УДК 834

ГИБРИДНОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ МОДЕЛИ МОДИФИЦИРОВАННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ СО СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ

[1]Аубакирова А. К., [2]Суйкимбаева Н.Т.
elmiraberemzhanova@gmail.com
[1]Студент 4 курса специальности 5В060400-физика ЕНУ им. Л.Н.Гумилева, Нур-Султан, Казахстан
[2]Докторант PhD 3 курса специальности 6D060400-Физика ЕНУ им. Л.Н.Гумилева, Нур-Султан, Казахстан
Научный руководитель – О.В. Разина

Рассмотрим следующее действие *f(R)* гравитации с *k*-эссенцией [1-2]

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

где K – лагранжиан *k*-эссенции.

Интервал для метрики Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ) выглядит следующим образом

$$ds^2=-dt^2+a^2(t)(dx^2+dy^2+dz^2), \tag{2}$$

где a - масштабный фактор, зависящий от времени t.

Определитель метрического тензора равен

$$g=\begin{vmatrix}-1 & 0 & 0 & 0\\ 0 & a^2 & 0 & 0\\ 0 & 0 & a^2 & 0\\ 0 & 0 & 0 & a^2\end{vmatrix}=-a^6. \tag{3}$$

Подставим в действие (1) значение метрического тензора (3) и воспользуемся методом множителей Лагранжа

$$S=\int d^4xa^3[f(R)-\lambda[R-6\frac{\ddot{a}}{a}+\frac{\dot{a}^2}{a^2}]-2K(X,\varphi)]=\int d^4x(f(R)a^3-$$
$$-\lambda[Ra^3-6\ddot{a}a^2-6\dot{a}^2a]+2a^3K(X,\varphi));$$

$$L=f(R)a^3-\lambda Ra^3+6\lambda\ddot{a}a^2+6\lambda\dot{a}^2a+2a^3K(X,\varphi).$$

После поиска множителя Лагранжа λ и понижения степени производной лагранжиан нашей модели примет вид

$$L=fa^3-f_RRa^3+(6f_R\dot{a}a^2)_t-6f_{RR}\dot{R}\dot{a}a^2-6f_R\dot{a}^2a+2a^3K. \tag{4}$$

Используя лагранжиан (4) мы получили полную систему уравнений движения рассматриваемой модели

$$3H^2=\rho, \tag{5}$$

$$3\mathrm{H}^2+2\dot{H}=-p, \tag{6}$$

$$K_X\ddot{\varphi} + \dot{\varphi}(\dot{K}_X + 3HK_X) - K_\varphi = 0, \tag{7}$$

$$\dot{\rho} + 3H(p + \rho) = 0, \tag{8}$$

где

$$\rho = \frac{1}{f_R}\left(-3f_R R\dot{R}H + \frac{1}{2}f_R - \frac{1}{2}f + 2K_X X - K\right)$$

$$p = \frac{1}{f_R}\left(f_{RRR}\dot{R}^2 + f_{RR}\ddot{R} + 2f_{RR}\dot{R}H - f_R\frac{R}{2} + \frac{f}{2} - K\right).$$

Уравнения (5), (6) – это уравнения Фридмана;
Уравнение (7) – уравнение Клейна-Гордона;
Уравнение (8) – уравнение сохранения.
Рассмотрим случай, когда масштабный фактор имеет гибридный вид и $f(R)$ равна

$$a = a_0^{\alpha t} t^{\beta}, \qquad f(R) = R.$$

Найдем функцию скалярного поля используя уравнения (5) и (6)

$$d\varphi = -\frac{\sqrt{2\beta}}{t}dt$$

$$\varphi = -\sqrt{2\beta}\ln t + \varphi_0,$$

где φ_0 константа интегрирования

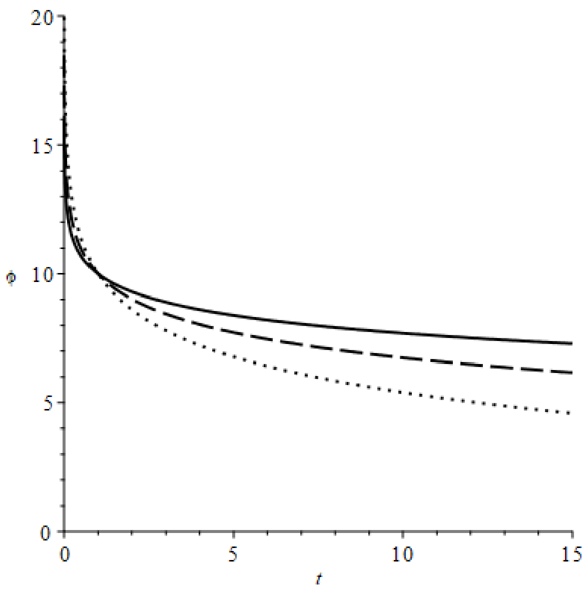

Рисунок 1. – Скалярное поле φ в зависимости от t,
при $\varphi_0 = 10, \beta = 0.5,\ \beta = 1,\ \beta = 2$

На рисунке 1 показана зависимость полученного скалярного поля φ от времени t ($\beta = 0.5$ сплошная линия, $\beta = 1$ пунктирная линия, $\beta = 2$ точечная линия). Как видно из графика скалярное поле медленно скатывается вниз, что соответствует теории.

Теперь нужно найти V из уравнения Клейна-Гордона (7)

$$V = -\frac{\beta}{t^2} + \frac{6\alpha\beta\ln a_0}{t} + 3\frac{\beta^2}{t^2} + V_{10}.$$

Найдем константу интегрирования V_{10}

$$3H^2 = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + V,$$

$$3\alpha^2\ln a_0 + \frac{6\alpha\ln a_0\beta}{t} + 3\frac{\beta^2}{t^2} = \frac{\beta}{t^2} - \frac{\beta}{t^2} + \frac{6\alpha\beta\ln a_0}{t} + 3\frac{\beta^2}{t^2} + V_{10},$$

$$V_{10} = 3\alpha^2\ln a_0.$$

Потенциал скалярного поля равен

$$V = \frac{\beta(3\beta-1)}{t^2} + \frac{6\alpha\beta\ln a_0}{t} + 3\alpha^2\ln a_0.$$

Найдем давление

$$p = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 - V = \frac{\beta}{t^2} + \frac{\beta}{t^2} - \frac{6\alpha\beta\ln a_0}{t} - 3\frac{\beta^2}{t^2} - 3\alpha^2\ln a_0 = 2\frac{\beta}{t^2} - \frac{6\alpha\beta\ln a_0}{t} - 3\frac{\beta^2}{t^2} - 3\alpha^2\ln a_0,$$

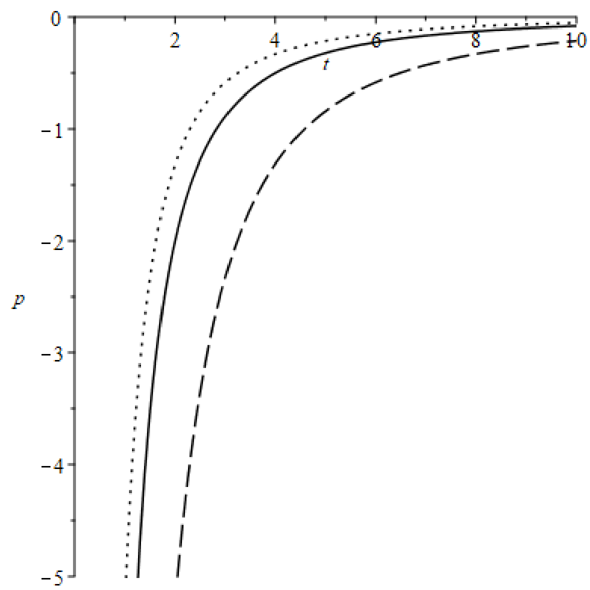

Рисунок 2. – Давление p в зависимости от t, при $a_0 = 1, \alpha = 1, \alpha = 3.5, \alpha = 5, \beta = 2, \beta = 1.7, \ \beta = 3$

На рисунке 2 показано давление p в зависимости от t для разных значений α и β. Плотность тёмной энергии

$$\rho = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + V = \frac{\beta}{t^2} - \frac{\beta}{t^2} + \frac{6\alpha\beta\ln a_0}{t} + 3\frac{\beta^2}{t^2} + 3\alpha^2\ln a_0 = \frac{6\alpha\beta\ln a_0}{t} + 3\frac{\beta^2}{t^2} + 3\alpha^2\ln a_0,$$

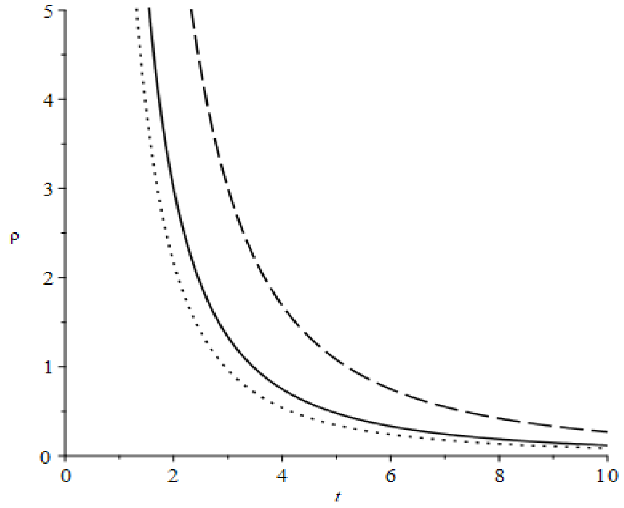

Рисунок 3. – Плотность темной энергии ρ в зависимости от t, при
$a_0 = 1, \alpha = 1, \quad \alpha = 3.5, \quad \alpha = 5, \ \beta = 2, \beta = 1.7, \ \beta = 3$

На рисунке 3 показана плотность темной энергии ρ в зависимости от t для разных значений α и β.

Параметр уравнения состояния

$$\omega = \frac{p}{\rho} = -1 + \frac{2\beta}{6\alpha\beta \ln a_0 t + 3\beta^2 + 3\alpha^2 \ln a_0 t^2}.$$

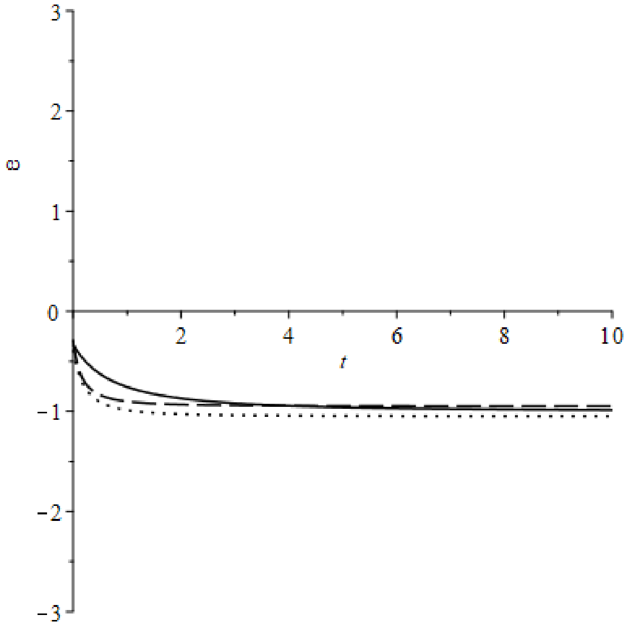

Рисунок 4. – Параметр уравнения состояния темной энергии ω в зависимости от t, при
$a_0 = 1, \alpha = 1, \alpha = 3.5, \alpha = 5, \beta = 2, \beta = 1.7, \beta = 3$

На рисунке 4 показана зависимость параметра уравнения состояния ω в зависимости от t. Согласно наблюдательным данным, в современной эпохе, параметр уравнения состояния близок к -1. Как видно из рисунка 4 полученный нами параметр уравнения состояния хорошо согласуется с наблюдательными данными.

Мы рассмотрели случаи $f(R) = R$ для гибридного масштабного фактора $a = a_0^{\alpha t} t^{\beta}$. Нашли функцию скалярного поля, скалярного потенциала, давления, плотности, тёмной энергии. Построили графики.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан, грант № 0118RK00935 и грант AP08051910.

Список использованных источников

1. Myrzakulov R., Saez-Gomez D., Tureanu A. On the ΛCDM Universe in F(R) gravity // GeneralRelativity and Gravitation. – 2001. – Vol.43, №6. – P. 1671-1684

2. Tsyba P., Kulnazarov I., Yerzhanov K., Myrzakul Sh., Myrzakulov R. G-essence with Yukawa Interactions // The European Physical Journal C. – 2011. – Vol.71, 7. – P. 1698

ӘОЖ 524.882(035.3)

ТӨРТ ӨЛШЕМДІ КЕРР ҚАРА ҚҰРДЫМЫ

Барбосынова Сәния Нұрлыбекқызы
miss_saniya99@mail.ru
6B060400-«Физика» мамандығының 4-курс студенті, Л.Н.Гумилева ЕҰУ,
Нұр-Сұлтан, Қазақстан
Ғылыми жетекшісі – Алтайбаева А.Б.

Жалпы салыстырмылық теориясының Римандық уақыт-кеңістігіндегі d өлшемдіге дейін кеңеюі Керр қара құрдымының негізгі қасиеттері туралы көбірек ақпарат береді.

Мысалы, бірлік теоремалары төрт өлшемдіге қарағанда өлшемдік көп түрлерде орындалмайды. Бұл, мұндай алуан түрлілікте еркіндік дәрежелерін қолдануға көбірек мүмкіндіктер жасайтындығына байланысты [1]. Мысалы, бес өлшем үшін қосымша айналмалы симметрия, айналмалы объектке тағы бір момент қосады.

d-өлшемді уақыт кеңістігіне арналған қара объектердің әртүрлі түрлері бұрын [2] жұмысында қарастырылған. Көп өлшемді қара объекттердің тағы бір қызықты ерекшелігі көкжиектің топологиясына қатысты. Төрт өлшемді конфигурацияда Киллинг горизонтының топологиясы S^2 деп трививалды түрде бекітілген. Алайда, бес өлшемді жағдайда бізде басқа топология қарастырамыз - сақина тәрізді ерекшелігі бар қара объекттердің топологиясы немесе ұзартылған супергравитация қара құрдымдары үшін ішегінің топологиясы $S^2 \times P$. Сонымен қатар, қара құрдымдардың фазалық ауысу құрылымы мүлдем басқаша көрінеді. d-өлшемді Керр қара құрдымына арналған шешім тек бір нөлдік моментімен МП қара құрдымға сәйкес келеді.

Төменде термодинамиканың және геометротермодинамиканың негізгі теңдеулерін зерттеу үшін $d = 4$ өлшемінің нақты жағдайын қарастырамыз.

[1] жұмыстағы белгілерді сақтай отырып массаға арналған фундаменталды теңдеуді жазамыз

$$M(S,J) = \frac{1}{2} S^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{4J^2}{S^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{1}$$

Жалпы алғанда, бұл теңдеуді инвертирлеу мүмкін емес, сондықтан тек массаның ұғымында ғана жұмыс жасаймыз. (3.19)-шы формуладан шығатыны $T = \frac{\partial M}{\partial S}$ температура және горизонттағы $\Omega = \frac{\partial M}{\partial J}$ бұрыштық жылдамдық келесі формулалар арқылы анықталады.

$$T(S,J) = \frac{4\frac{J^4}{S^4}}{S^{\frac{1}{2}}\left(1+4\frac{J^2}{S^2}\right)}, \quad (S,J) = \frac{2J}{S^{\frac{3}{2}}\left(1+4\frac{J^2}{S^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \tag{2}$$