ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ БІЛІМ МИНИСТРЛІГІ

«Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ» КЕАҚ

Студенттер мен жас ғалымдардың
«ǴYLYM JÁNE BILIM - 2023»
XVIII Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XVIII Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«ǴYLYM JÁNE BILIM - 2023»

PROCEEDINGS
of the XVIII International Scientific Conference
for students and young scholars
«ǴYLYM JÁNE BILIM - 2023»

2023
Астана

УДК 001+37
ББК 72+74
G99

«ǴYLYM JÁNE BILIM – 2023» студенттер мен жас ғалымдардың XVIII Халықаралық ғылыми конференциясы = XVIII Международная научная конференция студентов и молодых ученых «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2023» = The XVIII International Scientific Conference for students and young scholars «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2023». – Астана: – 6865 б. - қазақша, орысша, ағылшынша.

ISBN 978-601-337-871-8

Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докторанттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов и молодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

УДК 001+37
ББК 72+74

ISBN 978-601-337-871-8

4. A. Myrzakul and R. Myrzakulov, On the Hojman conservation quantities in FRW Cosmology, arXiv:gr-qc/1603.01611v2.
5. S. Capozziello and M. Roshan, Exact cosmological solutions from Hojman conservation quantities, Phys. Lett. B, 726, (2013) 471.
6. M. Paolella and S. Capozziello, Hojman symmetry approach for scalar-tensor cosmology, Phys. Lett. A, 379, (2015) 1304.
7. A. Paliathanasis, P. G. L. Leach and S. Capozziello, On the Hojman conservation quantities in Cosmology, Phys. Lett. B, 755, (2016) 8.
8. Hao Wei, Ya-Nan Zhou, Hong-Yu Li, Xiao-Bo Zou, Hojman Symmetry in f(T) Theory, Astrophys. Space Sci., 360, (2015) 6; I. A. Bizyaev, A. V. Borisov, I. S. Mamaev, The Hojman Construction and Hamiltonization of Nonholonomic Systems, SIGMA, 12, (2016) 012.
9. Hao Wei, Hong-Yu Li, Xiao-Bo Zou, Exact cosmological solutions of f(R) theories via Hojman symmetry, Nucl. Phys. B, 903, (2016) 132.

УДК 834

ИНФЛЯЦИОННАЯ МОДЕЛЬ СО СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ В ВИДЕ ГИБРИДНОЙ ФУНКЦИИ

Коптлеулов Едыль Алматович
Bring0THEwall@gmail.com
Магистрант 2 курса специальности 7M05304-Физика, кафедра общей и теоретической физики, ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, Нур-Султан, Казахстан
Научный руководитель – П.Ю. Цыба

Модифицированные теории гравитации кажутся привлекательными для объяснения феномена темной энергии и позднего ускорения времени. В настоящее время ожидается, что вопросы космического ускорения и квинтэссенции могут решать с помощью теорий гравитации более высокого порядка.

f(R)-теория гравитации, привлекла внимание исследователей в последние годы. Теория f(R) на самом деле является расширением стандартного действия Эйнштейна Гильберта, включающего функцию скаляра Риччи R. Космическое ускорение может быть оправдано включением члена 1/R, необходимого при малых кривизнах. Теория f(R) кажется наиболее подходящей из-за важных моделей f (R) в космологическом контексте.

Рассмотрим действие для модели $f(R)$ гравитации со скалярным полем

$$S = \frac{1}{16\pi G}\int d^4x\sqrt{-g}\left[f(R) + 2L_m^{(\varphi)}\right], \tag{1}$$

где $f(R)$ есть некоторая функция скалярной кривизны, $L_m^{(\varphi)}$ – лагранжиан скалярного поля.

Рассмотрим Вселенную с плоской геометрией, когда k = 0. Если мы нормализуем масштабный фактор так, что для времени t_0, выполняется условие $a(t_0) = 1$ и r радиальная координата, t космическое время, метрика известная как метрика Фридмана – Робертсона - Уокера примет вид

$$dS^2 = -dt^2 + a^2(t) \times (dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 sin^2\theta d\varphi^2), \tag{2}$$

Для данной метрики находим скалярную кривизну

$$R = 3\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\ddot{a}}{a} + 2\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{\ddot{a}}{a} + 2\frac{\dot{a}^2}{a^2} + 2\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{\ddot{a}}{a} = 6\frac{\ddot{a}}{a} + 6\frac{\dot{a}^2}{a^2} = 6\left(\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2}\right). \quad (3)$$

Преобразуем действие (1) с помощью метода множителей Лагранжа

$$\begin{aligned} S &= \frac{1}{16\pi G}\int d^4x\sqrt{-g}\left[f(R) + 2L_m^{(\varphi)}\right] = \\ &= \frac{1}{16\pi G}\int d^4x a^3\left[f(R) - \lambda\left[R - 6\left(\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2}\right)\right] + 2L_m^{(\varphi)}\right] = \\ &= \frac{1}{16\pi G}\int d^4x\left[f(R)a^3 - \lambda(Ra^3 - 6\ddot{a}a^2 - 6\dot{a}^2a) + 2a^3L_m^{(\varphi)}\right], \end{aligned} \quad (4)$$

где λ - множитель Лагранжа.

Найдем уравнения движения используя уравнение Эйлера-Пуассона для масштабного фактора, получаем полную замкнутую систему уравнений движения, задав функцию $f(R)$ в виде функции $f(R) = R + \alpha R^2$, где α некоторая константа и лагранжиан скалярного поля равен

$$L_b = X - V(\varphi) = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 - V(\varphi). \quad (5)$$

Для заданных значений система уравнений движения примет вид

$$3H^2 = \rho, \quad (6)$$

$$2\dot{H} + 3H^2 = -p, \quad (7)$$

$$\ddot{\varphi} + 3H\dot{\varphi} + V_\varphi = 0, \quad (8)$$

где

$$\rho = \frac{1}{1 + 2\alpha R}\left(-6\alpha\dot{R}H + \frac{3\alpha R^2}{2} - \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + V\right), \quad (9)$$

$$p = \frac{1}{1 + 2\alpha R}(2\alpha\ddot{R} + 4\alpha\dot{R}H - \frac{3\alpha R^2}{2} + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 - V). \quad (10)$$

Зададим масштабный фактор в виде

$$a = a_0 e^{\alpha t} t^\beta \quad (11)$$

$$\alpha > 0, \beta > 1$$

Запишем параметр Хаббла для масштабного фактора

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{a_0 e^{\alpha t} t^\beta(\alpha + \beta t^{-1})}{a_0 e^{\alpha t} t^\beta} = \alpha + \frac{\beta}{t} \quad (12)$$

Далее, используя данные для данного масштабного фактора рассчитаем скалярную кривизну R

$$R = 6\dot{H} + 12H^2 = -6\frac{\beta}{t^2} + 12\alpha^2 + 12\frac{\beta^2}{t^2} + 24\frac{\alpha\beta}{t} \tag{13}$$

Рассчитаем ρ из уравнения (9)

$$\rho = \frac{1}{1 + 24\alpha^3 + 24\frac{\alpha\beta^2}{t^2} + 48\frac{\alpha^2\beta}{t} - 12\frac{\alpha\beta}{t^2}}\Bigg[216\alpha^5 + 864\frac{\alpha^4\beta}{t} + 1296\frac{\alpha^3\beta^2}{t^2} - 72\frac{\alpha^3\beta}{t^2} + 864\frac{\alpha^2\beta^3}{t^3} - 72\frac{\alpha^2\beta}{t^3} - 144\frac{\alpha^2\beta^2}{t^3} + 216\frac{\alpha\beta^4}{t^4} - 18\frac{\alpha\beta^2}{t^4} - 72\frac{\alpha\beta^3}{t^4} + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + V\Bigg]. \tag{14}$$

Далее, используя полученное уравнение (10) рассчитаем p

$$p = \frac{1}{1 + 24\alpha^3 + 24\frac{\alpha\beta^2}{t^2} + 48\frac{\alpha^2\beta}{t} - 12\frac{\alpha\beta}{t^2}}\Bigg[-72\frac{\alpha\beta}{t^4} + 138\frac{\alpha\beta^2}{t^4} + 144\frac{\alpha^2\beta}{t^3} + 240\frac{\alpha^2\beta^2}{t^3} + 120\frac{\alpha^3\beta}{t^2} + 120\frac{\alpha\beta^3}{t^4} - 216\alpha^5 - 216\frac{\alpha\beta^4}{t^4} - 1296\frac{\alpha^3\beta^2}{t^2} - 864\frac{\alpha^4\beta}{t} - 864\frac{\alpha^2\beta^3}{t^3} + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 - V\Bigg]. \tag{15}$$

Находим вид функции скалярного поля, попарно складывая уравнения (6), (7) и (14), (15) и приравнивая их получим

$$\frac{1}{1 + 24\alpha^3 + 24\frac{\alpha\beta^2}{t^2} + 48\frac{\alpha^2\beta}{t} - 12\frac{\alpha\beta}{t^2}}\Bigg[72\frac{\alpha^2\beta}{t^3} + 96\frac{\alpha^2\beta^2}{t^3} + 48\frac{\alpha^3\beta}{t^2} + 120\frac{\alpha\beta^2}{t^4} + 48\frac{\alpha\beta^3}{t^4} - 72\frac{\alpha\beta}{t^4} + \dot{\varphi}^2\Bigg] = 2\frac{\beta}{t^2} \tag{16}$$

Находим функцию скалярного поля

$$\dot{\varphi}^2 = \frac{2\beta}{t^2} + 72\frac{\alpha\beta}{t^4} - 72\frac{\alpha^2\beta}{t^3} - 144\frac{\alpha\beta^2}{t^4} \tag{17}$$

Так как функция получается в виде большого уравнения вводим условные обозначения

$$\sqrt{-2\alpha\beta^2 + \alpha\beta} = A \tag{18}$$

$$\sqrt{\beta(-36\alpha^2 t + (-72\beta + 36)\alpha + t^2} = B \tag{19}$$

$$\varphi = \frac{1}{At}[3\left(\frac{t\sqrt{\beta}A\frac{\ln(B\sqrt{\beta}+(-18\alpha^2+t)\beta}{\sqrt{\beta}}}{3} - \frac{AB}{3} + \left(\begin{matrix}\frac{\sqrt{\beta}A\ln(2)}{6} + \\ \left(\ln(\frac{AB-3\beta\alpha(\alpha t+4\beta-2)}{t}\right) + 3\ln(2) + \ln(3)\end{matrix}\right)\alpha^2\beta \quad t\right)\sqrt{2}]. \tag{20}$$

Чтобы найти потенциал скалярного поля для начала находим вторую производную по времени от функции скалярного поля

$$\ddot{\varphi} = \frac{(108\alpha^2 t - 2t^2 - 144\alpha)\beta + 288\alpha\beta^2}{\sqrt{-72\alpha^2\beta t + 2\beta t^2 + 72\alpha\beta - 144\alpha\beta^2}t^3} \tag{21}$$

Для записи потенциала добавим еще одно условное обозначение

$$\sqrt{-72\alpha^2 t + 2t^2 + 72\alpha)\beta - 144\alpha\beta^2} = C \tag{22}$$

$$V = \frac{1}{A(8\beta t^2 - 4t^2)}[2((-4\beta+2)AC + (\frac{27\left(\frac{4\beta^2}{9} + \left(\alpha t - \frac{2}{9}\right)\beta - \frac{4\alpha t}{9}\right)AB}{2} + t^2(6(\sqrt{\beta} - 2\beta^{\frac{3}{2}})\ln\left(\frac{B\sqrt{\beta}+\beta(-18\alpha^2+t)}{\sqrt{\beta}}\right)\alpha A + (-\frac{63}{2}\alpha^3\beta + 18\alpha^3 + \beta^2 - \frac{1}{2}\beta)(\ln\left(\frac{AB-3\beta\alpha(\alpha t+4\beta-2)}{t}\right) + 2\ln(2) + \ln(3))\beta))\sqrt{2})]. \tag{23}$$

Далее, находим параметры медленного скатывания для заданного масштабного фактора введем еще два обозначения

$$(-72\alpha^2\beta t + 2\beta t^2 + 72\alpha\beta - 144\alpha\beta^2) = D \tag{24}$$

$$\left((-54\alpha t^2 + t^2 + 72\alpha)\beta - 144\alpha\beta^2\right) = E \tag{25}$$

$$\epsilon = [6DA(2\beta-1)\ /\ (27t^2\left(\alpha\left(\beta-\frac{4}{9}\right)t+\frac{4\beta^2}{9}-\frac{14\beta}{27}+\frac{4}{27}\right)A\sqrt{2}B + 12t^4A\alpha\sqrt{2}\left(\sqrt{\beta}-2\beta^{\frac{3}{2}}\right)\ln\left(\frac{B\sqrt{\beta}+(-18\alpha^2+t)\beta}{\sqrt{\beta}}\right)+4D\left(\beta-\frac{1}{2}\right)A + 2t^4\left(-\frac{63}{2}\alpha^3\beta+18\alpha^3+\beta^2-\frac{1}{2}\beta\right)\beta\left(\ln(\frac{AB-3\beta\alpha(\alpha t+4\beta-2)}{t}\right) + 2\ln(2)+\ln(3))\sqrt{2}]. \tag{26}$$

$$\epsilon_V = [3DA(2\beta-1)\sqrt{2}\ /(2(\frac{27\left(\alpha\left(\beta-\frac{4}{9}\right)t+\frac{4\beta^2}{9}-\frac{14\beta}{27}+\frac{4}{27}\right)AB}{2} + (6\ln\left(\frac{B\sqrt{\beta}+(-18\alpha^2+t)\beta}{\sqrt{\beta}}\right)\alpha\left(\sqrt{\beta}-2\beta^{\frac{3}{2}}\right)A + \left(-\frac{63}{2}\alpha^3\beta+18\alpha^3+\beta^2-\frac{1}{2}\beta\right)\left(\ln(\frac{AB-3\beta\alpha(\alpha t+4\beta-2)}{t})\right) + 2\ln(2)+\ln(3))\beta)t^2)t^2]. \tag{27}$$

$$\eta = \frac{\sqrt{2}((-54\alpha t^2+t^2+72\alpha)\beta-144\alpha\beta^2)}{\sqrt{-72\alpha^2\beta t+2\beta t^2+72\alpha\beta-144\alpha\beta^2*B(\alpha t+\beta)}} \tag{28}$$

$$\eta_V = [2\left(3(\alpha t+\beta)DB\left(\beta-\frac{1}{2}\right)AC+\frac{27\left(\alpha\left(\beta-\frac{4}{9}\right)t+\frac{4\beta^2}{9}-\frac{14\beta}{27}+\frac{4}{27}\right)t^2EAB}{2}\right. - 12\alpha At^4\left(\left(-144\alpha\beta^2+27\alpha^2t-\frac{1}{2}t^2-36\alpha\right)\beta^{\frac{3}{2}}\right. + (-54\alpha^2t+t^2+72\alpha)\beta^{\frac{5}{2}} + 72\alpha\beta^2\sqrt{\beta}\left(\ln\left(\frac{B\sqrt{\beta}+(-18\alpha^2+t)\beta}{\sqrt{\beta}}\right)+(\sqrt{2}D\left(\beta-\frac{1}{2}\right)A\right. + \beta(\ln(\frac{AB-3\beta\alpha(\alpha t+4\beta-2)}{t}\Bigg) + 2\ln(2)+\ln(3))t^4\left(-\frac{63}{2}\alpha^3\beta+18\alpha^3+\beta^2-\frac{1}{2}\beta\right)\Bigg)E\Bigg)\ /(CB(\alpha t + \beta)(\frac{27t^2\left(\alpha\left(\beta-\frac{4}{9}\right)t+\frac{4\beta^2}{9}-\frac{14\beta}{27}+\frac{4}{27}\right)AB}{2} + 6t^4A\alpha\sqrt{2}\left(\sqrt{\beta}-2\beta^{\frac{3}{2}}\right)\ln\left(\frac{B\sqrt{\beta}+(-18\alpha^2+t)\beta}{\sqrt{\beta}}\right)+2D\left(\beta-\frac{1}{2}\right)A + t^4\left(-\frac{63}{2}\alpha^3\beta+18\alpha^3+\beta^2-\frac{1}{2}\beta\right)\beta\left(\ln(\frac{AB-3\beta\alpha(\alpha t+4\beta-2)}{t}\right) + 2\ln(2)+\ln(3))\sqrt{2})]. \tag{29}$$

В данной работе мы исследовали инфляционную модель со скалярным полем в рамках медленного скатывания в рамках f (R) гравитации. Получили уравнения движения с помощью формул Эйлера-Пуассона и нулевой энергии в общем случае и для частного случая – модели типа Старобинского, когда $f(R) = R + \alpha R^2$. Нашли уравнения Фридмана, уравнения Клейна-Гордона, уравнение сохранения. Выбрав минимальную связь между материей и гравитацией, получили модифицированные параметры медленного скатывания. В полученных решениях $|\epsilon| \ll 1, \eta \ll 1$. Решения указывают на то, что наша модель может описывать инфляцию.

Данное исследование финансируется Комитетом науки Министерства образования и науки Республики Казахстан (Грант №. AP14869238).

Список использованных источников

1 Olmo G. J. Limit to general relativity in f(R) theories of gravity // Phys. Rev. D. – 2007. – Vol.75. – P. 023511

2 Erickcek A. L., Smith T. L., Kamionkowski M. Solar system tests do rule out 1/R gravity // Phys. Rev. D. – Vol.74. – P. 121501

3 Noureen I., Zubair M. Dynamical instability and expansion-free condition in f(R,T) gravity // Eur. Phys. J. C. – 2015. – Vol. 75. – P. 62

4 Dutta J., Khyllep W., Tamanini N. Cosmological dynamics of scalar fields with kinetic corrections: Beyond the exponential potential // Phys. Rev. D. – 2016. – Vol. 93, №6. – P. 063004

5 Alvarenga F. G., de la Cruz-Dombriz A., Houndjo M. J. S., Rodrigues M. E., Sáez-Gómez D. Dynamics of scalar perturbations in f(R,T) gravity // Phys. Rev. D. – 2013. – Vol. 87. – P. 103526

ӘОЖ 834

ХОРАВА-ЛИФШИЦ ГРАВИТАЦИЯСЫНДА БІРТЕКСІЗ ТҰТҚЫР СҰЙЫҚ ӘСЕРІНДЕГІ БАРИОНДЫҚ МАТЕРИЯ ТЫҒЫЗДЫҚ ҰЙЫТҚУЛАРЫНЫҢ ДАМУЫН ЗЕРТТЕУ

Кәрібай Байкелді Азаматұлы[1], Нұрат Индира Қайратқызы[2]

baikeldi.kr@bk.ru, indira.nurat@mail.ru

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ 4 курс студенті, Астана, Қазақстан

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ 1 курс докторанты, Астана, Қазақстан

Ғылыми жетекшісі: ф.-м.ғ.к., PhD, профессор Мырзақұл Ш. Р.

Ежелгі Грециядан бастап Альберт Эйнштейнге дейінгі уақыт аралығында Әлемнің дамуын зерттеу барысында олардың барлығына ортақ бір сипаттаманы атап өтті. Бұл ортақ қасиет-Әлем әрқашан стационарлық жүйе ретінде ойластырылған. Стационарлық Әлем тұжырымдамасы небәрі 100 жыл бұрын, 1922 жылы Александр Фридман жалпы салыстырмалылық негізінде біздің Әлемнің уақыт өте келе кеңейіп келе жатқанын көрсеткен кезде күмән тудырды. Бұл болжам көп ұзамай эксперименталды түрде расталды және қазіргі космологияның негізін қалады. "Космологиялық сингулярлық" деп аталатын Әлемнің бұл бастапқы күйі Фридманның кеңейіп жатқан Әлемды ашуы мен кванттық вакуум тұжырымдамасы арасындағы байланысты орнатады. Қазіргі түсініктерге сәйкес, Әлем эволюциясының алғашқы сәттері кванттық теориямен анықталды. Кванттық вакуумның әсерінен Әлем экспоненциалды түрде тез кеңейеді, бұл космологиялық инфляция деп аталады. Біраз уақыттан кейін инфляция Фридманның кеңеюіне, келесі қуат Заңына жол береді. Қазіргі кезеңде Фридман әлемінің кеңеюі қараңғы энергияның әсерінен жеделдейді. Бұл жұмбақ заттың ең танымал түсіндірмелерінің бірі қайтадан нөлдік емес космологиялық тұрақтыға әкелетін кванттық вакуум арқылы беріледі.