



ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ
БІЛІМ ЖӘНЕ ҒЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН
MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE
OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN



Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ
ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ
ЕВРАЗИЙСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМ. Л.Н. ГУМИЛЕВА
GUMILYOV EURASIAN
NATIONAL UNIVERSITY



Студенттер мен жас ғалымдардың
«Ғылым және білім - 2015»
атты X Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ



СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
X Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«Наука и образование - 2015»

PROCEEDINGS
of the X International Scientific Conference
for students and young scholars
«Science and education - 2015»

УДК 001:37.0
ББК72+74.04
Ғ 96

Ғ96

«Ғылым және білім – 2015» атты студенттер мен жас ғалымдардың X Халық. ғыл. конф. = X Межд. науч. конф. студентов и молодых ученых «Наука и образование - 2015» = The X International Scientific Conference for students and young scholars «Science and education - 2015». – Астана: <http://www.eni.kz/ru/nauka/nauka-i-obrazovanie-2015/>, 2015. – 7419 стр. қазақша, орысша, ағылшынша.

ISBN 978-9965-31-695-1

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 001:37.0
ББК 72+74.04

ISBN 978-9965-31-695-1

©Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия
ұлттық университеті, 2015

При вычислении скаляра Риччи мы находим что $R = 0$. Таким образом, из данного метода не удалось найти какую-либо информацию о сингулярности. При этом другие подходы или другие показатели Дэвиса будет предоставить более подробную информацию.

Список использованных источников

1. Quevedo H. Geometrothermodynamics // Journal of Mathematical Physics, 2007 № 48, ID 013506.
2. Mustapha Azreg-Aïnou. Geometrothermodynamics: Comments, critics, and supports. arXiv:1311.6963.
3. Bravetti A., Momeni D., Myrzakulov R., and Quevedo H. Geometrothermodynamics of higher dimensional black holes // General Relativity and Gravitation 2013 № 45 (8). P. 1603-1617

УДК 524.83.

$f(R, L_m)$ ГРАВИТАЦИЯСЫ ТУРАЛЫ

Базылжанова Анар Мухамадиқызы

anara.bazylzhanova@mail.ru

Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ теоретикалық «физика» мамандығының 4-ші курс студенті, Астана, Қазақстан.
Ғылыми жетекшісі – Ержанов К. К

Біз $f(R, L_m)$ гравитациялық модельдің түрін ерікті Риччи функциясының R скаляры мен L_m Лагранжианнан тұрады деп болжаймыз. Біз формализм метрикасында гравитациялық өрістің тендеуін, сонымен қатар энергия-импульс тензорының ковариантты дивергенциясынан шығатын сынамалы бөлшектердің қозғалыс тендеуін аламыз. Сынамалы бөлшектердің қозғалыс тендеуі жеке жағдайда вариациялық жолмен алынуы мүмкін.

Біздің мақсатымыз скаляр Риччи ерікті функциясы мен өрістің Лагранжиан тығыздығының вариациялық принципінен шығатын өріс тендеуімен анықталатын гравитациялық өріс деп болжалынған Эйнштейн-Гильберт әсерінің максимальді ұлғаюын және сынамалы бөлшектердің қозғалыс тендеуін қарастыру.

Модификацияланған гравитация теориясының әсері келесі түрде болады деп болжаймыз:

$$S = \int f(R, L_m) \sqrt{-g} d^4x \quad (1)$$

Осындағы $f(R, L_m)$ скаляр R -дің ерікті Риччи функциясы және лагранжан тығыздығының сәйкес мәні болып табылады. Энергия-импульс тензоры келесідей түрде болады:

$$T_{\mu\nu} = -\frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta(\sqrt{-g} L_m)}{\delta g^{\mu\nu}} \quad (2)$$

L_m Лагранжиан тығыздығы тек $g_{\mu\nu}$ тензор метрикасы компоненттеріне ғана тәуелді деп болжасақ, алатынымыз:

$$T_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} L_m - 2 \frac{\partial L_m}{\partial g^{\mu\nu}} \quad (3)$$

Гравитациялық өріс S әсерін $g^{\mu\nu}$ тензор метрика компоненттеріне қатысты өзгерте отырып, алатынымыз:

$$\delta S = \int [f_R(R, L_m) \delta R + f_{L_m}(R, L_m) \frac{\delta L_m}{\delta g^{\mu\nu}} \delta g^{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} f(R, L_m) \delta g^{\mu\nu}] \sqrt{-g} d^4 x \quad (4)$$

мұнда $f_R(R, L_m) = \partial f(R, L_m) / \partial R$ және $f_{L_m}(R, L_m) = \partial f(R, L_m) / \partial L_m$ деп белгілеу енгіземіз. Скаляр Риччи вариациясы мына түрде болады:

$$\delta R = \delta(g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}) = R_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu} + g^{\mu\nu} (\nabla_\lambda \delta \Gamma^\lambda_{\mu\nu} - \nabla_\nu \delta \Gamma^\lambda_{\mu\lambda}) \quad (5)$$

Осында, ∇_λ -бұл Γ симметриялық қосындыға қатысты ковариантты туынды. Кристоффель символдарының вариациясы мына түрде болады:

$$\delta \Gamma^\lambda_{\mu\nu} = \frac{1}{2} g^{\lambda\alpha} (\nabla_\mu \delta g_{\nu\alpha} + \nabla_\nu \delta g_{\alpha\mu} - \nabla_\alpha \delta g_{\mu\nu}) \quad (6)$$

Риччи скаляр вариациясы үшін шығатыны:

$$\delta R = R_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu} + g_{\mu\nu} \nabla_\mu \nabla^\mu \delta g^{\mu\nu} - \nabla_\mu \nabla_\nu \delta g^{\mu\nu} \quad (7)$$

Сондықтан гравитациялық өрістің вариация әсері үшін табатынымыз:

$$\delta S = \int [f_R(R, L_m) R_{\mu\nu} \delta g^{\mu\nu} + f_R(R, L_m) g_{\mu\nu} \nabla_\mu \nabla^\mu \delta g^{\mu\nu} - f_R(R, L_m) \nabla_\mu \nabla_\nu \delta g^{\mu\nu} + f_{L_m}(R, L_m) \frac{\delta L_m}{\delta g^{\mu\nu}} \delta g^{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} f(R, L_m) \delta g^{\mu\nu}] \sqrt{-g} d^4 x \quad (8)$$

(8) теңдеудегі екінші және үшінші қосылғыштар және энергия-импульс тензорының анықтамасын қолдана отырып, $f(R, L_m)$ гравитация моделінен өріс теңдеуін анықтаймыз:

$$f_R(R, L_m) R_{\mu\nu} + (g_{\mu\nu} \nabla_\mu \nabla^\mu - \nabla_\mu \nabla_\nu) f_R(R, L_m) - \frac{1}{2} [f(R, L_m) - f_{L_m}(R, L_m) L_m] g_{\mu\nu} = \frac{1}{2} f_{L_m}(R, L_m) T_{\mu\nu} \quad (9)$$

Егер $f(R, L_m) = \frac{R}{2} + L_m$ (Гильберт-Эйнштейн Лагранжиан) болса, (9) теңдеуден

стандартты теңдеулер қайта аламыз $R_{\mu\nu} - 1/2 g_{\mu\nu} R = T_{\mu\nu}$.

$f(R, L_m) = f_1(R) + f_2(R)G(L_m)$ осындағы f_1 , f_2 және G Риччи скалярының ерікті функциясы және Лагранжиан тығыздығы. Теңдеуді қысқарта отырып, келесі Риччи скаляр R -дің және $T = T^\mu_\mu$ энергия-импульс тензоры арақатынасын құрайтын теңдеу аламыз:

$$f_R(R, L_m) R + 3 \nabla_\mu \nabla^\mu f_R(R, L_m) - 2 [f(R, L_m) - f_{L_m}(R, L_m) L_m] = \frac{1}{2} f_{L_m}(R, L_m) T \quad (10)$$

$\nabla_\mu \nabla^\mu f_R(R, L_m)$ мәнін (9) және (10) теңдеулерде жоя отырып, гравитациялық өрістің басқа формасын аламыз:

$$f_R(R, L_m) (R_{\mu\nu} - \frac{1}{3} R g_{\mu\nu}) + \frac{1}{6} [f(R, L_m) - f_{L_m}(R, L_m) L_m] g_{\mu\nu} = \frac{1}{2} f_{L_m}(R, L_m) (T_{\mu\nu} - \frac{1}{3} T g_{\mu\nu}) + \nabla_\mu \nabla_\nu f_R(R, L_m) \quad (11)$$

(9) теңдеудегі ковариантты дивергенцияны келесідей алсақ:

$$\nabla^\mu \left[f_R(R, L_m) R_{\mu\nu} - \frac{1}{2 f(R, L_m) g_{\mu\nu}} + (g_{\mu\nu} \nabla_\mu \nabla^\mu - \nabla_\mu \nabla_\nu) f_R(R, L_m) \right] = 0 \quad (12)$$

Біз $T_{\mu\nu}$ энергия-импульс тензорының дивергенциясы үшін табатынымыз:

$$\nabla^\mu T_{\mu\nu} = \nabla^\mu \ln [f_{L_m}(R, L_m)] \{ L_m g_{\mu\nu} - T_{\mu\nu} \} = 2 \nabla^\mu \ln [f_{L_m}(R, L_m)] \frac{\partial L_m}{\partial g^{\mu\nu}} \quad (13)$$

$\nabla^\mu T_{\mu\nu} = 0$ болғандағы Лагранжиан тығыздығы мен $f_{L_m}(R, L_m)$ функциясы арасындағы эффективті функционалды байланыс келесідей түрде болады:

$$\nabla^\mu \ln[f_{L_m}(R, L_m)] \frac{\partial L_m}{\partial g^{\mu\nu}} = 0 \quad (14)$$

$f(R, L_m)$ функциясын дұрыс тандау арқылы консервативтік модельдер құра аламыз.

Қарапайым $f(R, L_m)$ гравитациясын қарапайым модель ретінде Лагранжиан тығыздығының түрімен сипатталатын гравитациялық өріс деп есептейміз.

$$f(R, L_m) = \Lambda \exp\left(\frac{1}{2\Lambda} R + \frac{1}{\Lambda} L_m\right) \quad (15)$$

Риччи скалярын $R = \mu R^2$ деп алып, Гильберт-Эйнштейннің толық гравитациялық Лагранжианды және космологиялық тұрақтыны келесідей келтіреміз:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu} = & (\Lambda - L_m) g_{\mu\nu} + T_{\mu\nu} - \frac{1}{\Lambda} \left[\left(\mu \frac{1}{2} \nabla_\mu \nabla^\mu R^2 + \nabla_\mu \nabla^\mu L_m \right) g_{\mu\nu} - \left(\frac{1}{2} \mu \nabla_\mu \nabla_\nu R^2 + \nabla_\mu \nabla_\nu L_m \right) \right] - \\ & - \frac{1}{\Lambda^2} \left[\left(\frac{1}{2} \mu \nabla^\lambda R^2 + \nabla^\lambda L_m \right) \left(\frac{1}{2} \mu \nabla_\lambda R^2 + \nabla_\lambda L_m \right) g_{\mu\nu} - \left(\frac{1}{2} \mu \nabla_\mu R^2 + \nabla_\mu L_m \right) \left(\frac{1}{2} \mu \nabla_\nu R^2 + \nabla_\nu L_m \right) \right] \end{aligned} \quad (16)$$

Стандартты Эйнштейн-Гильберттің Лагранжиан тығыздығын $L_H = \mu \frac{R^2}{2} + L_m$ енгізе отырып, экспоненциалды $f(R, L_m)$ гравитациялық өріс үшін модельдің формасы мына түрге келеді:

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu} = & (\Lambda - L_m) g_{\mu\nu} + T_{\mu\nu} \frac{1}{\Lambda} \left[\left(\nabla_\mu \nabla^\mu L_H g_{\mu\nu} - \nabla_\mu \nabla_\nu L_H \right) \right] - \\ & - \frac{1}{\Lambda^2} \left[\nabla^\lambda L_H \nabla_\lambda L_H g_{\mu\nu} - \nabla_\mu L_H \nabla_\nu L_H \right] \end{aligned} \quad (17)$$

$L_m = \rho$ жағдайда, сынамалы бөлшектердің қозғалыс теңдеуі мына түрде болады:

$$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu u^\alpha u^\beta = -\frac{1}{\Lambda} \nabla_\nu \left(\frac{1}{2} \mu R^2 + L_m \right) (u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu}) \quad (18)$$

Риччи функциясының R скалярын $R = -6(\dot{H} + 2H^2)$, Хаббл параметрін $H = \frac{\dot{a}}{a}$ қолданамыз. $u^\mu \nabla_\nu u^\nu = \frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\nu\lambda}^\mu u^\nu u^\lambda$ төрт өлшемді жылдамдықты және ФРУ метрикалық тензорды (18) теңдеуге қоя отырып алатынымыз:

$$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\alpha\beta}^\mu u^\alpha u^\beta = -\frac{1}{\Lambda} \mu \nabla_\nu \left(9 \frac{\dot{a}^4}{a^4} - 6 \frac{\dot{a}^2 \ddot{a}}{a^3} + \frac{\ddot{a}^2}{a^2} \right) \left(\frac{\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\nu\lambda}^\mu u^\nu u^\lambda}{\nabla_\nu} + \frac{1}{a^2} \right) \quad (19)$$

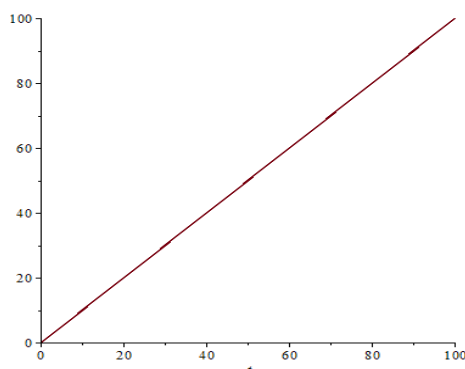
$$\left[\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\nu\lambda}^\mu u^\nu u^\lambda \right] \left(1 + \frac{1}{\Lambda} \mu \left(9 \frac{\dot{a}^4}{a^4} - 6 \frac{\dot{a}^2 \ddot{a}}{a^3} + \frac{\ddot{a}^2}{a^2} \right) \right) = -\frac{1}{\Lambda} \nabla_0 \frac{\mu}{a^2} \left(9 \frac{\dot{a}^4}{a^4} - 6 \frac{\dot{a}^2 \ddot{a}}{a^3} + \frac{\ddot{a}^2}{a^2} \right) \quad (20)$$

$$\left[\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\nu\lambda}^\mu u^\nu u^\lambda \right] = \frac{-\frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \mu}{\partial t} \frac{1}{a^2}}{1 + \frac{1}{\Lambda} \mu} \quad (21)$$

Осындағы масштабтық фактор $a = a_0 t^n$. Олай болса (21) теңдеуді қолдана отырып,

алатынымыз
$$\frac{-\frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \mu}{\partial t} a^2}{1 + \frac{1}{\Lambda} \mu} = \frac{2 \frac{\mu}{\Lambda}}{1 + \frac{1}{\Lambda} \mu} \frac{1}{a_0^2} n t^{-2n-1},$$
 ал оның графигі төменде келтірілген.

Көріп отырғанымыздай, $f(R, L_m)$ экспоненциалды гравитациялық модель метрикалық тензорға пропорционал және космологиялық тұрақты Λ , тығыздық, температура, қысым сияқты параметрлерге тәуелді болатынын көреміз.



Сурет-1. Масштабтық фактордың уақытқа тәуелді графигі.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, The Classical Theory of Fields, Butterworth-Heinemann
2. T. Harko, Phys. Rev. D 81, 044021 (2010)
3. V. Faraoni, «Cosmology in Scalar-Tensor Gravity», Kluwer Academic Publishers (2004)
4. Tiberiu Harko, Sergei D. Odintsov, Francisco S. N. Lobo « $f(R, T)$ gravity »
5. Orfeu Bertolami, Francisco S. N. Lobo, Tiberiu Harko «Extra force in $f(R)$ modified theories of gravity».
6. Orfeu Bertolami, Francisco S. N. Lobo, Tiberiu Harko «The dark side of gravity: Modified theories of gravity» arxiv: 0807.1640

УДК 584.83.

ДНҚ МАКРОМАЛЕКУЛАСЫНЫҢ ТЕРБЕЛІСІНІҢ СЫЗЫҚСЫЗ ТОЛҚЫНДАРЫН ЗЕРТТЕУ

Балахаева Р.К., Оразбаева М.Н., Таукенова А.С.
monika_26.91@mail.ru, rahima2010@mail.ru, trmyrzakul@mail.ru

¹Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия Ұлттық университеті,

²аль-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті

Ғылыми жетекші – Мырзакул Т. Р., Жамбайбеков К. Ж.

Осы мақалада синус-Гордон теңдеуінің негізінде, әрқайсысы бір түрге ғана негізделген (аденин, тимин, гуанин, цитозин) біртекті полинуклеотидті тізбектеріне диссипация коэффициенті мен сыртқы күштердің әсер етуінің динамикалық сипаттамалары қарастырылады. Аналитикалық формулалары мен кинк және антикинктер, 2D және 3D форматтағы графиктер тұрғызылған.

Негізгі сөздер: ДНҚ макромолекуласының сызықсыз тербелістерінің диссипация моделі, синус-Гордон теңдеуі, ДНҚ макромолекуласының қозғалысы.