

Двухполевые космологические модели с повторным ускоренным расширением Вселенной

И. В. Фомин^а

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, кафедра физики.
Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

Статья поступила 16.03.2018, принята к публикации 11.04.2018.

Целью настоящей работы является рассмотрение космологических моделей, содержащих два скалярных поля. Одно поле является инфлатоном, второе представляет собой источник наблюдаемого ускоренного расширения Вселенной в настоящее время. Рассматриваемой в работе модели ставится в соответствие киральная космологическая модель, для которой определена метрика внутреннего пространства полей.

Ключевые слова: инфляция, скалярное поле, киральные космологические модели.
УДК: 524.8. PACS: 98.80.-k.

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная теория космологической инфляции, основанная на теории гравитации Эйнштейна, успешно описывает состояние ускоренного расширения Вселенной на ранних стадиях эволюции. Также стандартная инфляционная космология объясняет происхождение первичных неоднородностей и предсказывает их спектр [1–3].

Механизм начального инфляционного сценария, подразумевающего стадию ускоренного расширения ранней Вселенной, может быть описан в предположении о существовании скалярного поля (инфлатона), также ускоренное расширение современной Вселенной [4] связывают с существованием темной энергии, которая может быть объяснена новой фундаментальной постоянной (космологической константой), модификацией гравитации на сверхбольших масштабах, наличием нового легкого поля (например, газа Чаплыгина), также квинтэссенцией (скалярным полем с положительной кинетической энергией), фантомной энергией (скалярным полем с отрицательной кинетической энергией) и k -эссенцией (скалярным полем с нетривиальной кинетической энергией) [5, 6]. Отметим, что вышеперечисленные скалярные поля, моделирующие темную энергию, также рассматриваются в качестве инфлатона в различных моделях космологической инфляции [7].

Модели k -эссенции могут быть получены из действия Борна–Инфельда в теории струн [8] и предлагались для описания стадии космологической инфляции и темной энергии [9, 10]. Альтернативным механизмом для получения инфляционного и повторного ускорения Вселенной также являются модели квинтэссенции [11], в которых основной вклад в динамику дает потенциал скалярного поля.

Различие между моделями квинтэссенции и k -эссенции заключается в том, что последний класс моделей содержит неканонические кинетические члены в лагранжиане. В этом смысле модели квинтэссенции можно рассматривать как частный случай k -эссенции. Также обсуждаются модели k -эссенции, в которой лагранжиан содержит только кинетическую часть, то есть функцию производных скалярного поля, и не зависит явно от самого поля [12].

Для реализации инфляционного сценария и наблюдаемого ускоренного расширения Вселенной также рассматриваются модели с двумя скалярными полями, одно из которых является инфлатоном, второе определяет темную энергию. В рамках этого подхода возможны различные виды кинетического и потенциального взаимодействия между полем инфлатона и скалярным полем, моделирующим темную энергию на инфляционной стадии, а также взаимодействия темной материи и темной энергии на последующих стадиях эволюции Вселенной [13–16].

В настоящей работе рассматривается модель космологической инфляции с двумя взаимодействующими скалярными полями. Первое убывающее поле определяет космологическую динамику на ранней стадии эволюции Вселенной. Темная энергия определяется полем k -эссенции с линейным лагранжианом кинетической части, что позволяет сопоставить ему некоторое эффективное скалярное поле. Данному подходу ставится в соответствие киральная космологическая модель [17], объединяющая взаимодействия кинетического и потенциального типа между скалярными полями.

1. МОДЕЛИ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФЛЯЦИИ С ОДНИМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

Запишем действие для модели инфляции со скалярным полем χ в виде

$$S = \int dx^4 \sqrt{-g} \left(\frac{R}{2} + \frac{1}{2} \chi_{;\mu} \chi^{;\mu} + Y(\chi) \right), \quad (1)$$

где $Y(\chi)$ — потенциал скалярного поля χ .

Космологическая динамика определяется уравнениями Эйнштейна и полевым уравнением, которые для действия (1) в пространственно плоской Вселенной Фридмана–Робертсона–Уокера (ФРУ) записываются следующим образом [18]:

$$3H^2 = \frac{1}{2} \dot{\chi}^2 + Y(\chi), \quad (2)$$

$$\dot{H} = -\frac{1}{2} \dot{\chi}^2, \quad (3)$$

$$\ddot{\chi} + 3H\dot{\chi} + \frac{\partial Y(\chi)}{\partial \chi} = 0. \quad (4)$$

Классификация методов точных решений этой системы уравнений, также метод генерирования новых

^а E-mail: ingvor@inbox.ru

космологических решений из известных и сопоставления с приближенными решениями рассматривались в работе [18].

Действие для моделей k -эссенции с полем φ записывается как [19]

$$S = \int dx^4 \sqrt{-g} \left(\frac{R}{2} + p(\varphi, X) \right), \quad (5)$$

где $p(\varphi, X)$ — функция скалярного поля φ и кинетического члена $X = -\varphi_{,\mu}\varphi^{,\mu}$, кинетическая энергия поля, в таком случае определяется как $-X/2$.

Уравнения космологической динамики для таких моделей

$$3H^2 = p - 2Xp_{,X}, \quad (6)$$

$$\dot{H} = Xp_{,X}, \quad (7)$$

$$[p_{,X} + 2Xp_{,XX}] \ddot{\varphi} + 3Hp_{,X} \dot{\varphi} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi} [p - 2Xp_{,X}] = 0. \quad (8)$$

Соответствие между этими моделями определяется следующим условием [19]:

$$3H^2 + \dot{H} = Y(\chi) = p(\varphi, X) - X \frac{p(\varphi, X)}{\partial X}. \quad (9)$$

В таком случае скалярное поле χ будет функцией поля φ и кинетического члена X .

Из уравнений (3) и (7) запишем

$$\dot{\chi} = \pm \sqrt{-2Xp_{,X}}. \quad (10)$$

После подстановки $\dot{\chi}$ в уравнение (4), с учетом условия (9), получаем

$$[p_{,X} + Xp_{,XX}] \ddot{\varphi} + 3Hp_{,X} \dot{\varphi} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi} [p - 2Xp_{,X}] = 0. \quad (11)$$

Уравнения (8) и (11) записываются одинаково при условии $p_{,XX} = 0$.

Таким образом, лагранжиан $p(\varphi, X)$ определяется кинетическим членом X и функцией скалярного поля $K = K(\varphi)$:

$$p(\varphi, X) = K(\varphi)X + K(\varphi). \quad (12)$$

Для рассматриваемого лагранжиана $p(\varphi, X)$ из уравнений (9) и (10) получим соотношения:

$$Y(\chi) = K(\varphi), \quad (13)$$

$$\chi = \pm \int \sqrt{2K(\varphi)} d\varphi. \quad (14)$$

Исходя из этих соотношений, будем рассматривать уравнения динамики поля k -эссенции как уравнения динамики скалярного поля χ .

2. УРАВНЕНИЯ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ

Рассмотрим двухкомпонентную космологическую модель, определяемую действием вида

$$S = \int dx^4 \sqrt{-g} \left(\frac{R}{2} + \frac{1}{2} \dot{\phi}_{,\mu} \dot{\phi}^{,\mu} - V(\phi) - p(\varphi, X) - U[\phi, \varphi(\chi)] \right), \quad (15)$$

где кинетическое взаимодействие между полями ϕ и φ можно рассматривать как взаимодействие между полями ϕ и χ , определяемое потенциалом $U[\phi, \varphi(\chi)]$.

Уравнения динамики для действия (15) во Вселенной ФРУ записываются следующим образом:

$$3H^2 = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) + p - 2Xp_{,X} + U[\phi, \varphi(\chi)], \quad (16)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{\partial}{\partial \phi} (V(\phi) + U[\phi, \varphi(\chi)]) = 0, \quad (17)$$

$$[p_{,X} + 2Xp_{,XX}] \ddot{\varphi} + 3Hp_{,X} \dot{\varphi} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi} (p - 2Xp_{,X} + U[\phi, \varphi(\chi)]) = 0. \quad (18)$$

С линейным лагранжианом поля k -эссенции $p(\varphi, X) = K(\varphi)X + K(\varphi)$ уравнения принимают вид

$$3H^2 = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) - K(\varphi) \dot{\phi}^2 + K(\varphi) + U[\phi, \varphi(\chi)], \quad (19)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{\partial}{\partial \phi} (V(\phi) + U[\phi, \varphi(\chi)]) = 0, \quad (20)$$

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + \frac{1 + \dot{\phi}^2}{2K(\varphi)} \frac{\partial}{\partial \varphi} (K(\varphi) + U[\phi, \varphi(\chi)]) = 0. \quad (21)$$

Из соответствия между лагранжианом k -эссенции $p(\varphi, X) = K(\varphi)X + K(\varphi)$ и лагранжианом скалярного поля $\mathcal{L} = \frac{1}{2} \dot{\chi}^2 - Y(\chi)$ с обычным кинетическим членом получим

$$3H^2 = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + \frac{1}{2} \dot{\chi}^2 + W(\phi, \chi), \quad (22)$$

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{\partial W(\phi, \chi)}{\partial \phi} = 0, \quad (23)$$

$$\ddot{\chi} + 3H\dot{\chi} + \frac{\partial W(\phi, \chi)}{\partial \chi} = 0, \quad (24)$$

где $W(\phi, \chi) = V(\phi) + Y(\chi) + U(\phi, \chi)$, $U[\phi, \varphi(\chi)] = U(\phi, \chi)$.

Эта система может быть записана в виде [13]

$$H^2(\phi, \chi) = \frac{1}{3} W(\phi, \chi) + \frac{2}{3} \left[\left(\frac{\partial H(\phi, \chi)}{\partial \phi} \right)^2 + \left(\frac{\partial H(\phi, \chi)}{\partial \chi} \right)^2 \right], \quad (25)$$

$$\dot{\phi} = -2 \frac{\partial H(\phi, \chi)}{\partial \phi}, \quad \dot{\chi} = -2 \frac{\partial H(\phi, \chi)}{\partial \chi}. \quad (26)$$

Теперь воспользуемся следующим представлением параметра Хаббла $H(\phi, \chi) = H_1(\phi) + H_2(\chi)$, которое часто используется при анализе космологических моделей, содержащих более одного скалярного поля (см., например, [13]).

В таком случае система уравнений (22)–(24) приводится к виду

$$[H_1(\phi) + H_2(\chi)]^2 = \frac{1}{3} W(\phi, \chi) + \frac{2}{3} \left[\left(\frac{\partial H_1(\phi)}{\partial \phi} \right)^2 + \left(\frac{\partial H_2(\chi)}{\partial \chi} \right)^2 \right], \quad (27)$$

$$\dot{\phi} = -2 \frac{\partial H_1(\phi)}{\partial \phi}, \quad \dot{\chi} = -2 \frac{\partial H_2(\chi)}{\partial \chi}. \quad (28)$$

Далее из уравнения (27) получим выражения для потенциалов самодействия скалярных полей $V(\phi)$ и $Y(\chi)$ и потенциала их взаимодействия $U(\phi, \chi)$ через параметр Хаббла

$$3H_1^2 = V_1(\phi) + \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 = V(\phi) + 2\left(\frac{\partial H_1}{\partial \phi}\right)^2, \quad (29)$$

$$3H_2^2 = V_2(\chi) + \frac{1}{2}\dot{\chi}^2 = Y(\chi) + 2\left(\frac{\partial H_2}{\partial \chi}\right)^2, \quad (30)$$

$$6H_1H_2 = U(\phi, \chi). \quad (31)$$

Решения этой системы уравнений будут определять космологическую динамику для конкретных космологических моделей.

3. МОДЕЛЬ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФЛЯЦИИ

Рассмотрим потенциалы скалярного поля $V(\phi) = V_0 \exp\left(\frac{\phi}{A}\right)$ и поля k -эссенции $K(\varphi) = \frac{2B^2}{\varphi^2}$. Из уравнений (13)–(14) получаем потенциал $Y(\chi) = B^2 \exp\left(-\frac{\chi}{B}\right)$ эффективного скалярного поля $\chi > 0$, положительное значение поля выбирается для соответствия рассматриваемой модели однополевой космологической модели с квинтэссенцией [20] в частном случае. Таким образом, потенциал взаимодействия полей будет $U(\phi, \chi) = \Lambda \exp\left(\frac{\phi}{A} - \frac{\chi}{B}\right)$.

Потенциал $W(\phi, \chi)$ определяется как

$$W(\phi, \chi) = V_0 \exp\left(\frac{\phi}{A}\right) + B^2 \exp\left(-\frac{\chi}{B}\right) + \Lambda \exp\left(\frac{\phi}{A} - \frac{\chi}{B}\right). \quad (32)$$

Для случая $A = B$, $\phi = \chi$ и $V_0 = B^2$ получим модель инфляции с одним скалярным полем и потенциалом вида $W(\phi) = V_0 \cosh\left(\frac{\phi}{A}\right)$, который рассматривался ранее для описания динамики Вселенной в работе [20].

В общем случае точные решения системы уравнений записываются следующим образом:

$$H_1(\phi) = D^2 \exp\left(\frac{\phi}{A}\right), \quad H_2(\chi) = B^2 \exp\left(-\frac{\chi}{B}\right), \quad (33)$$

$$D^2 = \frac{A^2 V_0}{3A^2 - 4},$$

$$H(\phi, \chi) = D^2 \exp\left(\frac{\phi}{A}\right) + B^2 \exp\left(-\frac{\chi}{B}\right), \quad (34)$$

$$B^2 = \frac{\Lambda}{6D^2},$$

$$\phi(t) = A \ln\left(\frac{A^2}{2D^2(t+C)}\right), \quad \chi(t) = B \ln(2(t+C)), \quad (35)$$

$$\varphi(t) = [2(t+C)]^{-B/2},$$

$$H(t) = \frac{A^2}{2D^2(t+C)} + \frac{B^2}{2(t+C)},$$

$$a(t) = a_1 a_2 = a_0(t+C)^{\frac{A^2}{2D^2} + \frac{\Lambda}{12D^2}}, \quad (36)$$

где A, B, C, D, Λ – постоянные свободные параметры модели.

Теперь рассмотрим случай, когда $\phi \gg \chi$, и масштабный фактор на стадии инфляции запишем следующим образом:

$$a(t) \simeq a_0(t+C)^{\frac{A^2}{2D^2}}. \quad (37)$$

Далее определим параметры медленного скатывания

$$\epsilon = -\frac{\dot{H}}{H^2} = 1 - \frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = \frac{2D^2}{A^2} = \text{const}, \quad (38)$$

$$\delta = \epsilon - \frac{\dot{\epsilon}}{2H\epsilon} = -\frac{\dot{H}}{2H\dot{H}} = \frac{2D^2}{A^2} = \text{const}. \quad (39)$$

Рассматривая квантовые флуктуации скалярного поля ϕ , исходя из условия $\delta\phi \gg \delta\chi$, в линейном порядке теории космологических возмущений, в соответствии с результатами, полученными в работах [21, 22] (отметим, что в работе [21] расчет параметров космологических возмущений производился на основе точных решений уравнений космологической динамики, без использования приближения медленного скатывания), определим основные параметры космологических возмущений на пересечении радиуса Хаббла ($k = aH$):

$$\mathcal{P}_{\mathcal{R}}(k) = -\frac{H^4}{8\pi^2 \dot{H}} = \frac{H^2}{8\pi^2 \epsilon} = \frac{A^6}{64D^6 \pi^2 (t+C)^2}, \quad (40)$$

$$\mathcal{P}_{\mathcal{G}}(k) = \frac{H^2}{2\pi^2} = \frac{A^4}{64D^4 \pi^2 (t+C)^2}, \quad (41)$$

$$n_S(k) - 1 = \frac{4\dot{H} - \frac{H\ddot{H}}{H}}{\dot{H} + H^2} = 2\left(\frac{\delta - 2\epsilon}{1 - \epsilon}\right) = -\frac{4D^2}{A^2 - 2D^2}, \quad (42)$$

$$n_G(k) = \frac{2\dot{H}}{\dot{H} + H^2} = -\frac{2\epsilon}{1 - \epsilon} = -\frac{4D^2}{A^2 - 2D^2}, \quad (43)$$

$$r = \frac{\mathcal{P}_{\mathcal{G}}}{\mathcal{P}_{\mathcal{R}}} = 4\epsilon = \frac{8D^2}{A^2}, \quad r = \frac{4(n_S - 1)}{n_S - 3}, \quad (44)$$

где $\mathcal{P}_{\mathcal{R}}, \mathcal{P}_{\mathcal{G}}, n_S$ и n_G – спектральные индексы (наклоны спектров) скалярных и тензорных возмущений, r – тензорно-скалярное отношение.

Далее определим число e -фолдов как функцию времени

$$N(t) = \int H dt = \frac{A^2}{2D^2} \ln(t+C), \quad (45)$$

причем различие значений числа e -фолдов на завершении стадии инфляции и в ее начале оценивается как $N(t_e) - N(t_i) \approx 50 - 60$ [23].

Также запишем измеренные параметры космологических возмущений и ограничения на их значения по данным наблюдений анизотропии реликтового излучения спутником PLANCK [23]

$$10^9 \mathcal{P}_S = 2.142 \pm 0.049, \quad \mathcal{P}_T = r \mathcal{P}_S, \quad (46)$$

$$n_S = 0.9667 \pm 0.0040, \quad r < 0.112.$$

Верификация рассматриваемой модели на основе наблюдательных ограничений может быть проведена посредством выбора свободных параметров A и D , также время завершения стадии космологической инфляции t_e можно оценить из выражения (45), рассматривая $N(t_i) = 0$.

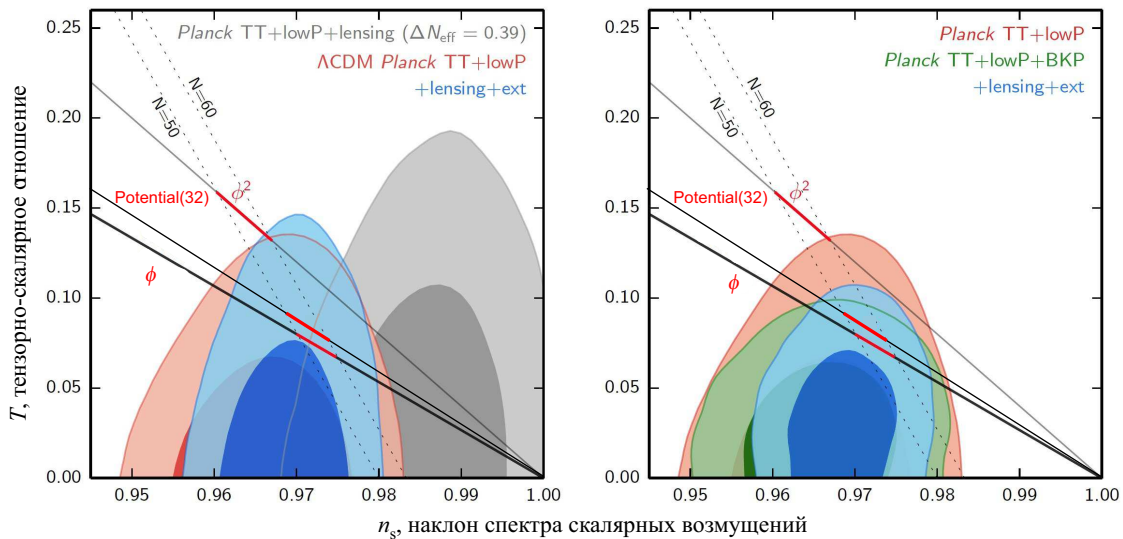


Рисунок. Зависимость зависимости $r = r(n_S)$ для модели с потенциалом (32) на завершении стадии инфляции, наложенная на данные наблюдений спутника PLANCK с доверительными вероятностями 68% и 95% (использован рис. 21 из [23], в которой также представлено подробное описание анализа данных наблюдений). Диаграммы красного цвета соответствуют комбинации наблюдений анизотропии реликтового излучения для больших $l \geq 30$ и малых значений мультипольных коэффициентов вращательно-инвариантной величины C_l , в терминах которой обычно производится построение спектров мощности космологических возмущений. Синий цвет соответствует комбинированному анализу предыдущих и дополнительных наблюдений по барионным акустическим осцилляциям, линзированию, измерению параметра Хаббла H_0 . Серый цвет соответствует изменению диаграммы с учетом дополнительных релятивистских степеней свободы с $\Delta N_{\text{eff}} = 0.39$. На диаграмме справа дополнительно учитываются измерения B -моды поляризации реликтового излучения VICEP2/Keck Array и PLANCK (выделено зеленым цветом) [23]

Тем не менее эффективным методом проверки соответствия космологических моделей наблюдениям, независимо от выбора свободных параметров, является построение диаграммы $r = r(n_S)$ и ее наложение на ограничения, обусловленные комбинацией наблюдений анизотропии и поляризации реликтового излучения, барионных акустических осцилляций, данных по гравитационному линзированию и измерениям значения параметра Хаббла H_0 в современную эпоху [23].

На рисунке приведена зависимость $r = r(n_S)$, из которой видно, что рассматриваемая модель соответствует наблюдаемым ограничениям на параметры космологических возмущений лучше, чем модель с квадратичным потенциалом $V \propto \phi^2$, и близка к модели с линейным потенциалом $V \propto \phi$.

Постинфляционная космологическая динамика включает стадию преобладания излучения с масштабным фактором $a(t) = a_0(t + C)^{1/2}$ и стадию преобладания вещества $a(t) = a_0(t + C)^{2/3}$.

В современную эпоху начинается стадия повторно-ускоренного расширения Вселенной с масштабным фактором

$$a(t) \simeq a_0(t + C)^{\frac{2}{3} + \frac{\Lambda}{12D^2}}, \quad (47)$$

для которой поле k -эссенции φ (или эффективное скалярное поле χ) моделирует темную энергию, определяющую динамику Вселенной на этой стадии.

4. КИРАЛЬНАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Нелинейные сигма-модели с потенциалом взаимодействия (киральные космологические модели) часто используют для описания различных эпох эволюции Вселенной (см. обзор [17]). В таких моделях присутствует внутреннее пространство целей (полей), метрика которого определяет взаимодействие между скалярными полями.

Запишем действие для нелинейной сигма-модели [17]

$$S = \int dx^4 \sqrt{-g} \left(\frac{R}{2} + \frac{1}{2} h_{ij} \partial_\mu \psi^i \partial_\nu \psi^j g^{\mu\nu} - \tilde{V}(\phi, \chi) \right), \quad (48)$$

где $\tilde{V}(\phi, \chi) = V(\phi) + Y(\chi)$, $g^{\mu\nu}$ — метрический тензор плоского пространства Фридмана–Робертсона–Уокера, h_{ij} — метрический тензор пространства полей, $\psi^1 = \phi$, $\psi^2 = \chi$.

Метрика пространства полей определяется следующим образом

$$ds^2 = h_{ij}(\psi^k) d\psi^i d\psi^j. \quad (49)$$

В работе [17] было показано, что система уравнений Эйнштейна и полевых уравнений в плоском пространстве Фридмана–Робертсона–Уокера для двухкомпонентной сигма-модели приводятся к виду

$$\frac{1}{2} h_{11} \dot{\phi}^2 + h_{12} \dot{\phi} \dot{\chi} + \frac{1}{2} h_{22} (t) \dot{\chi}^2 = -\dot{H}, \quad (50)$$

$$\tilde{V}(t) = 3H^2 + \dot{H}. \quad (51)$$

Сопоставляя с уравнениями (27)–(28), для случая $h_{11} = 1$, $h_{22} = 1$, $h_{12} = h_{12}(\phi, \chi)$ получим

$$h_{12}(\phi, \chi) = \frac{3}{2} \frac{H_1(\phi) H_2(\chi)}{\left(\frac{\partial H_1(\phi)}{\partial \phi} \right) \left(\frac{\partial H_2(\chi)}{\partial \chi} \right)}. \quad (52)$$

В результате компоненты метрики пространства полей

$$h_{11} = 1, h_{22} = 1, h_{12} = h_{21} = -\frac{3}{2} AB, \quad (53)$$

$$h_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{3}{2} AB \\ -\frac{3}{2} AB & 1 \end{pmatrix}.$$

Таким образом, рассматриваемой модели космологической инфляции со скалярным полем ϕ и полем k -эссенции φ соответствует киральная космологическая модель с потенциалами самодействия $V(\phi) = V_0 \exp\left(\frac{\phi}{A}\right)$, $K(\varphi) = \frac{2B^2}{\varphi^2}$ и компонентами (53) метрики внутреннего пространства полей, определяющего взаимодействие между ними.

Поскольку тензор h_{ij} является постоянным, его возмущения $\delta h_{ij} = 0$ и взаимодействие между полями ϕ и φ не учитываются при расчете параметров космологических возмущений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассматривалась космологическая модель с двумя взаимодействующими каноническим скалярным полем ϕ и полем k -эссенции φ , которому соответствует эффективное скалярное поле χ , поскольку в моделях k -эссенции с линейным лагранжианом существует возможность определить соответствие между полем k -эссенции и эффективным скалярным полем.

Введение в модель второго поля k -эссенции обусловлено наблюдаемым ускоренным расширением Вселенной в настоящее время, причем на стадии космологической инфляции выполняется условие $\phi \gg \chi$. В рамках рассматриваемой модели поле k -эссенции φ уменьшается с течением времени, но эффективно соответствующее ему скалярное поле χ растет и является источником ускоренного расширения на больших временах.

Также рассматриваемой космологической модели поставлена в соответствие киральная космологическая модель, для которой был найден вид метрического тензора пространства полей h_{ij} , определяющий потенциальное и кинетическое взаимодействие между полями. В данном случае тензор пространства полей является постоянным, что исключает влияние взаимодействия между полями на спектральные параметры космологических возмущений.

В рамках данного подхода были рассчитаны параметры космологических возмущений на завершении первой (инфляционной) стадии ускоренного расширения, что позволило сопоставить полученные результаты с данными наблюдений. В линейном порядке теории космологических возмущений, при нивелирова-

нии вклада возмущений поля χ и тензора h_{ij} , на стадии инфляции рассматриваются только адиабатические возмущения скалярного поля ϕ , то есть спектр возмущений является гауссовым.

Отметим, что аналогичным образом можно построить космологические модели с каноническим и фантомным полями или так называемые квинтомные модели [17], также модели со скалярным (каноническим или фантомным) и тахионным полями, которые можно эффективно описывать посредством некоторого скалярного поля [24], что является тематикой дальнейших исследований автора в данном направлении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 16-02-00488 А и № 16-08-00618 А.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Starobinsky A. A. // Phys. Lett. B. 1980. **91**. P. 99.
2. Guth A. H. // Phys. Rev. D. 1981. **23**, N 2. P. 347.
3. Linde A. D. // Phys. Lett. B. 1982. **108**. P. 389.
4. Perlmutter S. et al. // Astrophys. J. 1999. **517**. P. 565.
5. Сажин М. В., Сажина О. С. // АЖ 2016. **93**, № 4. С. 394.
6. Mukhanov V. F., Vikman A. // JCAP. 2006. **0602**. P. 004.
7. Baumann D., Peiris H. // Adv. Sci. Lett. 2009. **2**. P. 105.
8. Chimento L. P. // Phys. Rev. D. 2004. **69**. 123517.
9. Armendariz-Picon C. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. **85**. P. 4438.
10. Chiba T., Okabe T., Yamaguchi M. // Phys. Rev. D. 2000. **62**. 023511.
11. Peebles P. J. E., Vilenkin A. // Phys. Rev. D. 1999. **59**. 063505.
12. de Putter R., Linder E. V. // Astropart. Phys. 2007. **28**. P. 263.
13. Byrnes C. T., Tasinato G. // JCAP. 2009. **0908**. P. 016.
14. Boehmer C. // AIP Conf. Proc. 2009. **1122**. P. 197.
15. Costa F. E. M., Alcaniz J. S., Jain D. // Phys. Rev. D. 2012. **85**. 107302.
16. Fomin I. V. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. **918**, N 1. 012009.
17. Chervon S. V. // Quantum Matter. 2012. **2**. P. 71.
18. Фомин И. В., Червон С. В. // Изв. вузов. Физика. 2017. **60**, № 3. С. 46.
19. Aguirregabiria J. M., Chimento L. P., Lazkoz R. // Phys. Lett. B. 2005. **631**. P. 93.
20. Sahni V., Wang L. M. // Phys. Rev. D. 2000. **62**. 103517.
21. Chervon S. V., Fomin I. V. // Grav. Cosmol. 2008. **14**. P. 163.
22. Лукаш В. Н. // УФН. 2006. **176**. С. 113.
23. Ade P. A. R. et al. [Planck Collaboration] // Astron. Astrophys. 2016. **594**. P. A13.
24. Avelino P. P. et al. // Phys. Rev. D. 2010. **82**. 063534.

Two-Field Cosmological Models with a Second Accelerated Expansion of the Universe

I. V. Fomin

Bauman Moscow State Technical University, Laboratory of Electrodynamics of Moving Media. Moscow 105005, Russia.
E-mail: ingvor@inbox.ru.

The purpose of this paper is to consider cosmological models that contain two scalar fields. One field is inflaton, the other is the source of the observed accelerated expansion of universe at the present time. For the model that is considered in this work the corresponding chiral cosmological model was found and the metric of the space of the internal field is defined.

Keywords: inflation, scalar field, chiral cosmological models.

PACS: 98.80.-k.

Received 16 March 2018.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2018. **73**, No. 6. Pp. 696–701.

Сведения об авторе

Фомин Игорь Владимирович — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: ingvor@inbox.ru.