РУХАНИ ЖАҢҒЫРУ

20 АСТАНА

ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

Студенттер мен жас ғалымдардың
«ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ БІЛІМ - 2018»
XIII Халықаралық ғылыми конференциясы

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ

XIII Международная научная конференция
студентов и молодых ученых
«НАУКА И ОБРАЗОВАНИЕ - 2018»

The XIII International Scientific Conference
for Students and Young Scientists
«SCIENCE AND EDUCATION - 2018»

12th April 2018, Astana

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

Студенттер мен жас ғалымдардың «Ғылым және білім - 2018» атты XIII Халықаралық ғылыми конференциясының БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ XIII Международной научной конференции студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2018»

PROCEEDINGS of the XIII International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2018»

2018 жыл 12 сәуір

Астана

УДК 378

ББК 74.58
Ғ 96

Ғ 96

«Ғылым және білім – 2018» атты студенттер мен жас ғалымдардың XIII Халықаралық ғылыми конференциясы = XIII Международная научная конференция студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2018» = The XIII International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2018». – Астана: http://www.enu.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie/, 2018. – 7513 стр. (қазақша, орысша, ағылшынша).

ISBN 978-9965-31-997-6

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 378

ББК 74.58

ISBN 978-9965-31-997-6

Біздің әдісіміз әбден жалпы болып табылады және де бірнеше артықшылықтарды ұсынады. Шын мәнінде α тұрақты (бұл жағдайда $\alpha = 0$) $B(r)$ шамасы үшін айқын өрнек арқылы метриканың жалпы формасын аламыз.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Nojiri S., Odintsov S.D. Introduction to Modified Gravity and Gravitational Alternative for Dark Energy // International Journal of Geometric Methods in Modern Physics, Vol.4, №115, 2007, P. 67-75.
2. Sotiriou T. P., Faraoni V. f(R) Theories Of Gravity // Review of Modern Physics, Vol.82, 2010, P.451.
3. Cognola G. and Zerbini S. One-loop f(R) Gravitational Modified Models // Journal of Physics A: Mathematical and General, Vol.39, №21, 2006, P. 387.
4. Sebastiani L., Zerbini S. Static Spherically Symmetric Solutions in F(R) Gravity // The European Physical Journal C, Vol. 71, 2011, P. 1591.

УДК 524.834

УРАВНЕНИЯ $F(R,T,X,\varphi)-$МОДЕЛИ ГРАВИТАЦИИ С ВОЗМУЩЕНИЯМИ

Елтаева Айман Нурлановна, Мейрбеков Бекдаулет Камалбекулы

Кафедра «Общей и теоретической физики» Физика технического факультета Евразийского Национального университета им. Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан

Научный руководитель - К.К Ержанов

Введение. В космологии часто рассматривают наиболее общее ковариантное действие, которое описывает гравитацию, связанную со скалярным полем. Однако обобщенность модели затрудняет манипулирование. В настоящей работе показано, что при рассмотрении линейных возмущений метрики Фридмана-Робертсона-Уокера теория полностью определяется только шестью функциями времени, две из которых ограничены эволюцией фона. Используя идеи эффективной полевой теории инфляции или темной энергии для явного построения этих шести функций времени через свободные функции, входящие в теорию Хорндески. Эти результаты используются для исследования поведения теории в квазистатическом приближении. Для полного определения линейного поведения теории в этом пределе требуется только четыре функции времени, которые могут быть дополнительно уменьшены, если определена эволюция фона. Это представляет собой значительно уменьшенное пространство параметров, дающее надежду на возможность ограничения пространства параметров. Наиболее популярной среди моделей скалярных полей является модель квинтэссенция. Плотность Лагранжиана для такой модели, $L = X - V(\varphi)$, где $V(\varphi)$- функция скалярного поля φ, $X = \frac{1}{2}\nabla_{\mu}\varphi\nabla^{\mu}\varphi$- кинетический член поля. Вместо скаляра Риччи используется функция скаляра Риччи R, которое описывает присутствие ускоренного расширения. Другим примером модифицированной гравитации является телепаралель гравитация F(T) где T- скаляр кручения. Еще одна модель это обобщенная модель F(R,T) модифицированной гравитации с Лагранжианом которая зависит от скаляра кривизны и от скаляра кручения одновременно[9]. В целом изучение различных моделей способствует нахождению общих свойств существующих моделей и определению самой подходящей наблюдательным данным.

$F(R,T,X,\varphi)-$**гравитация.** Общее действие для $F(R,T,X,\varphi)-$гравитации записывается в следующем виде:

$$S=\frac{1}{2k}\int d^4x\sqrt{-g}F(R,T,X,\varphi)\,, \tag{1}$$

здесь g - детерминант метрического тензора, $k=8\pi G_N$, $F(R,T,X,\varphi)$-функция скаляра кривизны R,скаляра кручения T, скалярная функция $X=\frac{1}{2}\nabla_\mu\varphi\nabla^\mu\varphi$ и скаляр φ.

Уравнения Эйлера-Лагранжа. Рассматривая здесь метрику с возмущениями,

$$ds^2=-(1+2\Psi)dt^2-2\partial_i\chi dtdx^i+a^2(t)(1+2\Phi)\delta_{ij}dx^idx^j\,, \tag{2}$$

где Ψ,Φ,χ-скалярные метрические возмущения. Если мы возьмем $\chi=0$, то метрика будет выглядеть таким образом:

$$ds^2=-(1+2\Psi)dt^2-a^2(t)(1+2\Phi)\delta_{ii}dx^idx^j\,.$$

Уравнения Лагранжа для этой модели запишем в следующем виде:

$$L=\frac{1}{2k}a^3(1+2\Phi)\sqrt{(1+2\Psi)(1+2\Phi)}F\quad, \tag{3}$$

здесь R-скаляр кривизны, T-скаляр кручения, $L-$лагранжиан. Функция F имеет следующий вид

$$F=R_0R+T_0T+\frac{1}{2}\dot\varphi^2+f(\varphi)$$

Определитель матрицы g

$$g=-(1+2\Psi)a^6(1+2\Phi)^3.$$

Для нахождения уравнение движения, подставим (3) уравнение в уравнение Эйлера-Лагранжа, который имеет следующий вид:

$$\frac{\partial L}{\partial a}-\frac{d}{dt}(\frac{\partial L}{\partial\dot a})=0\,, \tag{4}$$

Если возьмем производное от Лагранжа (3) по a, то получим следующее выражение:

$$\frac{\partial L}{\partial a}=\frac{1}{2k}a^2\left[3(R_0R+T_0T+\frac{1}{2}\dot\varphi^2+f(\varphi))+a(R_0\frac{\partial R}{\partial a}+T_0\frac{\partial T}{\partial a})\right]A,$$

где $A=(1+2\Phi)\sqrt{(1+2\Psi)(1+2\Phi)}$. Производное от Лагранжа (3) по $\dot a$:

$$\frac{\partial L}{\partial\dot a}=\frac{1}{2k}a^3A(R_0\frac{\partial R}{\partial\dot a}+T_0\frac{\partial T}{\partial\dot a}).$$

Уравнение Эйлера-Лагранжа при нахождении производной по a:

$$R_0R+T_0T+\frac{1}{2}\dot\varphi^2+f(\varphi)+a(R_0\frac{\partial R}{\partial a}+T_0\frac{\partial T}{\partial a})-3H(R_0\frac{\partial R}{\partial\dot a}+T_0\frac{\partial T}{\partial\dot a})-\frac{2}{1+2\Phi}*(R_0\frac{\partial R}{\partial\dot a}+T_0\frac{\partial T}{\partial\dot a})-$$

$$-\frac{3(1+2\Phi)\dot\Psi+3\dot\Phi(1+2\Psi)}{(1+2\Psi)(1+2\Phi)}*(R_0\frac{\partial R}{\partial\dot a}+T_0\frac{\partial T}{\partial\dot a})-(R_0\frac{\partial^2R}{\partial\dot a^2}\ddot a+T_0\frac{\partial^2T}{\partial\dot a^2}*\ddot a)=0 \tag{5}$$

Уравнение Эйлера-Лагранжа при нахождении производной по Ψ:

$$R_0 R + T_0 T + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + f(\varphi) - (3H + \frac{1}{1+2\Phi} + \frac{(1+2\Phi)\dot{\Psi} + \dot{\Phi}(1+2\Psi)}{(1+2\Psi)(1+2\Phi)} * (R_0 \frac{\partial R}{\partial \dot{\Psi}} + T_0 \frac{\partial T}{\partial \dot{\Psi}}) - (\frac{\partial^2 R}{\partial \dot{\Psi}^2} - T_0 \frac{\partial^2 T}{\partial \dot{\Psi}^2})\ddot{\Psi} +$$

$$R_0 \frac{\partial R}{\partial \Psi} + T_0 \frac{\partial T}{\partial \Psi} = 0 \quad , \qquad (6)$$

Уравнение Эйлера-Лагранжа при нахождении производной по Φ:

$$(\frac{1}{1+2\Phi} + \frac{1}{(1+2\Psi)(1+2\Phi)}) * (R_0 R + T_0 T + \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + f(\varphi)) + (R_0 \frac{\partial R}{\partial \Phi} + T_0 \frac{\partial T}{\partial \Phi}) - (3H + \frac{2\dot{\Phi}}{1+2\Phi} +$$

$$\frac{(\dot{\Psi}(1+2\Phi) + (1+2\Psi)\dot{\Phi}}{(1+2\Psi)(1+2\Phi)} * (R_0 \frac{\partial R}{\partial \dot{\Phi}} + T_0 \frac{\partial T}{\partial \dot{\Phi}}) - (R_0 \frac{\partial^2 R}{\partial \dot{\Phi}^2} * \ddot{\Phi} + T_0 \frac{\partial^2 T}{\partial \dot{\Phi}^2} * \ddot{\Phi}) = 0 \qquad (7)$$

Уравнение Эйлера-Лагранжа при нахождении производной по φ:

$$\ddot{\varphi} + (3H^2 + \frac{\dot{\Phi}}{(1+2\Phi)} + \frac{(\dot{\Psi}(1+2\Phi) + (1+2\Psi)\dot{\Phi}}{\sqrt{(1+2\Psi)(1+2\Phi)}}) * \dot{\varphi} - \frac{\partial f}{\partial \varphi} = 0 \qquad (8)$$

Заключение. Мы рассмотрели модель со скалярным полем и $F(R), F(T)-$ гравитацией в общей форме $F(R,T,X,\varphi)$. Также для этой модели получены уравнения Эйлера-Лагранжа с возмущениями.

Список использованных источников

1. Brans C. and Dicke R. H. Cylindrically symmetric Brans-Dicke fields // Physics Letters, Vol.124, 1961, P. 925.
2. Dvali G. R., Gabadadze G. and Porrati M. Phantom and Quintessence Fields Coupled to Scalar Curvature in General F(R) Gravity Theory // Physics Letters, Vol.485, 2000, P. 208.
3. Nicolis A., Rattazzi R., Trincherini E. Generalized Perturbations in Modified Gravity and Dark energy // Physics Letters, Vol.064036, 2009, P. 79.
4. Sotiriou T. P. and Faraoni V. Cosmological constraints on extended Galileon models // Physics Letters, Vol.82, 2010, P. 451.
5. Khoury J. and Weltman A. Chameleon Fields:Awaiting Surprises for Tests of Gravity in Space // Physical Review Letters, Vol.93, 2004, P. 257.
6. Cembranos J. A. R. Generalized group field theories and quantum gravity transition amplitudes // Physical Review, Vol.73, 2006, P. 315.
7. Deffayet C., Dvali G. R., Gabadadze G. and Vainshtein A. I. Accelerated universe from gravity leaking to extra dimensions // Physical Review, Vol.65, 2002, P. 384.
8. Myrzakulov R. FRW cosmology in F(R,T) gravity // The European Physical Journal. Vol.72, 2012, P. 657.
9. Ostrogradski M. Solving the standard model problems in softened gravity //Physical Review, 1850, P. 385.
10. Vainshtein A. I. To the problem of Nonvanishing Gravitation Mass // Physics Letters, Vol.39, 1972, P. 393.