_{GB} = d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{1}{2} R - \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \varphi_{GB} \partial_\nu \varphi_{GB} - V_{GB}(\varphi_{GB}) - \frac{1}{2} \xi(\varphi_{GB}) R^2_{GB} \right], \quad (9)$$

где $\xi(\varphi_{GB})$ — функция неминимальной связи скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне, R_{GB} — скаляр Эйнштейна — Гаусса — Бонне, определяемый следующим образом:

$$R_{GB} = R^2 - 4R_{ab}R^{ab} + R_{abcd}R^{abcd}, \quad (10)$$

где R — скаляр Риччи; R_{ab} — тензор Риччи; R_{abcd} — тензор Римана.

Уравнения космологической динамики в пространстве-времени с метрикой (2) для действия (9) записываются следующим образом [8]:

$$3H_{GB}^2 = \frac{1}{2} \dot{\varphi}_{GB}^2 + V_{GB} + 12\dot{\xi}H_{GB}^3; \quad (11)$$

$$\ddot{\varphi}_{GB} = -2\dot{H}_{GB} + 4\ddot{\xi}H_{GB}^2 + 4\dot{\xi}H_{GB}(2\dot{H}_{GB} - H_{GB}^2); \quad (12)$$

$$\ddot{\varphi}_{GB} + 3H_{GB}\dot{\varphi}_{GB} + \frac{\partial V_{GB}(\varphi_{GB})}{\partial \varphi_{GB}} + 12H_{GB}^2(\dot{H}_{GB} + H_{GB}^2) \frac{\partial \xi(\varphi_{GB})}{\partial \varphi_{GB}} = 0. \quad (13)$$

Оценка влияния неминимальной связи скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне на значения характеристик скалярного поля и параметров космологических возмущений рассматривалось ранее в работах [8, 9].

Для оценки различия в значениях космологических параметров в инфляционных моделях на основе гравитации Эйнштейна и Эйнштейна — Гаусса — Бонне рассмотрим следующий параметр отклонения Δ_H [8]:

$$H_{GB} = H_E + \Delta_H.$$

Также определим слабую связь скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне $\Delta_H \ll H_E$ со следующим параметром отклонения [8]:

$$\Delta_H = -\alpha_{GB} \frac{\dot{H}_E}{H_E} \sim H_E \varepsilon_E, \quad (14)$$

где α_{GB} — константа связи скалярного поля с инвариантом Гаусса — Бонне, а параметр медленного скатывания $\varepsilon_E = -\dot{H}_E/H_E^2 \ll 1$ на инфляционной стадии.

Для случая слабой связи (14) уравнения (11)–(13) записываются в следующей форме [8]:

$$V_{GB} = V_E - \alpha_{GB} \dot{H}_E \approx V_E; \quad (15)$$

$$H_{GB} = H_E (1 + \alpha_{GB} \epsilon_E) \approx H_E; \quad (16)$$

$$\varphi_{GB} = \varphi_E \sqrt{1 - \alpha_{GB}}, \quad (17)$$

где индекс E означает, что параметр рассматривается на основе гравитации Эйнштейна.

Функция неминимальной связи скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне в данном случае имеет вид [8]

$$\xi(\varphi_{GB}) = \frac{\alpha_{GB}}{4H_E^2(\varphi_{GB})}; \quad (18)$$

$$\xi(t) = \frac{\alpha_{GB}}{4H_E^2(t)}. \quad (19)$$

Выражения (15)–(19) позволяют рассматривать параметры космологических моделей на основе гравитации Эйнштейна — Гаусса — Бонне, используя известные параметры, полученные для случая гравитации Эйнштейна.

Тогда, используя формулу (18), с учетом решений (6)–(8) получаем следующий явный вид функции неминимальной связи для рассматриваемой модели:

$$\xi(\varphi) = \frac{\alpha_{GB}}{4M^2 \cosh^2 \sqrt{\frac{3+\alpha}{2}} \varphi}. \quad (20)$$

Теперь рассмотрим соответствие наблюдательным ограничениям на значения параметров космологических возмущений инфляционной модели с неминимальной связью поля и скаляра Гаусса — Бонне вида (20).

Параметры космологических возмущений в моделях космологической инфляции на основе гравитации Эйнштейна — Гаусса — Бонне. Согласно измерениям анизотропии и поляризации реликтового излучения наблюдательные ограничения на параметры космологических возмущений [10–12]:

$$A_S = 2,1 \cdot 10^{-9}; \quad (21)$$

$$n_s = 0,9646 \pm 0,0042;$$

$$r < 0,028,$$

где A_s — амплитуда скалярных возмущений; n_s — спектральный индекс скалярных возмущений; r — тензорно-скалярное отношение. Данные значения параметров космологических возмущений определяются на пересечении радиуса Хаббла [1, 2].

Отметим, что условие (21) всегда может быть выполнено посредством выбора времени пересечения радиуса Хаббла и значений постоянных параметров инфляционной модели [1]. Таким образом, чтобы сравнить предсказания инфляционной модели с наблюдательными данными, рассмотрим спектральный индекс скалярных возмущений n_s и тензорно-скалярное отношение r , которое представляет собой отношение квадратов амплитуд тензорных и скалярных возмущений [8]:

$$n_{s(GB)} - 1 = -2\epsilon_{GB} - \frac{2\epsilon_{GB}(2\epsilon_{GB} - 2\delta_{GB}) + \Delta_2}{2\epsilon_{GB} - \Delta_1}; \quad (22)$$

$$r_{GB} = 8(2\epsilon_{GB} - \Delta_1), \quad (23)$$

где параметры медленного скатывания определяются следующим образом:

$$\epsilon_{GB} = -\frac{\dot{H}_{GB}}{H_{GB}^2}; \quad (24)$$

$$\delta_{GB} = -\frac{\ddot{H}_{GB}}{2\dot{H}_{GB}H_{GB}}; \quad (25)$$

$$\Delta_1 = 2 \left(1 - \frac{H_E}{H_{GB}} \right); \quad (26)$$

$$\Delta_2 = 2 \left(\frac{\dot{H}_E}{H_{GB}^2} - \frac{\dot{H}_{GB}H_E}{H_{GB}^3} \right). \quad (27)$$

Тогда с учетом (22)–(27) параметры космологических возмущений определяются следующим образом:

$$n_{s(GB)} - 1 = -2\epsilon_{GB} - \frac{2\dot{\epsilon}_{GB} - \dot{\Delta}_1}{(2\epsilon_{GB} - \Delta_1)H_{GB}} = -(\Delta_1 + \Delta_3) - \frac{\dot{\Delta}_3}{\Delta_3 H_{GB}};$$

$$r_{GB} = 8(2\epsilon_{GB} - \Delta_1) = 8\Delta_3,$$

где $\Delta_3 = 2\epsilon_{GB} - \Delta_1$ [8].

Также отметим, что в условиях приближения медленного скатывания

$$\epsilon_{GB} \ll 1, \delta_{GB} \ll 1; \quad (28)$$

$$\Delta_1 \ll 1, \Delta_2 \ll 1, \Delta_3 \ll 1, \quad (29)$$

соотношения (28), (29) приводятся к следующему виду:

$$n_{S(GB)} - 1 = -4\epsilon_E + 2\delta_E = n_{S(E)} - 1; \quad (30)$$

$$r_{GB} = 16(1 - \alpha_{GB})\epsilon_E = (1 - \alpha_{GB})r_E. \quad (31)$$

Для $\alpha_{GB} = 0$ выражения (30), (31) приводятся к случаю гравитации Эйнштейна:

$$n_{S(E)} - 1 = -4\epsilon_* + 2\delta_*; \quad (32)$$

$$r_E = 16\epsilon_*, \quad (33)$$

где ϵ_* , δ_* — значения параметров медленного скатывания на пересечении радиуса Хаббла.

Таким образом, неминимальная связь скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне влияет на амплитуду тензорных возмущений, что приводит к возможности верификации инфляционных моделей, не удовлетворяющих наблюдательным ограничениям на значения параметров космологических возмущений для случая гравитации Эйнштейна.

Теперь определим число возрастаний в e -раз масштабного фактора (число e -фолдов) $N = N(t)$ на основе следующего соотношения [1, 2]:

$$\frac{dN}{dt} = H(t).$$

Далее запишем производную числа e -фолдов по параметру медленного скатывания:

$$\frac{dN}{d\epsilon} = \frac{dN}{dt} \frac{dt}{d\epsilon} = \frac{H}{\dot{\epsilon}}.$$

Таким образом, на основе соотношения $\dot{\epsilon} = 2H\epsilon(\epsilon - \delta)$ между параметрами медленного скатывания [1], получаем следующее выражение для числа e -фолдов между завершением инфляции и пересечением космологическими возмущениями радиуса Хаббла:

$$\Delta N = \frac{1}{2} \int_{\epsilon_*}^{\epsilon_e=1} \frac{d\epsilon}{\epsilon(\epsilon - \delta(\epsilon))}, \quad (34)$$

где условие $\epsilon_e = 1$ соответствует завершению инфляционной стадии, а число e -фолдов между завершением инфляции и пересечением космологическими

возмущениями радиуса Хаббла ограничено значениями $\Delta N = N_e - N_* \simeq 50 - 60$ [1, 2].

На основе уравнений (30)–(33) получим следующие выражения для параметров медленного скатывания:

$$\epsilon_* = \frac{r}{16(1 - \alpha_{GB})}; \quad (35)$$

$$\delta_* = \frac{1}{2} - 1 + n_s + \frac{r}{4(1 - \alpha_{GB})}. \quad (36)$$

Для параметра Хаббла (7) из определения второго параметра медленного скатывания запишем:

$$\delta = -\frac{\ddot{H}}{2\dot{H}H} = 3 + \alpha = \delta_* = \text{const}. \quad (37)$$

На основе выражений (34)–(37) получим следующую зависимость числа е-фолдов от параметров космологических возмущений и константы неминимальной связи скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне:

$$\begin{aligned} \Delta N = & 4(-1 + \alpha_{GB}) \times \\ & \ln \frac{8((-8n_s + 8)\alpha_{GB} + r + 8n_s - 8)(1 - \alpha_{GB})\{(-4n_s + 12)\alpha_{GB} + r + 4n_s - 12\}}{r} \\ & \times \frac{1}{(-4n_s + 4)\alpha_{GB} + r + 4n_s - 4}. \end{aligned} \quad (38)$$

На рис. 1, построенном с помощью программного обеспечения Maple (Maplesoft), представлена зависимость (38) для случая $\alpha_{GB} = 0$. Разрешенные значения числа е-фолдов лежат внутри области, ограниченной кривыми. Наблюдательное ограничение $r < 0,028$ выполняется для числа е-фолдов $\Delta N \geq 71$, что не удовлетворяет условию $\Delta N \simeq 50 - 60$.

На рис. 2 представлена зависимость (38) для случая $\alpha_{GB} \neq 0$. Наблюдательное ограничение $r < 0,028$ выполняется для числа е-фолдов $\Delta N \geq 60$.

Таким образом, наблюдательные ограничения на значения параметров космологических возмущений удовлетворяются в случае неминимальной связи скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне для $0 < \alpha_{GB} \leq 0,45$.

Эволюция неминимальной связи скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне. Для оценки влияния рассмотренной модификации гравитации Эйнштейна на постинфляционную космологическую динамику рассмотрим характер эволюции неминимальной связи скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне в модели инфляции с постоянным скатыванием.

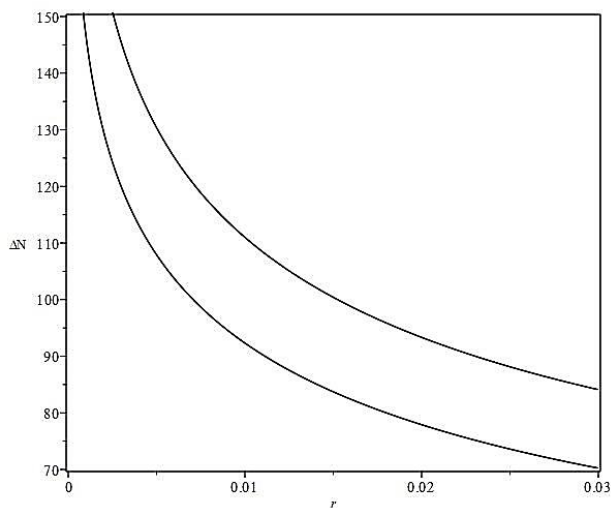


Рис. 1. Зависимость (38) для $n_s = 0,9649 \pm 0,0042$ и $\alpha_{GB} = 0$

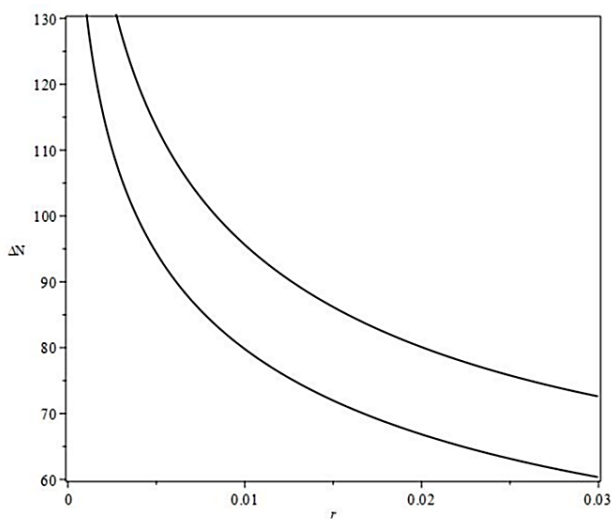


Рис. 2. Зависимость (38) для $n_s = 0,9649 \pm 0,0042$ и $\alpha_{GB} = 0,45$

Используя формулу (7) и подставляя ее в (19), получаем следующее соотношение:

$$\xi(t) = \frac{\alpha_{GB}}{4M^2 \coth^2((3 + \alpha)Mt)}. \quad (39)$$

На рис. 3 представлена зависимость функции неминимальной связи от космического времени $\xi = \xi(t)$ для инфляционной модели с потенциалом скалярного поля (8). Из вида зависимости видно, что на больших временах значение ξ асимптотически стремится к постоянному значению, что приводит к исчезновению ее динамического вклада в уравнения поля.

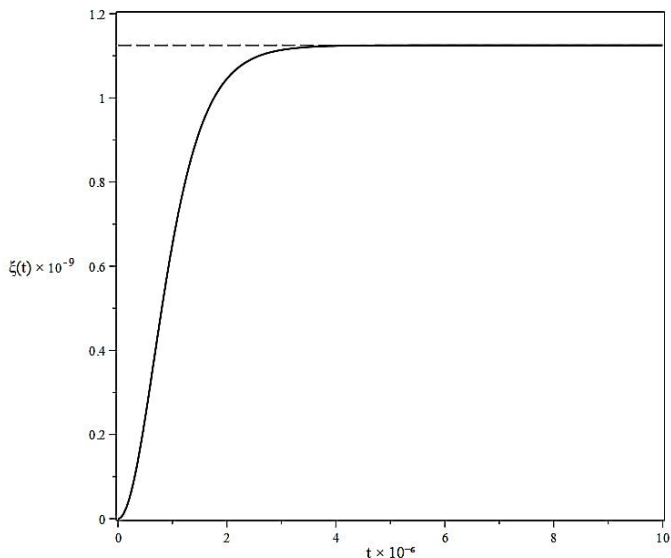


Рис. 3. Зависимость (39) для $\alpha_{GB} = 0,45$ и $\alpha = -2,9$, $M = 10^{-5}$

Полученные результаты соответствуют отсутствию влияния скаляра Гаусса — Бонне на космологическую динамику на постинфляционных стадиях. Таким образом, в рассмотренной модели космологической инфляции с неминимальной связью влияние скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне на космологические параметры учитывается только на ранних временах, и дальнейшая эволюция Вселенной описывается на основе гравитации Эйнштейна, которая соответствует современным наблюдательным ограничениям на скорость распространения гравитационных волн [13].

Заключение. В данной работе исследовано влияние неминимальной связи скалярного поля и скаляра Гаусса — Бонне на космологические параметры в инфляционной модели с постоянным скатыванием.

Показано, что учет рассмотренной модификации гравитации Эйнштейна позволяет верифицировать модели космологической инфляции с постоян-

ным скатыванием по наблюдательным ограничениям на значения параметров космологических возмущений.

В асимптотическом пределе уравнения космологической динамики сводятся к случаю общей теории относительности, поскольку дополнительные слагаемые, связанные с рассмотренной модификацией теории гравитации Эйнштейна, становятся пренебрежимо малыми на больших временах.

Таким образом, на поздних стадиях эволюции Вселенной гравитация Эйнштейна — Гаусса — Бонне редуцируется к случаю гравитации Эйнштейна, обеспечивая согласованность с наблюдательными ограничениями на скорость распространения гравитационных волн.

Литература

- [1] Фомин И.В., Червон С.В., Морозов А.Н. *Гравитационные волны ранней Вселенной*. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018.
- [2] Baumann D., McAllister L. *Inflation and String Theory*. Cambridge, Cambridge University Press, 2015.
- [3] Martin J., Ringeval C., Vennin V. Encyclopedia Inflationaris: Oiparous Edition. *Phys. Dark Univ.*, 2014, vol. 5–6, pp. 75–235.
<https://doi.org/10.1016/j.dark.2024.101653>
- [4] Motohashi H., Starobinsky A.A., Yokoyama J. Inflation with a constant rate of roll. *Arxiv:1403.4593 [astro-ph.CO]*, 2014.
<https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/09/018>
- [5] Motohashi H., Starobinsky A.A. Constant-roll inflation: Confrontation with recent observational data. *Arxiv:1702.05847[astro-ph.CO]*, 2017.
<https://doi.org/10.1209/0295-5075/117/39001>
- [6] Clifton T., Ferreira P.G., Padilla A. et al. Modified gravity and cosmology. *Phys. Rep.*, 2012, vol. 513, no. 1–3, pp. 1–189. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2012.01.001>
- [7] Odintsov S.D., Oikonomou V.K., Giannakoudi I., Fronimos F.P., Lymperiadou E.C. Recent Advances in Inflation. *Symmetry*, 2023, vol. 15, no. 9, art. no. 1701.
<https://doi.org/10.3390/sym15091701>
- [8] Fomin I.V. Gauss — Bonnet term corrections in scalar field cosmology. *Arxiv:2004.08065v2 [gr-qc]*, 2020. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08718-w>
- [9] Fomin I.V., Chervon S.V. Reconstruction of general relativistic cosmological solutions in modified gravity theories. *Phys. Rev. D*, 2019, vol. 100, no. 2, art. no. 023511. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.023511>
- [10] [Aghanim N. et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 2020, vol. 641, A6. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>
- [11] Tristram M. et al. Improved limits on the tensor-to-scalar ratio using BICEP and Planck data. *Phys. Rev. D*, 2022, vol. 105, no. 8, art. no. 083524.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.083524>

- [12] [Galloni G. et al. Updated constraints on amplitude and tilt of the tensor primordial spectrum. *JCAP*, 2023, vol. 04, art. no. 062.
<https://doi.org/10.1088/1475-7516/2023/04/062>
- [13] Ezquiaga J.M., Zumalacarregui M. Dark Energy After GW170817: Dead Ends and the Road Ahead. *Phys. Rev. Lett.*, 2017, vol. 119, no. 25, art. no. 251304.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.251304>

Поступила в редакцию 20.11.2025

Фролова Виктория Максимовна — студентка 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:

Фролова В.М. Модели космологической инфляции с постоянным скатыванием на основе гравитации Эйнштейна — Гаусса — Бонне. *Политехнический молодежный журнал*, 2026, № 03 (104). URL: https://ptsj.bmstu.ru/catalog/phys/astr_ph/1107.html

CONSTANT-ROLL INFLATIONARY MODELS IN EINSTEIN — GAUSS — BONNET GRAVITY

V.M. Frolova

frolovavm@student.bmstu.ru

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

This work investigates constant-roll inflationary models based on modified Einstein–Gauss–Bonnet gravity. Special attention is paid to analyzing the influence of the Gauss–Bonnet topological invariant on the parameters of cosmological perturbations. A comparison of the obtained solutions with the case of Einstein gravity is performed, and characteristic features of the new models are identified. The consistency of the considered cosmological inflation models with observational constraints on the values of cosmological parameters is also verified. The results of this study can be applied in the interpretation of cosmic microwave background observations (Planck, BICEP), for refining the inflationary dynamics of the early Universe, and in theoretical studies of modified gravity theories.

Keywords: general theory of relativity, Einstein — Gauss — Bonnet gravity, slow roll approximation, gravitational waves, modified theories of gravity, early Universe, cosmological perturbations, observational cosmology

Received 20.11.2025

Frolova V.M. — 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:

Frolova V.M. Constant-roll inflationary models in Einstein — Gauss — Bonnet gravity. *Politechnicheskiy molodezhnyy zhurnal*, 2026, no. 03 (104). (In Russ.). URL: https://ptsj.bmstu.ru/catalog/phys/astr_ph/1107.html