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, докоранттардың 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

$$A_3 = \frac{|g_1|^2 - |g_2|^2}{\Delta_1} \tag{17}$$

подставляя в уравнения (15)-(17) уравнения (13)-(14), получаем точное односолитонное решение уравнения M-LXXII.

$$A^+ = -\frac{e^{i(\delta_1+\delta_2)}}{\cosh 2(\theta_{1R}+\delta)}, \tag{19}$$

$$A^- = -\frac{e^{-i(\delta_1+\delta_2)}}{\cosh 2(\theta_{1R}+\delta)}, \tag{20}$$

$$A_3 = \tanh 2(\theta_{1R}+\delta). \tag{21}$$

## Список использованных источников

1. Редькина Т. В., Кучукова Н. Н. Построение 2+1-мерных интегрируемых уравнений // Молодой ученый. №12, 2013,  С. 20-24.

2. Jingsong He, Shuwei Xu, Kuppuswamy Porsezian.  Rogue Waves of the Fokas-Lenells Equation// Journal of the Physical Society of Japan, V. 81, №12, 2012, P. 157-160.

3. Myrzakul Akbota, Myrzakulov R. Integrable motion of two interacting curves, spin systems and the Manakov system// International Journal of Geometric Methods in Modern Physics. V. 14, №7, 2017, P. 134-144.

4. Жасыбаева М.Б., Нугманова Г.Н. Спиновая система, эквивалентная интегрируемому уравнению Фокаса-Ленэллса // Вестник Евразийского национального университета им. Л.Н. Гумилева, 2018 [в печати].

УДК 524.834

# АНИЗОТРОПТЫ ПАЛАТИНИ F (R) ГРАВИТАЦИЯСЫ ҮШІН НЕТЕР СИММЕТРИЯСЫ

**Жубатканова Жулдыз Аманжоловна**
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ Физико-техникалық факультетінің магистранты,
**Мырзакулов Нургиса Ансатбаевич**
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ Физико-техникалық факультетінің аға оқытушысы, PhD
Ғылыми жетекшісі – Н.Мырзакулов

Бұл мақалада Палатини f (R) гравитациясы теориясын ғаламға үстемдік етуші материя арқылы қарастырамыз [1,2]. Палатини f (R) гравитациясы мен скаляр тензорлары секілді Бранс-Дикке (БД) теориясының  арасындағы динамикалық эквивалентті пайдаланып, локальді, айналмалы, симметриялы I типті Бяньки кеңістігі үшін нүктелік Лагранжианын аламыз. Бұл лагранжиан үшін Нетер симметриясы арқылы f (R)-дың функционалдық формаларын анықтаймыз. Сондай-ақ, Нетер симметриясы арқылы алынған формаларды қолданып, өріс теңдеулерінің кейбір космологиялық шешімдерін зерттейміз.

Материялық Лагранжианы бар Палатини f (R) гравитациясындағы әсер төмендегідей жазылады [3,4]

$$S = \int d^4x\sqrt{-g}\left[f(R) + 2kL_m(g_{ab,}\psi)\right]. \tag{1}$$

$L_m$ материялық Лагранжиан, $\psi$ өрістер жиынтығын көрсетеді. Материяда басымдық көрсететін космология үшін, материя Лагранжианы ретінде $L_m = \rho_{m0}(AB^2)^{-1}$ таңдалды. Метрикалық тензорға қатысты (1) әсердің вариациясы келесі өріс теңдеулерін береді

$$f_R R_{ab} - \frac{1}{2} f g_{ab} = kT_{ab} . \tag{2}$$

F (R) гравитациясы теориясы Палатини формализмінде $\omega_{BD} = -3/2$-нің БД теориясына эквивалентті. Канондық эффективті нүктелік Лагранжианды құру үшін, Палатини f (R) формализм мен гравитацияның БД теориялары арасындағы динамикалық эквивалентті қолдануымыз қажет. Сондықтан (1) әсерді келесі түрде жазамыз

$$S = \int d\ \ x\sqrt{-g}\left( \phi(R) + \frac{3}{2\phi} g^{ab}\partial_a \phi \partial_b \phi - U(\phi) + 2kL_m \right). \tag{3}$$

Кеңістікті біртекті анизотропты I типті LRS Бьянки метрикасын қарастырамыз.

$$ds^2 = A(t)^2 dx^2 - B(t)^2 (dy^{2.} + dz^2) , \tag{4}$$

бұл метриканың скалярлық қисықтығын төмендегідей жазуға болады

$$R = -2\left( \frac{\ddot{A}}{A} + 2\frac{\ddot{B}}{B} + 2\frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{B}^2}{B} \right), \tag{5}$$

(3) Әсер мен (5) қисықтық тензорын пайдаланып, I типті LRS Бьянки метрикасы үшін нүктелік Лагранжиан, бөліктеп интегралдаудан кейін төмендегідей жазылады

$$L = 4B\phi\dot{A}\dot{B} + 2A\phi\dot{B}^2 + 2B^2\dot{A}\dot{\phi} + 4AB\dot{B}\dot{\phi} + AB^2\left( \frac{3\dot{\phi}^2}{2\phi} - U(\phi) \right) - \rho_{m0} , \tag{6}$$

мұнда материялық Лагранжиан ретінде $L_m = \rho_{m0}(AB^2)^{-1}$алынды, $\rho_{m0}$- материяның құрылымына байланысты интеграциялау тұрақтысы, және біз $2k = 1$деп аламыз. Динамикалық жүйе үшін жақсы таныс Эйлер-Лагранж теңдеуі

$$\frac{\partial L}{\partial q_i} - \frac{d}{dt}\left( \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) = 0 , \tag{7}$$

$q_i$ кеңістік конфигурациясының жалпыланған координаталары. $Q = (A, B, \phi)$ ,Лагранжианның конфигурациялық және $TQ = (A, B, \phi, \dot{A}, \dot{B}, \dot{\phi})$ қатыстық кеңістігі.(6) -ны (7) Эйлер-Лагранж теңдеуіне қойсақ скаляр өріс үшін Клейн Гордон теңдеуін аламыз.

$$\frac{\ddot{A}}{A} + \frac{2\ddot{B}}{B} + \frac{3\dot{\phi}}{2\phi} + \left( \frac{2\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} \right)\frac{\dot{B}}{B} + \frac{3}{2}\left( \frac{\dot{A}}{A} + \frac{2\dot{B}}{B} \right)\frac{\dot{\phi}}{\phi} - \frac{3\dot{\phi}^2}{4\phi} - \frac{U^{'}}{2} = 0 . \tag{8}$$

Эйлер-Лагранж теңдеулерінен A,B масштабтық факторлары үшін үдеу теңдеуін аламыз

$$2\frac{\ddot{B}}{B}+\frac{\dot{B}^2}{B^2}=\frac{1}{2\phi}\left(\frac{3\dot{\phi}^2}{2\phi}-U-2\ddot{\phi}-4\frac{\dot{B}\dot{\phi}}{B}\right) \tag{9}$$

$$\frac{\ddot{A}}{A}+\frac{\ddot{B}}{B}+\frac{\dot{A}\dot{B}}{AB}=\frac{1}{2\phi}\left[\frac{3\dot{\phi}^2}{2\phi}-U-2\ddot{\phi}-2\left(\frac{\dot{A}}{A}+\frac{\dot{B}}{B}\right)\dot{\phi}\right]. \tag{10}$$

Фридман теңдеуі Гамильтониан тежеу теңдеуінен шығады.

$$\sum_i \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\dot{q}_i - L = 0\,, \tag{11}$$

бұл өз кезегінде (7) Лагранжианға төмендегі теңдікті береді

$$2\frac{\dot{A}\dot{B}}{AB}+\frac{\dot{B}^2}{B^2}=-\frac{1}{2\phi}\left[\frac{3\dot{\phi}^2}{2\phi}+U+2\ddot{\phi}+2\left(\frac{\dot{A}}{A}+\frac{\dot{B}}{B}\right)\dot{\phi}+\rho_m\right], \tag{12}$$

мұндағы $\rho_m = \rho_{m0}(AB^2)^{-1}$ заттың энергия тығыздығы. Космологиялық модельдерлің нақты шешімдерін анықтау үшін масштабты коэффициенттер үшін физикалық шарттарды қабылдауымыз қажет, яғни $A = B^m; m \neq 0{,}1.$ Бұл шарт бойынша (6) нүктелік Лагранжиан келесі түрде көрсетіледі

$$L = 2(2m+1)B^m\phi\dot{B}^2 + 2(m+2)B^{m+1}\dot{B}\Phi + B^{m+2}\left(\frac{3\dot{\phi}^2}{2}-U(\phi)-\rho_{m0}\right). \tag{13}$$

Жоғарыда көрсетілген шарттарды қолдану арқылы (8)-(10) және (12) теңдеулер төмендегі теңдеулерге түрленеді

$$\frac{\ddot{\phi}}{\phi}+\frac{2\ddot{B}}{3B}+\frac{2(m^2+m+1)}{3}\frac{\dot{B}^2}{B^2}+(m+2)\frac{\dot{B}\dot{\phi}}{B\phi}-\frac{\dot{\phi}^2}{2\phi^2}+U'=0\,, \tag{14}$$

$$2\frac{\ddot{B}}{B}+\frac{\dot{B}^2}{B^2}=\frac{1}{2\phi}\left(\frac{3\dot{\phi}^2}{2\phi}-U-2\ddot{\phi}-4\frac{\dot{B}\dot{\phi}}{B}\right), \tag{15}$$

$$(m+1)\frac{\ddot{B}}{B}+m^2\frac{\dot{B}^2}{B^2}=\frac{1}{2\phi}\left[\frac{3\dot{\phi}^2}{2\phi}-U-2\ddot{\phi}-2(m+1)\frac{\dot{B}\dot{\phi}}{B}\right], \tag{16}$$

$$(2m+1)\frac{\dot{B}^2}{B}=-\frac{1}{2\phi}\left[\frac{3\dot{\phi}^2}{2\phi}+U+2(m+2)\frac{\dot{B}\dot{\phi}}{B}+\rho_m\right]. \tag{17}$$

(14) - (17), теңдеулерін шешу үшін, потенциалды функцияның формасын анықтау қажет. Ол үшін Нетерлік симметрия тәсілін қолданамыз.

Біз Нетер симметриясын өріс теңдеуінің сәйкес (13) нүктелік Лагранжианына қолданамыз. $(t, B, \phi)$кеңістігінде бір нүктінің түрлендіруін қарастырайық. Векторлық өріс:

$$X = \tau \frac{\partial}{\partial t} + \alpha \frac{\partial}{\partial B} + \beta \frac{\partial}{\partial \phi}, \qquad (18)$$

Мұндағы $\tau, \alpha$ және $\beta$ $t, B$ және $\phi$-тен тәуелді.

$X$ -тің бірінші пролонгациясы

$$X^{[1]} = X + \alpha_t \frac{\partial}{\partial \dot{B}} + \beta_t \frac{\partial}{\partial \dot{\phi}}, \quad \text{(20), мұндағы} \quad \alpha_t = D_t\alpha - \dot{B}D_t\tau,$$

$$\beta_t = D_t\beta - \dot{\phi}D_t\tau. \qquad (19)$$

Егер төмендегі шарт орындалатын болса, $X$ векторлық өрісі $L(t, B, \phi)$ Лагранжианы үшін Нетерлік симметрия деп аталады

$$X^{[1]}L + LD_{t(\tau)} = D_t G, \qquad (20)$$

мұндағы $G(t, B, \phi)$-калиборкалық функция, ал $D_t$ афиндық $T$ параметрі бойынша дифференциалдаудың толық операторы.

$$D_t = \frac{\partial}{\partial t} + \dot{B}\frac{\partial}{\partial B} + \dot{\phi}\frac{\partial}{\partial \phi}\cdot \qquad (21)$$

$X$ векторлық өрісі $L(t, B, \phi)$ Лангранжианына сәйкес болса, онда

$$I = \tau L + \left(\alpha - t\dot{B}\right)\frac{\partial L}{\partial \dot{B}} + \left(\beta - \tau\dot{\phi}\right)\frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} - G, \qquad (22)$$

бұл теңдеу алғашқы интеграл немесе $X$ -ке қатысты сақталушы шама болып табылады. Егер $\tau = 0$ және, $G = 0$ болса, онда калибровкалық мүшесі бар Нетер симметриясы, калибровкалық мүшесі жоқ Нетер симметриясына айналады, сәйкесінше сақталушы мүше

$$I = \alpha \frac{\partial L}{\partial \dot{a}} + \beta \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}}, \qquad (23)$$

демек, (13) Лагранжианы үшін, (20) Нетер симметриясының шарты, келесі дифференциалды қайта анықталған теңдеулер жүйесіне алып келеді

$$\tau_B = \tau_\phi = 0, \qquad (24)$$

$$4(2m+1)B^m\phi\alpha_t + 2(m+2)B^{m+1}\beta_t - G_B = 0, \qquad (25)$$

$$(2m+1)B^{m+1}\alpha_t + \frac{3}{\phi}B^{m+2}\beta_t - G_\phi = 0, \qquad (26)$$

$$(2m+1)(m\phi\alpha + B\beta + 2B\alpha_B - B\phi\tau_t) + (m+2)B^2\beta_B = 0, \qquad (27)$$

$$(m+2)\left(\alpha + \frac{4\phi}{3}\alpha_\phi\right) - \frac{B}{\phi}\beta + 2B\beta_\phi + 2B\beta_\phi - B\tau_t = 0 \qquad (28)$$

$$(m+2)\left[(m+1)\alpha + B\alpha_B + B\beta_\phi - B\tau_t\right] + 2(2m+1)\phi\alpha_\phi + \frac{3B^2}{2\phi}\beta_B = 0, \qquad (29)$$

$$(m+2)B^{m+1}U\alpha + B^{m+2}U^{'}\beta + \left(B^{m+2}U + \rho_{m0}\right)\tau_t + G_t = 0. \tag{30}$$

Енді біз (24) - (30) теңдеулер жүйесін шешуіміз керек. $\tau = 0$ және $B = 0$, калибровкалық мүшесі жоқ жағдайға сәйкес келеді.

$$-\frac{\alpha}{B\beta} = \frac{U'}{(m+2)U} \equiv f(\phi), \qquad \alpha = -Bf(\phi)\beta, \tag{31}$$

мұндағы $f(\phi)$ тек $\phi$-ке қатысты функция. Онда $\beta$ бөлінетін деп санауға болады, яғни $\beta = \beta_1(t)\beta_2(\phi)$. (31)- теңдеуді (27)-теңдеуге қойсақ төмендегі теңдікті аламыз

$$\frac{B}{\beta_1}\frac{d\beta_1}{dB} = \frac{(2m+1)[1-(m+2\phi f)]}{2(2m+1)\phi f - (m+2)} = n, \tag{32}$$

мұндағы n кез келген сан. (32)- теңдеуден $\beta_1 B$ және $f(\phi)$-ті бірден анықтауға болады.

$$\beta_1 B = c_1 B^n, \qquad \text{(35) және } f(\phi) = \frac{n(m+2)+2m+1}{(2m+1)(2n+m+2)}\frac{1}{\phi}, \tag{34}$$

$c_1$ костантасы мен $m \neq -1/2, 2n+m+2 \neq 0$. (34) және (31), теңдеулерді пайдаланып потенциалды скаляр өрістің функционалдық формасын анықтауға болады. (31), (33) және (34) теңдеулерді (28)-теңдеуге қоямыз,

$$\beta_2(\phi) = \phi^{\frac{m^2(n-4-m(8n+10)-2n-4}{4m^2(n-1)-m(8n+10)+4n-4}}. \tag{35}$$

Сонғы (29) Нетер теңдеуінен, келесі өрнекті аламыз

$$\left(2m^2+2mn+m+2n\right)\left(2mn+m-2n-4\right)=0, \tag{36}$$

бұл $n = -\frac{m(2m+1)}{(2m-1)}$ және $n = -\frac{m-4}{(2m-1)}$ дегенді білдіреді.

$n$ мәндерінінің алғашқысы үшін Нетер симметриясының 24) - (30) теңдеулері келесі шешімді береді.

$$\alpha = -\frac{c_1}{2}B^{-\frac{2m^2-m+2}{2(m-1)}}\phi^{-\frac{3m}{4(m-1)}}, \quad \beta = c_1 B^{-\frac{m[2m+1]}{2(m-1)}}\phi^{-\frac{m-4}{4(m-1)}}$$

$$U(\phi) = \lambda_1 \phi^{\frac{m}{2}+1}, \tag{37}$$

мұндағы $\lambda_1$ интеграциялау тұрақтысы. Екі жағдайда да потенциал дәрежелік формада, сондықтан бұл шешімді космологиялық анализ жасау үшін қарастырамыз.

Функцияның берілген потенциалы үшін f (R) формасын көрсету үшін

$$U(\phi) = \phi\chi(\phi) - f(\chi(\phi)), \tag{38}$$

алгебралық қатынастарын қолданамыз. Мұнда $\Re = \chi(\phi)$ және $\phi = f_{\Re}$.
(37) теңдеуде көрсетілген потенциалды (38)-теңдеуге қойсақ төмендегі теңдеуді аламыз.

$$\lambda_1 (f_R)^{\frac{m}{2}+1} = f_{\Re}\Re - f. \qquad (43)$$

Сол үшін (41) теңдеуден f (R) формасы үшін, келесі екі тривиал емес шешімдерді аламыз.

$$f(\Re) = R_0\Re - \lambda_1 R^{\frac{m}{2}+1} \qquad (42) \qquad \textbf{және} \qquad f(\Re) = \frac{\lambda_1 m}{2}\left(\frac{2}{\lambda_1(m+2)}\right)^{\frac{m+1}{m}} \Re \frac{m+1}{m}, \qquad (43)$$

$R_0$ - интегралдау тұрақтысы. f (R) формалары $\Re - де$ сызықтық және дәрежелік болады.

Берілген зерттеуде біз локальды, айналмалы, симметриялы, ғалам материясы басымдық алатын және Палатини формализм f (R) гравитациясында Нетер симметриясы тәсілін қолданатын, I типті Бьянки метрикасын зерттедік. Метрикалық коэффициенттерге $A = B^m$ $(m \neq 0{,}1)$ физикалық болжамдарын қолдану арқылы, калибровкалы мүшесі жоқ Нетер симметриясына сәйкес келетін, (37) дәрежелік формадағы өрістің скаляр потенциалдары алынды. Алынған скаляр потенциалдарын қолдану арқылы, космологиялық шешімдер алынды.

### Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Aleksander S., Marek S., Andrzej B. Starobinsky cosmological model in Palatini formalism // The European Physical Journal C, Vol.77,2017, P.406.

2. Salvatore C., Mariafelicia De L., Extended Theories of Gravity // Physics Reports, № 509, 2011, P.92-98.

3. Ibrar H., Mubasher J., Mahomed F. M. Noether Gauge Symmetry Approach in f(R) Gravity // Astrophysics and Space Science Vol. 337, 2012, 373–377.

4. Kucukakca Y. Anisotropic solution via Noether symmetry for f (R) Palatini gravity // Astrophysics and Space Science, Vol. 361, 2016, P.80.

---

УДК 524.8

# АЙНАЛМАЛЫ ӘЛЕМНІҢ МОДЕЛЬДЕРІ

**Жұзбаева Арайлым Бердібекқызы**
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ «Жалпы және теориялық физика» кафедрасының студенті,
**Мырзакулов Нургиса Ансатбаевич**
Л.Н.Гумилев атындағы ЕҰУ «Жалпы және теориялық физика»
кафедрасының аға оқытушысы, PhD.
Ғылыми жетекшісі – Н.Мырзакулов

1916 жылы жалпы салыстырмалылық теориясы Әлемнің кеңістігінің қисықтығы туралы идеяны енгізді. Ал, А.Эйнштейн өз теориясына сүйене отырып, кеңістіктің қисықтық радиусы тұрақты екенін және Әлемнің құрылымы уақыт өте келе өзгермейтінін айтты. Осылайша Әлемнің бірінші космологиялық моделі пайда болды және стационарлық атауын алды, оны 1917 жылы А.Эйнштейн жасады.

1922 жылы Совет математигі А.Фридман «Кеңістіктің қисықтығы туралы сұрақ» мақаласында жалпы салыстырмалылық теориясының теңдеуін шешіп, кеңістік қисықтығының өзгеретіндігін және Әлемнің ұлғаятынын дәлелдеді. А.Фридман Әлемнің