ҒТАХР 29.05.41
ӘОЖ 524.83 **DOI 10.70239/arsu.2025.t79.n1.03**

МАССАСЫ БАР ТЕЛЕПАРАЛЛЕДІ ГРАВИТАЦИЯЛЫҚ ТЕОРИЯНЫҢ КЕЙБІР ШЕШІМДЕРІ

НАСИПБЕКОВА С.А.*, МЫРЗАКУЛОВ Н.А.

***Насипбекова Сауле Абзал қизи —** магистрант, Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия Ұлттық университеті, Астана қ., Қазақстан
E-mail: nassipbekovasaule@gmail.com, https://orcid.org/0009-0002-6862-8569;
Мырзакулов Нургиса Ансатбаевич — PhD, доцент м.а., Л.Н. Гумилев атындағы Еуразия Ұлттық университеті, Астана қ., Қазақстан.
E-mail: nmyrzakulov@gmail.com, https://orcid.org/0009-0002-6862-8569;

Аңдатпа. Бұл жұмыста (2+1) өлшемді телепараллель гравитация теориясы қарастырылады, және оған қосымша массасы бар теорияға минималды байланысқан фермиондық өрістің әсері зерттеледі. Фридман теңдеулері мен фермиондық өрістің қозғалыс теңдеулері қорытып шығарылып, олардың өзара байланысы анықталды.. Космологиялық шешімдерді табу үшін Нетер калибрлік симметрия әдісі қолданылды. Сонымен қатар, алынған шешімдер мен теориялық нәтижелердің гравитацияның альтернативті түсіндірілуіне ықпалы талқыланды. Массасы бар телепараллельді гравитацияда торсияның рөлі, оның кеңістіктің динамикасына әсері және фермиондық өрістермен өзара әрекеттесуі жан-жақты қарастырылды. Бұл тәсіл гравитация теорияларының кеңейтілген моделін ұсынуға мүмкіндік береді.

Жұмыста телепараллель гравитацияның дәстүрлі гравитациялық теориялармен салыстырмалы артықшылықтары қарастырылып, оның космологиялық қолданылу және онын мүмкіндіктері зерттелді. Әсіресе, біздегі алынған шешімдер арқылы қарастырылатын кеңістік-уақыттың қасиеттері және оның энергия-момент таралуымен байланысы анықталды. Теориядағы торсиялық өрістердің ықпалы зерттеліп, олардың гравитациялық әсері мен жалпы салыстырмалылық теориясымен үйлесімділігі талданды. Бұл зерттеу телепараллель гравитацияның кеңейтілген нұсқаларын дамытуға және альтернативті космологиялық модельдерді қарастыруға негіз бола алады. Алынған нәтижелер Ғаламның үдемелі ұлғаюын сипаттайтын шешімдердің бар екенін көрсетті.

Түйін сөздер: телепараллель гравитацсы, массалы гравитациясы, Нетер калибрлік теоремасы, космологиялық шешім.

Кіріспе. Топологиялық массалы гравитация қарапайым модель болғанымен бұл гравитацияның классикалық немесе кванттық құрылымын түсінуге пайдалы болатын жаңа идеяларды тексеруге керемет тексеріс болып табылады. Топологиялық массалы гравитация Эйнштейн–Гилберт әсерімен қоса Черн-Саймонс мүшесімен құрылып, Минковский фонында ±2 спиральдігі бар бір массалы күйінің таралуын сипаттайды. Бұл теория жұптылықты бұзып және унитарлы болып табылады. Негізінде Ньютон тұрақтысы теріс болса, қара құрдым күйін унитарлы емес теорияға әкеледі. Сондай-ақ, Ньютон тұрақтысы оң болса, Черн-Саймонс байланысы хиральды нүктеге сәйкес болмаса, массалық ұйытқуы унитарлық емес жағдайына келеді. Бірақ топологиялық массалы гравитация теориясы қуатты есептеу көмегімен қайтанормалау арқылы сипатталатын динамикалық модель ретінде сипатталады. Осы артықшылықтар теорияны қызықты етеді. Басқаша айтқанда, үш өлшемдегі физикалық еркіндік дәрежесі таралуын сипаттауда минималды массалы гравитация және жаңа массалы гравитация атты алтернативті моделдер бар. Жаңа массалы гравитация топологиялық массалы гравитация кеңейтілген нұсқасы болып табылады [1]. Ол құрамына қисықтық шаршысының симметриялық тензор енгізіп және анти-де Ситтер вакуумының айналасында бір локалды еркіндік дәрежесін талалуын сипаттайды. Бұл таралу режімі я тахион я елес емес және физикалық болып табылады. Осы себептен минимал массалы гравитацияны анти-де Ситтер және кванттық өрісте голографиялық сәйкестікте зерттеуге болатындықтан ыңғайлы модель болып табылады. Басқаша айтқанда, жаңа массалы гравитациясы жұптылық сақталатын теория болып табылып, спиралдылығы ±2 болатын екі массалы еркіндік дәрежесінің таралуын сипаттайды. Бұл қасиеттер қызықтырақ, өйткені үш өлшемде еркіндік дәрежелер көптігін ескеретін болсақ жалпы салыстырмалы теориясы сияқты еркіндік дәрежелер санын құрайды. Бұл теория Эйнштейн-Гилберт әсерінмен қоса Риччи скаляры мен Риччи тензорының квадраттық мүшесімен құрылады [2].

Фермиондық өріспен ширату скаляры арасындағы байланыс бойынша зерттеулер ғалымдарыдың назарын ерекше бөліп жатыр [3]. Біріншіден Дирак өрісіні Лагранжиан тығыздығының телепараллелдік нұсқасын қорытылуы қажет. Басқаша айтқанда, спиндік байланыстың телепараллелдік нұсқасын анықтау қажет. Жалпы салыстылмалы теория мен телепаралльель нұсқасының эквивалентті екенін біле отырып, спиндік байланыстағы конторсии тензоры арқылы жазылады.

$$\omega^{a}_{\ b\mu} = -K^{a}_{\ b\mu}, \tag{1}$$

мұндағы $\omega^{a}_{\ b\mu}$ - телепараллелдік спиндік байланыс және $K^{a}_{\ b\mu}$ - конторсии тензоры

$$K^{a}_{\ b\mu} = \frac{1}{2} e^{a}_{\ \beta} e_{b}^{\ \nu} \left[T_{\nu\ \mu}^{\ \beta} + T_{\mu\ \nu}^{\ \beta} - T^{\ \beta}_{\mu\nu} \right]. \tag{2}$$

Ширату тензоры Вейценбок байланысы $\Gamma^{\beta}_{\mu\nu} = e^{\beta}_{i} \partial_{\nu} e^{i}_{\mu}$ арқылы келесідей анықталады

$$T^{\ \beta}_{\mu\nu} = e_{a}^{\ \beta} \left[\partial_{\mu} e^{a}_{\ \nu} - \partial_{\nu} e^{a}_{\ \mu} \right]. \tag{3}$$

Сәйкесінше, Дирак спинорларының ψ және оның түйіндесі $\overline{\psi}$ коварианттық туындыларының телепараллелдік нұсқасы келесідей жазылады

$$D_{\mu}\psi = \partial_{\mu}\psi + \frac{i}{2} K^{a}_{\ b\mu} s_{a}^{\ b} \psi . \tag{4}$$

$$D_{\mu}\overline{\psi} = \partial_{\mu}\overline{\psi} - \frac{i}{2} K^{a}_{b\mu} s_{a}^{\ b} \overline{\psi}, . \tag{5}$$

мұндағы $s^{\lambda\nu}(x)$ спин операторы болып табылады.

Ең алдымен телепараллел гравитациясымен ферсмиондық өріспен минималды байланысқан теория әсерін жазамыз

$$S = \int d^{3}xe \left[T - 2\Lambda - \frac{1}{m^{2}} K \right] \tag{6}$$

мұндағы Λ космологиялық параметр, m гравитон массасы және K мүшесі R Риччи скаляры және $R_{\mu\nu}$ Риччи тензоры арқылы беріледі

$$K = R_{\mu\nu} R^{\mu\nu} - \frac{3}{8} R^{2}.$$

Бұл жұмыста телепараллел гравитациясы, массалы гравитация мен фермиондық өріспен минималды байланысқан теория әсерін қарастырамыз.

$$S = \int d^3xe\left[F(\Psi)T - 2\Lambda - \frac{1}{m^2}K + \frac{i}{2}\left[\overline{\Psi}\sigma^{\mu}D_{\mu}\Psi - (\overline{D}_{\mu}\overline{\Psi})\sigma^{\mu}\Psi\right] - V(\Psi)\right] \tag{7}$$

мұндағы $V(\Psi)$ функциясы Дирак өрісінің потенциалдық байланысы, және ол билинейлік функция Ψ тәуелді болып, $\Psi = \overline{\psi}\psi$ арқылы сипатталады. Ал g шамасы $g_{\mu\nu}$ метрикалық тензор анықтауышы болып табылады. Сонымен қатар ψ Дирак спинорының екі компоненті бар: олар бөлшек және антибөлшек.

Ғаламның ұлғаюын зерттеу үшін (2+1) өлшемді Фридман-Робертсон-Уолкер кеңістік уақытын қарастырамыз.

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)[dx^2 + dy^2], \tag{8}$$

Мұндағы $a(t)$ - Ғаламның масштабты факторы. Осы метрика үшін $e_{\mu}^{(i)} = diag(1, a(t), a(t))$ жән $e_{(i)}^{\mu} = diag(1, 1/a(t), 1/a(t))$. Сәйкесінше, ширату тензорлардың нөлдік емес компоненттері және $S_{\rho}^{\ \mu\nu}$ симметриялық тензорлары келесідей анықталады

$$T_{01}^{1} = T_{02}^{2} = H, \quad S_{1}^{10} = S_{2}^{20} = \frac{H}{2}, \tag{9}$$

мұндағы $H = \frac{\dot{a}}{a}$ - Хаббл параметрі және нүкте ғарыштық уақыты бойынша туындыны білдіреді. Сондай-ақ, Фридман-Робертсон-Уолкер ширату скаляры $T = -2H^2$.тең болып, Дирак теңдеуін және оның түйіндесін келесідей түрде жазамыз

$$\dot{\psi} + H\psi + iV'\sigma^3\psi + 2iH^2F'\sigma^3\psi = 0 \quad \overline{\psi}$$

$$\dot{\overline{\psi}} + H\overline{\psi} + iV'\sigma^3\overline{\psi} + 2iH^2F'\sigma^3\overline{\psi} = 0 \tag{10}$$

Сондай-ақ, Фридман теңдеулері келесідей анықталады

$$H^2 = \frac{V}{2F} \tag{11}$$

Және

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{2HF'\dot{\Psi} + \left[2H^2F' + V'\right]\Psi - V}{2F} \tag{12}$$

Осы қозғалыс теңдеуін шешу үшін $F(\Psi)$ және $V(\Psi)$ белгісіз функцияларының түрлерін анықталуым керек. Бұл жұмыста калибрлік Нетер симметриясымен осы функцияларды есептеуіміз керек. Ол үшін жүйе Лагранжианын құрып, келесідей өрнек жазуымыз керек.

Математикалық түрде бұл әдіс

$$\mathbf{X}^{[1]}L + L(D_t\tau) = D_tB, \tag{13}$$

мұндағы $B = B\left(t,\ a,\ \psi_j,\ \dot{a},\ \dot{\psi}_j,\ \dot{\psi}_j^{+}\right)$ калибрлік мүше, D_t толық дифференциалдаудың операторы және уақытқа тәуелді

$$D_t = \frac{\partial}{\partial t} + \dot{a}\frac{\partial}{\partial a} + \sum_{j=1}^{2}\left(\dot{\psi}_j\frac{\partial}{\partial\psi_j} + \dot{\psi}^{+}{}_j\frac{\partial}{\partial\psi^{+}{}_j}\right) \tag{14}$$

және $\mathbf{X}^{[1]}$, мұндағы

$$X^{[1]} = X + \left(D_t\alpha - \dot{a}D_tt\right)\frac{\partial}{\partial\dot{a}} + \sum_{j=1}^{2}\left[\left(D_t\beta_j - \dot{\psi}_jD_tt\right)\frac{\partial}{\partial\dot{\psi}_j}\right] + \sum_{j=1}^{2}\left[\left(D_t\gamma_j - \dot{\overline{\psi}}_jD_tt\right)\frac{\partial}{\partial\dot{\psi}^{+}{}_j}\right] \tag{15}$$

және $\mathbf{X}$ векторлық өрістің бірінші ретті пролонгацисы

$$\mathbf{X} = \tau\frac{\partial}{\partial t} + \alpha\frac{\partial}{\partial a} + \sum_{j=1}^{2}\left(\beta_j\frac{\partial}{\partial\psi_j} + \gamma_j\frac{\partial}{\partial\psi_j^{\dagger}}\right), \tag{16}$$

Мұндағы τ, α, β_j және γ_j коэффициенті $t,\ a,\ \psi_j,\ \psi_j^{+},\ \dot{a},\ \dot{\psi}_j,\ \dot{\psi}_j^{+}$ тәуелді айнамалылар болып табылады. Егер спинорлық өріске $\psi = (\psi_1, \psi_2)^T$ және түйіндесін $\overline{\psi} = \psi^{\dagger}\sigma^3$ қоятын болсақ, нүктелік Лагранжиан келесідей түрге келеді

$$L = 2F\dot{a}^2 - \frac{ia^2}{2}\left[\sum_{j}^{2}\left(\psi_j^{+}\dot{\psi}_j - \dot{\psi}_j^{+}\psi_j\right)\right] + a^2V\ . \tag{17}$$

Нетер симметриялық шарт теоремасын қолдансақ, және келесідей $\dot{a}^3, \dot{a}^2, \dot{a}, \dot{\psi}_j, \psi_j^{+}, \dot{a}\dot{\psi}_j, \dot{a}\dot{\psi}_j^{+},\ \dot{a}^2\dot{\psi}_j$ *және* $a\dot{\psi}_j^{+}$ және коэффициеттерін жіктеп алсақ келесідей дифференциалдық теңдеулер жүйесін аламыз

$$2F\left(2\frac{\partial\alpha}{\partial a} - \frac{\partial\tau}{\partial t}\right) + 2F'\sum_{j=1}^{2}\varepsilon_j\left(\beta_j\psi_j^{\dagger} + \gamma_j\psi_j\right) = 0, \tag{18}$$

$$4F\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_j} = 0, \qquad 4F\frac{\partial\alpha}{\partial\psi_j^{\dagger}} = 0, \tag{19}$$

$$2F\frac{\partial\tau}{\partial\psi_j}=0,\qquad 2F\frac{\partial\tau}{\partial\psi_j^\dagger}=0,\qquad 2F\frac{\partial\tau}{\partial a}=0, \tag{20}$$

$$i\alpha\psi_j+\frac{ia}{2}\beta_j-\frac{ia}{2}\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\partial\beta_i}{\partial\psi_j^\dagger}\psi_i^\dagger-\frac{\partial\gamma_i}{\partial\psi_j^\dagger}\psi_i\right)+aV\frac{\partial\tau}{\partial\psi_j^\dagger}-\frac{1}{a}\frac{\partial B}{\partial\psi_j^\dagger}=0, \tag{21}$$

$$i\alpha\psi_j^\dagger+\frac{ia}{2}\gamma_j+\frac{ia}{2}\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\partial\beta_i}{\partial\psi_j}\psi_i^\dagger-\frac{\partial\gamma_i}{\partial\psi_j}\psi_i\right)-aV\frac{\partial\tau}{\partial\psi_j}+\frac{1}{a}\frac{\partial B}{\partial\psi_j}=0, \tag{22}$$

$$4F\frac{\partial\alpha}{\partial t}-\frac{ia^2}{2}\sum_{j=1}^{2}\left(\frac{\partial\beta_j}{\partial a}\psi_j^\dagger-\frac{\partial\gamma_j}{\partial a}\psi_j\right)+a^2V\frac{\partial\tau}{\partial a}-\frac{\partial B}{\partial a}=0 \tag{23}$$

$$\begin{gathered}(2\alpha+a\frac{\partial\tau}{\partial t})V-\frac{1}{a}\frac{\partial B}{\partial t}+aV'\sum_{j=1}^{2}\varepsilon_j\left(\beta_j\psi_j^\dagger+\gamma_j\psi_j\right)\\ -\frac{ia}{2}\sum_{j=1}^{2}\left(\psi_j^\dagger\frac{\partial\beta_j}{\partial t}-\psi_j\frac{\partial\gamma_j}{\partial t}\right)=0,\end{gathered} \tag{24}$$

мұндағы

$$\varepsilon_j=\{1\quad for\ \ j=1-1\ \ for\ \ j=2. \tag{25}$$

Жоғарыдағы теңдеулер жүйесінің генераторлар шешімдер

$$\begin{gathered}\alpha\ =-\frac{c_1(k+1)}{2(k-1)}a,\quad \beta_j=\frac{c_1(k+1)}{2(k-1)}\psi_j+\varepsilon_j\beta_0\psi_j,\\ \gamma_j=\frac{c_1(k+1)}{2(k-1)}\psi_j^\dagger-\varepsilon_j\beta_0\psi_j^\dagger,\quad \tau=c_1t+c_2,\quad B=c_4\end{gathered} \tag{26}$$

Және байланыс функциясы $F(\Psi)$ шешімі келесідей болады

$$F(\Psi)=f_0\Psi^{\frac{2k}{k+1}}, \tag{27}$$

мұндағы c_1, c_2, c_4, f_0 және k ($k\neq 1$) интегралдау тұрақтылары. Өзара әсерлесетін потенциал шешімі

$$V(\Psi)=\lambda\Psi^{\frac{2}{k+1}}, \tag{28}$$

мұндағы λ интегралдау тұрақтысы болып табылады.

Сондай ақ Нетер калиблік симметриясынан Нетер генераторлары келесідей өрнектеледі

$$\mathbf{X}_0\ =\ \frac{\partial}{\partial t},$$

$$\mathbf{X}_1 = t\frac{\partial}{\partial t} - \frac{k+1}{2(k-1)}\left[a\frac{\partial}{\partial a} - \sum_{i=1}^{2}(\psi_i\frac{\partial}{\partial\psi_i} + \psi_i^{\dagger}\frac{\partial}{\partial\psi_i^{\dagger}})\right], \quad (29)$$

$$\mathbf{X}_2 = \sum_{i=1}^{2}\varepsilon_i(\psi_i\frac{\partial}{\partial\psi_i} - \psi_i^{\dagger}\frac{\partial}{\partial\psi_i^{\dagger}}).$$

Сонымен қатар, осы генерераторлар келеідей коммутациялық байланыстарды қанағаттандырады.

$$[\mathbf{X}_0, \mathbf{X}_1] = \mathbf{X}_0, \quad [\mathbf{X}_0, \mathbf{X}_2] = [\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2] = 0 \quad (30)$$

Нетер теоремасының көмегімен, жүйенің сақталатын шамаларын сипаттай аламыз.

$$I = \tau L + (\alpha - \tau\dot{a})\frac{\partial L}{\partial\dot{a}} + \sum_{j=1}^{2}\left[(\beta_j - \tau\dot{\psi}_j)\frac{\partial L}{\partial\dot{\psi}_j}\right] + \sum_{j=1}^{2}\left[(\gamma_j - \tau\dot{\psi}_j^{+})\frac{\partial L}{\partial\dot{\psi}_j^{+}}\right] - B. \quad (31)$$

Бұл теңдіктен шығаратын қозғалыс интегралдары келесідей болады

$$I_0 = -2F\dot{a}^2 + a^2V,$$
$$I_1 = tI_0 - \frac{2F(k+1)}{k-1}a\dot{a},$$
$$I_2 = -\frac{ia^2\Psi}{2}. \quad (32)$$

Фридман теңдеуін қолданып, және жоғарыда анықталған байланыс функциясы және потенциалдық функциясы мен қоса фермиондық өрістерін пайдалансақ, алатын космологиялық шешім келесідей болады

$$a(t) = \left[\frac{2K(3k-1)+2}{2k+1}t + a_0\right]^{\frac{k+1}{2(1-k)}}, \quad (33)$$

Мұндағы a_0 интегралдау тұрақтысы. Табылған масштабты фактордың өзгеріс тәртібі қазіргі таңдағы Ғаламымыздың үдемелі ұлғаюын сипаттайды.

Қорытынды. Бұл мақалада телепараллелді гравитация мен массалы гравитацияның Фридман-Робертсон-Уолкер кеңістік уақытында карастырылды. Материя бөлігі ретінде фермиондық өрісті қолданып, зерттелді. Осы теория негізінде Нетер калибрлік теоремасы қолданып, Лагранжианға кіретін барлық белгісіз мүшелер анықталды. Сондай-ақ, осы әдіс арқылы космологиялық шешім есептеліп, Ғаламның эволюциясы және кейбір қасиеттері меңгерілді.

Әдебиеттер тізімі

1. Sucu Y., Ünal N. Exact solution of Dirac equation in 2+1 dimensional gravity // Journal of mathematical physics. - 2007. - Vol. 48. - P. 052503.

2. Gecim G., Kucukakca Y., Sucu Y. Noether Gauge Symmetry of Dirac Field in (2+1)-Dimensional Gravity // Advanced in High Energy Physics. - 2015. - Vol. 2015. - P. 567395.
3. De Souza R.C., Kremer G.M. Noether symmetry for non-minimally coupled fermion fields // Classical and Quantum Gravity. - 2008. - Vol. 25, № 22. - P. 225006.
4. Kucukakca. Y., Teleparallel dark energy model with a fermionic field via Noether symmetry. // The European Physical Journal. – 2014. - Vol. 74. – P.7.
5. Bergshoeff E., Hohm O., Townsend P. K., Massive Gravity in Three Dimensions. // *Physical Review Letters*. – 2009. – Vol.102, № 20. – P.201301.

References

1. Sucu Y., Ünal N. Exact solution of Dirac equation in 2+1 dimensional gravity // Journal of mathematical physics. - 2007. - Vol. 48. - P. 052503.
2. Gecim G., Kucukakca Y., Sucu Y. Noether Gauge Symmetry of Dirac Field in (2+1)-Dimensional Gravity // Advanced in High Energy Physics. - 2015. - Vol. 2015. - P. 567395.
3. De Souza R.C., Kremer G.M. Noether symmetry for non-minimally coupled fermion fields // Classical and Quantum Gravity. - 2008. - Vol. 25, № 22. - P. 225006.
4. Kucukakca. Y., Teleparallel dark energy model with a fermionic field via Noether symmetry. // The European Physical Journal. – 2014. - Vol. 74. – P.7.
5. Bergshoeff E., Hohm O., Townsend P. K., Massive Gravity in Three Dimensions. // *Physical Review Letters*. – 2009. – Vol.102, № 20. – P.201301.

НЕКОТОРЫЕ РЕШЕНИЯ ТЕЛЕПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ С МАССОЙ

НАСИПБЕКОВА С.А.*, МЫРЗАКУЛОВ Н.А.

Насипбекова Сауле Абзал қизи[1]— магистрант, Евразийский Национальный университет им.Л.Н. Гумилев., г.Астана, Казахстан
E-mail: nassipbekovasaule@gmail.com, https://orcid.org/0009-0002-6862-8569;
Мырзакулов Нургиса Ансатбаевич[1] — PhD доктор, и.о.доцента, Евразийский Национальный университет им.Л.Н. Гумилев., г.Астана, Казахстан
E-mail: nmyrzakulov@gmail.com, https://orcid.org/0000-0001-8691-9939.

Аннотация. В этой статье мы изучаем (2+1)-мерную телепараллельную теорию гравитации, а также теорию с массой — минимально связанным фермионным полем.. Обобщены уравнения Фридмана и уравнения движения фермионного поля, определена их взаимосвязь.. Для поиска космологических решений использовался метод калибровочной симметрии Нетера. Кроме того, обсуждалось влияние полученных решений и теоретических результатов на альтернативную интерпретацию гравитации. Подробно рассмотрена роль торсии в телепараллельной гравитации с массой, ее влияние на динамику пространства и взаимодействие с фермионными полями. Такой подход позволяет представить расширенную модель теорий гравитации.

В статье рассмотрены сравнительные преимущества телепараллельной гравитации с традиционными теориями гравитации, изучены ее космологическое применение и ее возможности. В частности, с помощью полученных нами решений были определены свойства рассматриваемого пространства-времени и его связь с распределением энергии-момента. Было изучено влияние торсионных полей в теории и проанализировано их гравитационное влияние и совместимость с общей теорией относительности. Это исследование телепараллель может стать основой для разработки расширенных вариантов гравитации и рассмотрения альтернативных космологических моделей. Полученные результаты показали, что существуют решения, характеризующие прогрессирующее увеличение Вселенной

Ключевые слова: телепараллельная гравитация, массовая гравитация, калибровочная теорема Нётер, космологическое решение.

SOME SOLUTIONS OF TELEPARALLEL GRAVITY THEORY WITH MASS

NASSIPBEKOVA S.A.*, MYRZAKULOV N.A.

***Nassipbekova Saule Abzal kyzy[1]—** master student, L.N. Gumilyov Eurasian Netional University, Astana, Kazakhstan
E-mail: nassipbekovasaule@gmail.com, https://orcid.org/0009-0002-6862-8569;
Myrzakulov Nurgissa Ansatbayevich[1] — PhD, Acting Associate Professor, L.N. Gumilyov Eurasian Netional University, Astana, Kazakhstan
E-mail: nmyrzakulov@gmail.com, https://orcid.org/0009-0002-6862-8569;

Abstract. In this paper, the theory of gravity of a (2+1)-sized bodyallel is considered and the effect of a minimally bound fermionic field on a theory with additional mass is investigated. The Friedman equations and the equations of motion of a fermionic field are generalized and their interrelation is determined.. The Noether gauge symmetry method was used to find cosmological solutions. In addition, the influence of the obtained solutions and theoretical results on the alternative interpretation of gravity was discussed. The role of torsion in teleparallel gravity with mass, its effect on the dynamics of space and interaction with fermionic fields is considered in detail. This approach allows us to present an extended model of gravity theories.

The comparative advantages of teleparallel gravity with traditional theories of gravity are considered, its cosmological application and its possibilities are studied. In particular, using the solutions we obtained, the properties of the space-time under consideration and its relationship to the distribution of energy-momentum were determined. The influence of torsion fields in theory was studied and their gravitational influence and compatibility with the general theory of relativity were analyzed. This teleparallel study can become the basis for the development of advanced gravity options and consideration of alternative cosmological models. The results showed that there are solutions that characterize the progressive expansion of the universe.

Key words: teleparallel gravity, mass gravity, Noether gauge theorem, cosmological solution.